ORSAY
N° D'ORDRE :

LAL 05-05
Mars 2005

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Benjamin PORTHEAULT

Sujet : Première mesure des sections efficaces de courant chargé et neutre avec le faisceau de positrons polarisé à HERA II et analyses QCD-électrofaibles

Soutenue le **29 mars 2005** devant la Commission d'examen

M.	Bernard	**D'ALMAGNE**	Président
M.	Max	**KLEIN**	Examinateur
M.	François	**LE DIBERDER**	Examinateur
Mme	Vanina	**RUHLMANN-KLEIDER**	Rapporteur
M.	Philippe	**SCHWEMLING**	Rapporteur
M.	Zhiqing	**ZHANG**	Directeur

Remerciements

Et c'est le temps des remerciements. Une thèse ne dure pas que le temps passé au laboratoire, et c'est pourquoi je souhaite remercier tous mes proches qui auront été à mes cotés pendant ces deux ans et demi. Je tiens aussi à remercier des personnes qui ne liront pas forcément ces quelques pages. D'ailleurs, comme ce seront de loin les pages les plus lues de ce document, j'en profite pour inviter le lecteur à jeter un coup d'œil à la suite.

Je remercie le Directeur, Bernard D'Almagne, pour m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélerateur Linéaire, et pour avoir accepté de faire partie de ce jury.
Je remercie Zhiqing Zhang d'avoir encadré cette thèse. J'ai beaucoup appris de sa grande rigueur scientifique et de son souci du détail. Je remercie les membres du jury François Le Diberder et Max Klein. Merci Max pour avoir toujours manifesté de l'intérêt pour mon travail, et pour m'avoir encouragé dès le départ de l'analyse électrofaible.

Vanina Ruhlmann-Kleider et Philippe Schwemling ont accepté de lire et de «rapporter» cet énorme document avec gentillesse. Je les en remercie, je sais en connaissance de cause que ce n'est pas follement excitant de lire ce document en entier et d'y découvrir les détails sur la réduction du bruit de fond non-ep. Merci pour tout l'intérêt témoigné.

Je remercie les gens qui m'ont mis le pied à l'étrier, l'ex *dream team* du DEA CPM, les duettistes Yves Charon et Pierre Binetruy.

En marge de cette thèse s'est déroulé le «monitorat», je remercie tous mes collègues d'enseignement au PCS0 de Paris XI, en particulier ma tutrice Jacqueline Pommier, et les dirigeants successifs du PCS0 Jean-Paul Audière et Yan Picard. Ils m'auront fait forte impression par leurs qualités humaines. Merci à Patrice Hello qui m'a permis de sévir pour quelques oraux.

Je remercie le groupe H1–LAL pour son support et sa sympathie, Violette Brisson, Sylvestre Baudrand, Jean-Claude Bizot, Ronic Chiche (qui m'a introduit dans l'équipe des «jaunes»), Benoît Delcourt, Marie Jacquet-Lemire (merci pour le bon sens partagé), Christian Pascaud (toujours créatif, co-auteur et gourou du fameux QCDFIT, comme me répondait Eram : «it's the first time I hear Christian's programming called beautiful»), Roman Poeschl, Victor Soskov, Fabian Zomer (co-auteur du fameux QCDFIT, que je remercie pour les doses de pragmatisme distribuées). Merci à Enzo Barone, pour son accueil à Turin, sa gentillesse et la touche italienne au style de nos papiers.

Merci aux physiciens du LAL qui apportent un peu de bonne humeur. Merci spécialement à Dirk Zerwas pour les voyages partagés en RER.

Merci au personnel du LAL, Françoise Maréchal, Anne-Marie Caudan, Annie Huguet, Souad Chebabi, pour leur aide et leur gentillesse.

Merci aux membres de H1–France avec qui j'ai pu partager des discussions ou des bons moments. En particulier le groupe du CPPM pour sa collaboration, pour m'avoir fourni de l'espace disque et laissé utiliser h1mars03. Merci à Franca Cassol-Bruner, la «Perl» du groupe, pour le désormais célèbre MarManager qui fait même le café, et Cristi Diaconu, le célèbre guitariste des «quarks», mon shift leader préféré. Merci à Laurent Schoeffel pour sa gentillesse et sa relecture de la partie théorique.

Je remercie le très sympathique groupe Belge de H1, notamment Laurent Favard. Je garde le souvenir d'une blague «diffractive» en jouant au billard, malheureusement je doute pouvoir la ressortir un jour.

Je remercie les membres du groupe MPI–Munich que j'ai eu plaisir à côtoyer, spécialement les sympathiques Christian Kiesling «l'optimiste» et Guenter Grindhammer «le pessimiste». Bon courage à Andrei Nikiforov, Ringaile Plackakyte et Biljana Vujicic. Merci beaucoup les filles pour tous les bons moments partagés.

Merci aux sympatiques coordinateurs de physique Paul Newman (qui a toujours relu mes brouillons quasi instantanément avec une grande gentillesse), Vladimir Shekelian (dont la bonhomie apparente se dilue très vite dans un verre de bière ou de vin rouge), et Emmanuelle Perez. C'est toujours un plaisir de discuter avec Wu-Ki Tung, que je remercie pour son savoir, son immense sagesse et sa gentillesse.

Merci à Eram Rizvi pour avoir passé une bonne partie de la nuit dans son bureau à DESY pendant que je faisais de même à Orsay la veille du preliminary ichep.

La semaine passée a Ringberg compte parmi les très bons moments de cette thèse. Je remercie les physiciens présents pour leur compagnie et leur bonne humeur. Parmi eux Leszeck Motyka le théoricien BFKL (qui m'a souligné qu'il avait appelé son fils Benjamin car c'est un prénom invariant de langage), Paul Thompson le supporter des *reds*, et Uta Stoesslein.

Merci à Tania Robens pour la découverte des bars de Hambourg.

Passons maintenant au monde du billard. Merci à l'équipe de la *starak* pour cette aventure qui nous a menés des cafés de Houilles à l'Athanor de Monluçon. Il y aura eu des bons moments. Merci à mes camarades et amis, Jean-Bernard Huroux (alias J&B, (anti)préparateur psychologique, possesseur du «touch»), Arnaud Besselièvre (fais plaisir bonhomme, pense à tout, tu sais faire !), Richard *le bourrin* Langevin (toujours prêt a sortir une bonne bouteille). Et spécialement Igor Gerbiz et Amandine. Igor, merci pour tout. Je te dédierai mon premier «century».

Merci Sandrine Laplace pour la bonne humeur apportée au 208, et pour tous les bons moments partagés.

Merci enfin à tous mes amis parisiens, dans le désordre, Jérôme Bokobza, le «GiB» alias Julien Gibelin, Boris Fourtier, Marie Legendre, Hélène et Nicolas Masson, Elise Colin et Cédric. Merci tout spécialement à GiB et Jérôme, vous êtes des amis de jeunesse aux côtés de qui c'est un plaisir de vieillir. Merci d'être toujours là pour moi.

Merci à Matti Peez, adepte des analyses «qui battent des records», toujours trop modeste. Merci d'être là pour moi, pour tous les encouragements témoignés. Sois sûr que tu peux aussi compter sur mon soutien inconditionnel.

Je remercie mon compagnon de cordée et ami Emmanuel Sauvan. Merci pour avoir vogué dans la même galère et pour m'avoir appris à ramer en 2.3.11, 2.4.8, 2.4.15-r34, 2.4.18, 2.4.25, 2.4.26, 2.5.10, 2.6.5, 2.6.7, 2.7.7 (pour ne citer que les moins buggées). Je te sens impatient de me faire decouvrir la 2.7.8. Merci pour avoir veillé avec moi jusqu'à 4 heures du matin et plus la veille d'innombrables meetings. Travailler avec toi est un vrai plaisir.

Merci à celle qui a partagé ma vie pendant une grande partie de ce travail. Tu sais ce que je te dois. Merci de m'avoir appris à m'écouter.

Et enfin, je tiens a remercier l'ensemble de ma famille. Mes parents sans qui tout cela aurait été simplement impossible, qui m'ont toujours soutenu dans tous mes choix. C'est grâce à vous que j'en suis là aujourd'hui. J'ai fait en sorte que vous puissiez être fiers de moi. Je remercie mon frère Rodolphe et ma sœur Alexandra dont je trouve la porte toujours ouverte, ainsi que Laetitia et Marie-Amélie.

Bande son : Green Day – Good Riddance.

Je dédie cette thèse
à mes parents
et tous mes proches

Table des matières

Partie I Analyse de données avec le détecteur H1

Chapitre 4
Dispositif Expérimental

Chapitre 5
Reconstruction et mesure des événements avec le détecteur H1

Partie II Analyses QCD

Introduction

Depuis la découverte des Diffusions Profondément Inélastiques (DIS) à SLAC en 1968, les collisions ep ont joué un rôle important dans l'établissement du Modèle Standard. L'unique collisionneur ep existant, HERA, a permis l'étude des interactions ep dans un domaine cinématique inaccessible aux expériences sur cible fixe. HERA a permis d'apporter un très grand nombre de résultats dans le domaine de QCD, mais aussi certains aspects de la physique électrofaible peuvent y être étudiés, de façon complémentaire par rapport aux autres collisionneurs. Les mesures dites inclusives des expériences H1 et ZEUS constituent la pierre angulaire des analyses permettant de déterminer les densités de partons (pdfs) objets contenant la structure non perturbative du proton. HERA est actuellement dans une phase appelée HERAII, dont une des principales caractéristiques est de délivrer des faisceaux de leptons polarisés longitudinalement au niveau des points d'interactions des expériences H1 et ZEUS.

L'objet de cette thèse est de mesurer les sections efficaces inclusives de DIS avec le faisceau de positrons polarisés et de contribuer à l'analyse de la structure du proton. Il est présenté la première analyse des données de HERAII. Ce document est organisé en une introduction théorique suivie de deux parties distinctes.

L'introduction théorique fait une revue des différents aspects de la physique qu'il est nécessaire d'avoir à l'esprit pour permettre au lecteur d'appréhender les analyses des événements de DIS ainsi que les analyses QCD et électrofaibles présentées par la suite.
Le chapitre 1 fait quelques rappels généraux sur les interactions du Modèle Standard. Le chapitre 2 est centré sur les différentes interactions entre leptons et hadrons, et on y trouvera entre autres une discussion détaillée des interactions de DIS. Le chapitre 3 traite quant à lui de la structure du proton, dont le contenu et les moyens mis en œuvre pour l'analyser seront abordés. Cette partie théorique est complétée par l'annexe A qui présente les corrections radiatives électrofaibles à la DIS.

Dans une première partie, on s'intéressera à la mesure des sections efficaces de DIS polarisées avec le détecteur H1. Le chapitre 4 présente l'appareillage expérimental, c'est-à-dire le collisionneur HERA et le détecteur H1, et l'accent sera mis sur les sous-détecteurs pertinents et les aspects de leur fonctionnement dont la compréhension est indispensable à l'analyse des événements. Les principes généraux de la mesure des événements avec le détecteur H1 seront décrits dans le chapitre 5, où l'on mettra l'accent sur les contributions apportées, en particulier sur la mesure de l'état final hadronique avec la participation à la réalisation d'un algorithme de mesure du flux d'énergie. En 2003 et 2004, HERA à délivré un lot de données e^+p de polarisation positive et un lot de polarisation négative. Les mesures des sections efficaces avec ces données seront abordées dans les chapitres 6 et 7 respectivement pour les Courants Neutres (NC) et les Courant Chargés (CC). En particulier, la dépendance de la section efficace CC par rapport à la polarisation (linéaire dans le Modèle Standard) est mesurée pour la première fois. Les figures des sections efficaces sont regroupées dans l'annexe B.

Dans une deuxième partie on présentera les analyses QCD effectuées. Le chapitre 8 présente des analyses exploitant les données de H1 publiées, qui sont utilisées pour réaliser l'extraction des pdfs, ce qui est réalisé ici à partir des données d'une seule expérience. Puis nous avons étendu l'analyse QCD pour inclure simultanément les paramètres électrofaibles, permettant une détermination cohérente de la masse du boson W ainsi que la première mesure des couplages des quarks au Z dans les collisions ep.

Le chapitre 9 présente la contribution à une analyse QCD dite «globale», qui rassemble un très grand nombre de données et de processus différents. Cela permet une détermination détaillée des pdfs, et en particulier l'asymétrie de la mer étrange qui est étudiée, ainsi qu'une détermination de la constante de couplage forte α_s.

En conclusion on résumera les principaux résultats obtenus, en indiquant les évolutions futures et les progrès à espérer pour les analyses présentées. On placera ces évolutions dans le contexte de la physique des hautes énergies des années à venir.

Enfin l'annexe C présente les investigations effectuées pour l'extraction de l'asymétrie des quarks légers $\bar{d} - \bar{u}$ avec les données de H1.

Introduction théorique

1

Le Modèle Standard de la physique des particules

Sommaire

Cette partie va présenter les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des analyses présentées. L'objectif n'est pas de fournir une description technique exhaustive qui est disponible dans de nombreux ouvrages mais d'exposer et synthétiser les idées importantes. Ce premier chapitre rappelle les fondations du Modèle Standard, dont le secteur de l'interaction forte et celui de l'interaction faible seront abordés dans ce document. Ensuite dans un deuxième chapitre nous aborderons les interactions entre leptons et hadrons, en effectuant entre autres un traitement détaillé des interactions de diffusion profondément inélastique. Enfin un troisième chapitre dédié à la structure du proton et aux analyses QCD globales viendra clore cette introduction théorique. Pour une introduction au Modèle Standard et à la Diffusion Profondément Inélastique, on se reportera à [HM84]. Des approches plus techniques et complètes sont disponibles dans [ESW91, Broc94], et enfin on trouvera des introductions modernes et de qualité dans [Tung01, DC04].

1.1 Introduction historique

La mise en place et les succès exceptionnels de l'électrodynamique quantique (QED) comme théorie de jauge renormalisable dans les années 40 et 50 a constitué une exception dans le paysage de la théorie des particules de l'époque. L'interaction faible était approchée de manière effective (et non renormalisable) tandis que les propriétés de l'interaction forte entre hadrons étaient décrites et explorées dans la théorie de la matrice S, décrivant les amplitudes de diffusions à l'aide de propriétés mathématiques. L'émergence de symétries sous-jacentes dans le spectre des hadrons a amené à établir le modèle des *quarks* dotés d'un nouveau nombre quantique de couleur pour que la relation spin-statistique puisse accommoder le moment angulaire du Δ^{++}. L'accélérateur de SLAC de 22 GeV démarra en 1967 dans le but d'étudier les diffusions inélastiques et surtout élastiques d'électrons sur des protons. Les mesures inélastiques inclusives étaient alors perçues comme ne contenant que peu d'informations pertinentes par rapport aux mesures élastiques. Au printemps 1968 les premières données inélastiques ont révélé que la section efficace, au lieu de décroître pour des grands angles de diffusion comme pouvait le laisser penser le comportement des collisions élastiques, était particulièrement importante. Après des recherches intenses pour essayer d'expliquer la valeur de cette section efficace comme étant due à des corrections radiatives de QED, ce comportement des diffusions à grands angles (semblable par ses caractéristiques à la diffusion e^+e^-) a amené à penser que l'électron interagissait avec des constituants ponctuels du proton, les *partons*, quasiment libres lors de l'interaction. Bien que l'on soupçonna très vite ces partons d'être les quarks, il fallut plusieurs mesures de diffusion profondément inélastique (DIS) de neutrinos pour en apporter la preuve certaine. En fin de compte, la découverte de la liberté asymptotique (qui a donné lieu au prix Nobel 2004 pour Gross, Politzer et Wilczek) dans les théories de jauge non abéliennes et la preuve de leur renormalisabilité (prix Nobel 1999 pour Veltman et t'Hooft) a donné un regain d'intérêt pour les théories de jauge. La liberté asymptotique permet d'expliquer la liberté des partons lors de l'interaction dure et permet de supposer qu'à l'échelle d'énergie du hadron, ils sont fortement liés. Le modèle standard de la physique des particules, théorie de jauge non abélienne de l'interaction forte et de l'interaction électrofaible a alors émergé et est devenu depuis plus de 30 ans le Modèle Standard. Il permet une description sans faille de toutes les données de physique des particules sur collisionneurs depuis lors. Nous allons maintenant en effectuer une description, puis nous conclurons en soulignant ses frontières.

1.2 Les bases théoriques du modèle

Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs dont la densité lagrangienne est invariante sous le groupe de symétrie local $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$\mathscr{L}_{MS} = \mathscr{L}_{QCD} + \mathscr{L}_{EW} + \mathscr{L}_{Higgs}. \tag{1.1}$$

La partie $\mathscr{L}_{QCD}$ est celle de l'interaction forte ou Chromodynamique Quantique (QCD pour Quantum Chromo Dynamics) basée sur la symétrie locale $SU(3)_C$, la partie $\mathscr{L}_{EW}$

celle de l'interaction électrofaible (EW pour ElectroWeak), symétrie locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ spontanément brisée vers la symétrie de l'électromagnétisme $U(1)_Q$ par le mécanisme dit de Higgs, ce dernier étant décrit par la partie $\mathscr{L}_{Higgs}$, où un doublet de champs complexes de spin nul acquiert une valeur moyenne non nulle dans un potentiel, fournissant une masse aux fermions ainsi qu'aux bosons électrofaibles W et Z. Examinons plus en détail le contenu physique de chacun de ces termes.

1.3 Le secteur QCD

Le choix de $SU(3)_C$ comme groupe de jauge peut être motivé par le fait que le groupe de jauge de l'interaction forte doit admettre des représentations complexes pour distinguer les quarks des antiquarks et qu'il permette un état complètement antisymétrique singlet fait de trois quarks. L'examen des groupes de Lie possédant ces caractéristiques permet de limiter le choix à $SU(3)$. Le nombre de couleurs et les constantes de structure du groupe ont été mesurées dans de nombreux processus. On peut écrire le lagrangien

$$\mathscr{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}\sum_{A=1}^{8} F^{A\mu\nu}F^{A}_{\mu\nu} + \sum_{j=1}^{n_f} i\bar{\psi}_{q_j} \not{D} \psi_{q_j} \tag{1.2}$$

où $F^A_{\mu\nu}$ est le tenseur du champ de couleur

$$F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu G^A_\nu - \partial_\mu G^A_\nu - g_s c_{ABC} G^B_\mu G^C_\mu \tag{1.3}$$

G^A_ν est le champ de gluon, boson vecteur de masse nulle, g_s la constante de couplage associée à $SU(3)$ et c_{ABC} étant la constante de structure de ce groupe. Le champ de gluon a été introduit dans la dérivée covariante pour satisfaire l'invariance de jauge locale. La dérivée covariante s'écrit :

$$\not{D} = \gamma^\mu(\partial_\mu - ig_s \sum_{A=1}^{8} t^A G^A_\mu) \tag{1.4}$$

avec t^A les matrices génératrices de $SU(3)$. Il y a huit générateurs des rotations dans $SU(3)$ donc huit gluons distincts. Le champ de quark ψ_{q_j} est un ensemble de spineurs de Dirac qui s'écrit dans l'espace de la couleur de façon vectorielle

$$\psi_q = \begin{pmatrix} \psi_q^{rouge} \\ \psi_q^{bleu} \\ \psi_q^{vert} \end{pmatrix}. \tag{1.5}$$

Le terme de couplage entre un quark et un gluon $g_s G^A \bar{\psi}_q (t^A) \psi_q$ s'écrit donc comme l'action d'une matrice opérant un changement de couleur (rotation) dans l'espace $SU(3)_C$. Il est remarquable que le lagrangien ci-dessus donne naissance à une très grande richesse de phénomènes, entraînant le confinement des quarks dans les hadrons, des transitions de phase ainsi qu'une structure du vide non triviale. Le développement du terme cinétique fait apparaître un terme de couplage à trois gluons d'ordre g_s et un terme de couplage à quatre gluons d'ordre g_s^2 car, $SU(3)$ étant un groupe non abélien, le gluon est un boson coloré contrairement par exemple au photon qui est électriquement neutre. Ceci aura pour conséquence le phénomène de liberté asymptotique dont nous allons parler plus loin. Le phénomène de confinement est le fait que l'on n'observe pas de particule colorée isolée mais seulement des particules «blanches», singlets de couleur. A grande énergie, l'échange d'un gluon entre deux quarks est similaire à une interaction du type de QED ou l'échange d'un boson de masse nulle donne lieu à un potentiel décroissant en $1/r$. Des études de QCD sur réseau ont permis de mettre en évidence que le potentiel possédait une partie croissant linéairement avec la distance

$$V_{q\bar{q}} \propto \left(\frac{\alpha_s(r)}{r} + \cdots + \sigma r\right) \tag{1.6}$$

de façon imagée si l'on sépare deux quarks, il se crée un tube de flux de tension σ de plus en plus énergétique qui va pouvoir à un moment donné permettre la création de particules additionnelles, et ainsi de suite. On n'observera pas deux quarks isolés dans l'état final mais deux *jets* de hadrons blancs. Au niveau de l'interaction entre nucléons, ces particules singlets de couleur ne peuvent s'échanger que des singlets de couleur. Ce qui entraîne que la portée caractéristique des forces nucléaires est donné par l'échelle de masse du pion (qui est le hadron le plus léger) $d \simeq m_\pi^{-1} \simeq 10^{-13}$ cm avec un potentiel de la forme $V_{h,h'} \simeq \exp(-r/m_\pi)/r$.

1.4 Le secteur électrofaible

La partie électrofaible du lagrangien est invariante locale sous la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ associée aux couplages g et g'. Elle s'écrit

$$\mathscr{L}_{EW} = -\frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{1}{4}\sum_{A=1}^{3} W^{A\mu\nu}W^A_{\mu\nu} + \sum_s i\bar{\psi}^L_s \not{D}\psi^L_s + \sum_s i\bar{\psi}^R_s \not{D}\psi^R_s. \tag{1.7}$$

Avec $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ où B_μ est le boson de jauge de $U(1)_Y$ et $W^A_{\mu\nu} = \partial_\mu W^A_\nu - \partial_\nu W^A_\mu - g\varepsilon^{ABC}W^B_\mu W^C_\nu$ les W^A étant les trois bosons de jauges associés aux trois générateurs de $SU(2)$ et ε^{ABC} la constante de structure du groupe. Les champs de matière ψ_L sont des vecteurs dans l'espace $SU(2)$

$$\psi^L = \begin{pmatrix} \nu^e_L \\ e^-_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu^\mu_L \\ \mu^-_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu^\tau_L \\ \tau^-_L \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}. \tag{1.8}$$

On assigne un isospin $I_3 = +1/2$ (et $-1/2$) pour les composantes supérieures (et inférieures, respectivement). Les champs ψ^R sont des singlets de $SU(2)$

$$\psi^R = (e^-_R), (\mu^-_R), (\tau^-_R), (u_R), (d_R), (s_R), (c_R), (b_R), (t_R). \tag{1.9}$$

Ici on a séparé les projections gauches (L) et droites (R) des spineurs de Dirac par l'opérateur de chiralité :

$$\psi = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi^L + \frac{1+\gamma^5}{2}\psi^R. \tag{1.10}$$

La dérivée covariante s'écrit

$$\not{D} = \gamma^\mu(\partial_\mu - igW_\mu - ig'YB_\mu). \tag{1.11}$$

Le boson vecteur de $U(1)_Y$, B_μ se couple aux fermions avec une (hyper)charge Y. Les bosons vecteurs de $SU(2)_L$ peuvent s'écrire de façon matricielle

$$W_\mu = \begin{pmatrix} W^3_\mu/2 & W^+_\mu/\sqrt{2} \\ W^-_\mu/\sqrt{2} & -W^3_\mu/2 \end{pmatrix}. \tag{1.12}$$

On voit que les éléments non diagonaux, bosons $W^\pm_\mu$ vont coupler les deux composantes des vecteurs ψ^L. On ajoute une partie contenant un doublet ϕ de champs complexes (vecteur de $SU(2)_L$) et un potentiel $V(\phi)$

$$\mathscr{L}_{Higgs} = (D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi) \quad \text{avec} \quad V(\phi) = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4. \tag{1.13}$$

Dans le potentiel le champ ϕ va acquérir spontanément une valeur moyenne dans le vide non nulle $\langle\phi\rangle = \sqrt{\mu^2/2\lambda}$: c'est le mécanisme de Higgs. Le champ ϕ étant couplé aux bosons de $SU(2) \otimes U(1)_Y$ par la dérivée covariante, le développement du lagrangien après brisure fait apparaître un terme de masse pour le boson $W^\pm$ et pour une combinaison linéaire des bosons W^3 et B que l'on appelle le boson Z^0. Il reste une symétrie non brisée $U(1)_Q$ que l'on identifie à l'électrodynamique et son boson de masse nulle qui est la combinaison linéaire de W^3 et B orthogonale au Z^0 que l'on identifie au photon. Les couplages de Yukawa que l'on peut écrire entre les fermions et le champs de Higgs donnent les termes de masse des fermions après brisure. Il est important de noter qu'à partir des paramètres initiaux g, g', λ, μ on peut calculer les masses des bosons $W^\pm$ et Z

$$M_W = \frac{g}{2}\sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}, \quad M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}\sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{1.14}$$

et la charge électrique du positron

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{1.15}$$

La masse du boson de Higgs est donnée par $M_H = \sqrt{2}\mu$. On introduit l'angle de mélange faible ou angle de Weinberg θ_W tel que

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{1.16}$$

Parmi l'ensemble des relations que l'on peut écrire une est particulièrement utile

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \tag{1.17}$$

On verra que les corrections quantiques modifient ces relations.

1.5 Le résumé des différentes interactions

Après avoir développé le lagrangien, on peut faire l'inventaire des différents couplages qui apparaissent :

- Les interactions électromagnétiques entre les particules chargées

$$ee_f A_\mu \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f, \tag{1.18}$$

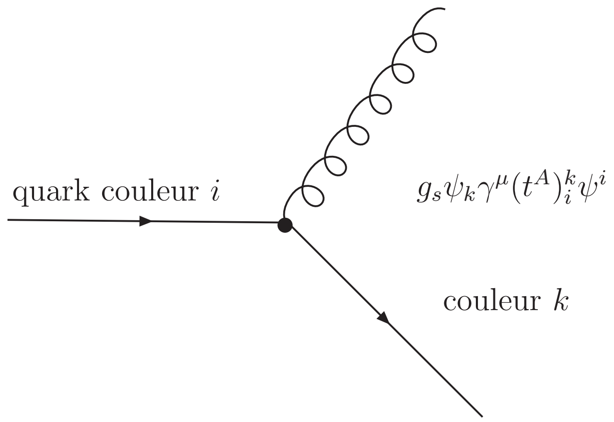
  qui sont les quarks u, c, t de charge $2/3$, les quarks d, s, b de charge $-1/3$, les leptons e, μ, τ de charge -1, les bosons $W^\pm$ de charge ± 1. L'interaction est véhiculée par le photon qui est de masse nulle, et a donc une portée infinie.
- L'interaction faible véhiculée par le boson Z^0

$$\frac{ig}{\cos\theta_W} Z_\mu^0 \bar{\psi}_f \left(\gamma^\mu \frac{v_f - a_f\gamma^5}{2}\right) \psi_f \tag{1.19}$$

  où l'on a introduit les couplages vecteurs $v_f = I_f^3 - 2e_f \sin^2\theta_W$ et axiaux $a_f = I_f^3$. Le boson Z^0 est électriquement neutre mais peut interagir avec lui même.
- L'interaction faible véhiculée par le boson $W^\pm$, entre les composantes d'un doublet de $SU(2)_L$ tel que e et ν_e

$$\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu \bar{\psi}_{\nu_e} \left(\gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2}\right) \psi_e. \tag{1.20}$$

  Les interactions faibles se comportant différemment vis-à-vis des particules L et R : la parité est violée. Cette violation est maximale pour l'échange de W qui ne se fait qu'avec les particules L (et les antiparticules R), mais n'est que partielle pour l'interaction avec le Z^0 qui interagit de façon distincte avec les particules L et R. Ces propriétés proviennent de la façon dont on a construit le lagrangien. Comme l'interaction faible est véhiculée par des bosons vecteurs massifs, l'échelle caractéristique de la portée de l'interaction est de l'ordre de 10^{-16} m. Par conséquent l'interaction faible est très faible aux basses énergies (et grandes distances). De même qu'il y a des couplages à trois et quatre gluons, mentionnons la présence de couplages entre trois et quatre bosons électrofaibles.
- Le boson de Higgs (excitation du champs de Higgs par rapport à l'état fondamental) peut interagir avec lui même et toutes les particules massives avec un couplage proportionnel à leur masse.
- Les interactions fortes entre les quarks et les gluons. L'équivalent de la charge pour $SU(3)$ n'est pas seulement un nombre car pour un vertex entre un quark et un gluon, on attache une matrice t^A, génératrice de SU(3), ce que l'on voit sur le graphe suivant :



Pour essayer d'avoir une image intuitive par exemple de l'interaction entre deux quarks, il est pratique de considérer le potentiel d'interaction $V(r)$: l'échange en QED d'un photon dont le graphe est proportionnel à $e_1 e_2/k^2$ correspond au potentiel de Coulomb $V(r) = e_1 e_2/r$. L'analogue pour l'échange d'un gluon en QCD entre deux quarks va donner $g_s^2 v_{12}/k^2 \to V(r) = g_s^2 v_{12}/r$ où v_{12} est un opérateur agissant sur les indices de couleurs des deux quarks. Ce v_{12} va dépendre non seulement des couleurs des objets pris séparément mais aussi de l'état de couleur total des deux objets[1]. Si l'on considère l'interaction entre un quark (représentation 3 de $SU(3)$) et un antiquark (représentation $\bar{3}$) l'état de couleur du système peut être singlet (1) ou octet (8). On obtient $v_{q\bar{q}}(\text{singlet}) = -4/3$ et $v_{q\bar{q}}(\text{octet}) = 1/6$. Deux quarks entre eux peuvent être dans l'état $\bar{3}$ ou sextet (6) ce qui donne les couplages $v_{qq}(\overline{\text{triplet}}) = -2/3$ et $v_{q\bar{q}}(\text{sextet}) = 1/3$. On voit selon le signe que des interactions vont être répulsives ou attractives. Même s'il est clair que l'échange d'un seul gluon ne permet pas de comprendre le confinement des quarks dans les hadrons, on obtient une image qualitative qui permet de comprendre qu'une paire $q\bar{q}$ (un méson) à tendance à s'attirer lorsqu'elle forme un singlet de couleur, et qu'une paire qq à tendance à s'attirer en formant un état $\bar{3}$, ce qui permet de comprendre que l'on puisse former un baryon avec deux quarks dans un état $\bar{3}$, et un troisième quark 3, le tout formant un singlet de couleur de trois quarks.

1.6 La liberté asymptotique

1.6.1 La renormalisation et l'échelle de renormalisation μ^2

Lors du calcul perturbatif d'un processus au delà de l'ordre des arbres, il apparaît des divergences dites ultraviolettes (UV) dues au fait que dans les boucles les particules virtuelles peuvent avoir des impulsions arbitrairement grandes. L'élimination des ces divergences est le processus de *renormalisation*. Cela consiste à régulariser les divergences, et à redéfinir les paramètres initiaux du Lagrangien en fonction d'autres paramètres dits renormalisés. Les paramètres renormalisés, comme par exemple la constante de couplage

[1]On peut faire l'analogie avec une interaction entre deux spins qui dépend des spins individuels et aussi du spin total.

du processus de l'interaction, sont définis par rapport à une certaine échelle d'énergie, l'échelle de renormalisation μ^2 (que l'on notera éventuellement par la suite μ_R^2 pour la distinguer d'une autre échelle qui apparaîtra, l'échelle de factorisation). De façon conventionnelle on utilise la constante $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ au lieu de g_s.

1.6.2 Dépendance vis-à-vis de l'échelle de renormalisation μ^2

Il est intéressant de regarder ce qu'il se passe pour la dépendance d'une observable sans dimension $\mathcal{A}$ que l'on calcule perturbativement. Soit Q^2 l'échelle d'énergie caratéristique de l'interaction. Après renormalisation des divergences ultraviolettes, $\mathcal{A}$ dépend de l'échelle de renormalisation de façon implicite par la renormalisation de la constante de couplage $\alpha_s(\mu^2)$ et de façon explicite via le rapport sans dimension Q^2/μ^2

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}(Q^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) \tag{1.21}$$

le choix de l'échelle de renormalisation μ^2 étant arbitraire, la valeur calculée de $\mathcal{A}$ ne doit pas en dépendre et l'équation suivante dite d'invariance sous le groupe de renormalisation doit être satisfaite

$$\mu^2 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\mu^2}\mathcal{A}(Q^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) = \left(\mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2}\frac{\partial}{\partial \alpha_s}\right)\mathcal{A} = 0. \tag{1.22}$$

On a multiplié par μ^2 pour conserver une équation non dimensionnée. C'est-à-dire que la dépendance de $\mathcal{A}$ vis-à-vis de μ doit être compensée par une dépendance en μ de α_s. Ainsi, on définit la fonction β

$$\mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2}(\mu^2) = \beta(\alpha_s(\mu^2)), \tag{1.23}$$

qui est calculable perturbativement

$$\beta(\alpha_s) = -\beta_0 \alpha_s^2 - \beta_1 \alpha_s^3 - \beta_2 \alpha_s^4 - \cdots. \tag{1.24}$$

Le développement perturbatif de $\mathcal{A}$ s'écrit

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 + \mathcal{A}_1 \alpha_s + \mathcal{A}_2 \alpha_s^2 + \cdots \tag{1.25}$$

en insérant (1.25) dans (1.22) on obtient

$$0 = \mu^2 \frac{\partial \mathcal{A}_0}{\partial \mu^2} + \alpha_s(\mu^2)\mu^2 \frac{\partial \mathcal{A}_1}{\partial \mu^2} + \alpha_s^2(\mu^2)\left[\mu^2 \frac{\partial \mathcal{A}_2}{\partial \mu^2} - \mathcal{A}_1 \beta_0\right] + \cdots. \tag{1.26}$$

Pour résoudre cette équation il faut que le coefficient de chaque puissance de α_s soit nul, ce qui est réalisé pour

$$\mathcal{A}_0 = const \tag{1.27}$$

$$\mathcal{A}_1 = const \tag{1.28}$$

$$\mathcal{A}_2\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) = \mathcal{A}_2(1) - \beta_0 \mathcal{A}_1 \ln \frac{Q^2}{\mu^2}. \tag{1.29}$$

Il y a donc une dépendance explicite en μ de la série perturbative au delà des deux premiers ordres. Cette dépendance est d'autant plus faible que la série est développée. On note que l'on peut choisir $Q^2 = \mu^2$ pour éliminer des logarithmes potentiellement grands du développement perturbatif de $\mathcal{A}$. On utilise alors la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$. Si tous les ordres de la série étaient connus il serait possible d'utiliser n'importe quelle échelle μ^2. Les équations du groupe de renormalisation ci dessus imposent que pour obtenir une série perturbative correcte, c'est-à-dire dont les coefficients $\mathcal{A}_i$ restent petits, il faut choisir $Q^2 = \mu^2$ ce qui entraîne l'utilisation de la constante $\alpha_s(Q^2)$ comme pertinente. Un moyen arbitraire utilisé dans la pratique pour estimer les erreurs théoriques dues aux ordres supérieurs inconnus de la théorie des perturbations est de faire varier l'échelle de renormalisation μ^2 choisie entre $\mu^2/4$ et $4\mu^2$ et d'observer la variation de $\mathcal{A}$.

1.6.3 La constante de couplage effective $\alpha_s(Q^2)$

On a vu l'équation du groupe de renormalisation traduisant la variation de α_s

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2}(Q^2) = \beta(\alpha_s(Q^2)). \tag{1.30}$$

Si l'on se limite à l'ordre α_s^2 on obtient l'équation

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2} = -\beta_0 \alpha_s^2 \tag{1.31}$$

qui peut alors se résoudre simplement en fonction d'une condition initiale $\alpha_s(\mu_0^2)$ et a pour solution

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{1 + \alpha_s(\mu_0^2)\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\mu_0^2}}. \tag{1.32}$$

Si $\beta_0 > 0$ alors $\alpha_s(Q^2) \to 0$ pour $Q^2 \to \infty$, et si $\beta_0 < 0$ alors il existe un pôle pour lequel $\alpha_s(Q^2) \to \infty$. On a introduit la notion de *constante de couplage effective*, dépendant de l'échelle d'énergie et appelée *running coupling constant*. Pour le cas de QED les calculs incluant les boucles de fermions donnent $\beta_0 = -2/3\pi$, c'est-à-dire qu'il y a un écrantage de la charge électrique par les particules virtuelles. Lorsque l'on augmente l'énergie du processus, l'influence de ces particules virtuelles est plus faible et la charge électrique est moins écrantée, donc plus grande. Dans le cas de QCD, en plus des boucles de fermion, il faut prendre en compte les diagrammes comprenant l'interaction de gluons entre eux pour le calcul de la fonction β. On peut qualitativement séparer les contributions

$$4\pi\beta_0 = \underbrace{\frac{11}{3}N_c}_{gluons} - \underbrace{\frac{2}{3}n_f}_{q\bar{q}} = \frac{11N_c - 2n_f}{3} \tag{1.33}$$

n_f étant le nombre de saveurs de quarks dites actives (avec $m_q^2 < Q^2$) et N_c le nombre de couleurs. On observe que pour $n_f = 6$ (au plus), $N_c = 3$ on a $\beta_0 > 0$, et donc

$$\lim_{Q^2 \to \infty} \alpha_s(Q^2) = 0 \tag{1.34}$$

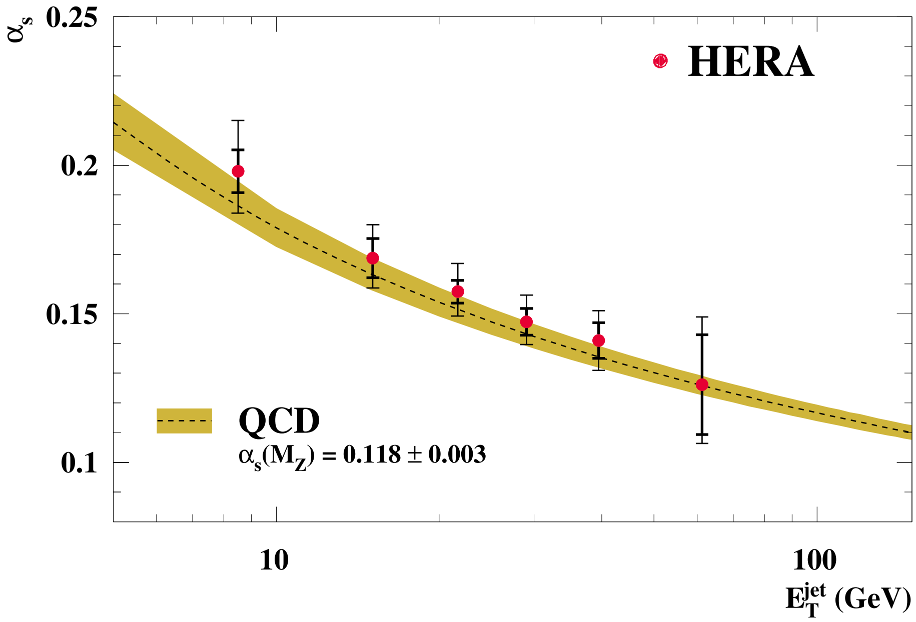


FIG. 1.1: Variation de la constante de couplage effective α_s en fonction de l'échelle d'énergie et comparaison aux données. Ici, extraction des données de jet de HERA pour lesquelles l'échelle d'énergie pertinente est l'énergie transverse du jet. On peut souligner qu'ici une seule expérience suffit pour mettre en évidence la variation de α_s.

c'est le phénomène de *liberté asymptotique*. Le comportement en fonction de Q^2 est montré sur la figure 1.1. Qualitativement les gluons colorés réalisent un anti-écrantage de la charge de couleur. Une explication qualitative plus détaillée de l'anti-écrantage est disponible dans [PS95]. A basse énergie, la constante de couplage devient très importante, ce qui invalide le développement perturbatif. Même si cela ne constitue pas une preuve du confinement, c'est une indication que les couplages à basse énergie sont élevés. Comme nous l'avons évoqué lors de l'introduction historique, la découverte de cette propriété fut d'une grande importance, permettant d'expliquer pourquoi les partons liés par interaction forte à l'échelle d'énergie du proton se comportent comme quasi libres dans les processus durs. C'est une caractéristique des théories de jauge non abéliennes uniquement. La mesure de α_s à une échelle d'énergie donnée – souvent choisie par convention à $\mu^2 = M_Z^2$, fixe la valeur aux autres Q^2. On peut aussi écrire l'équation 1.32 comme

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \tag{1.35}$$

où Λ_{QCD} est une échelle d'énergie (de l'ordre de la masse des hadrons) remplaçant $\alpha_s(\mu^2 = M_Z^2)$. Il faut noter que la valeur numérique de $\alpha_s(M_Z^2)$ (ou Λ_{QCD}) dépend de l'ordre de la série perturbative. Mentionnons ici des complications techniques dues au nombre de saveurs de quarks dites actives intervenant dans le calcul de la fonction β. Des conditions de continuité sont requises au niveau des seuils à partir desquels il faut prendre en compte un quark supplémentaire, artéfact de la série perturbative tronquée. Une estimation de la constante de couplage forte et une brève revue des résultats expérimentaux sera effectuée dans le chapitre 9 de la seconde partie.

1.7 Les frontières du Modèle Standard

Il est clair que l'on doit construire à la main l'ensemble du Modèle Standard, l'observation des interactions et des particules nous guidant dans le choix des termes du lagrangien. Il y a un grand nombre de paramètres libres dont les valeurs ne sont pas prédites par le modèle. De plus, dans la pratique l'impossibilité (temporaire ?) de résoudre le problème de confinement et de la structure des hadrons fait que l'on a en pratique une infinité de paramètres libres décrivant la structure du hadron que l'on doit mesurer pour que le modèle devienne prédictif, les calculs sur réseaux de la structure du hadrons n'étant qu'à leurs balbutiements. Une partie du travail de cette thèse contribue à la mesure des paramètres électrofaibles et de ceux décrivant la structure du hadron. Parmi les problèmes du Modèle Standard on peut entre autres citer (sans évoquer leurs possibles solutions)

- Expérimentalement, il n'y a pas d'indication de la façon dont la symétrie électrofaible est brisée, le boson de Higgs n'ayant jamais été observé.
- Le problème dit de naturalité qui est lié à la sensibilité de la masse du boson de Higgs par rapport aux corrections quantiques[2].
- La faiblesse inexpliquée de l'échelle de la brisure électrofaible par rapport à l'échelle de Planck constitue le problème dit de hiérarchie.
- Les oscillations de saveurs et les masses des neutrinos s'intègrent difficilement de façon naturelles dans le Modèle Standard.
- Le nombre de familles est inexpliqué. Si trois familles sont nécessaires pour qu'il y ait violation de CP, rien ne limite ce nombre.
- Il existe un problème de violation de CP dans les interactions fortes[3]
- Enfin on peut remettre en cause la théorie quantique des champs elle-même à cause de son incapacité à incorporer les interactions gravitationelles.

[2]La renormalisation de la masse du boson de Higgs fait apparaître une coupure Λ. Si l'on rejette cette coupure vers de très grandes valeurs, il faut *ajuster finement* les contre-termes du lagrangien. Par contre si on veut que le modèle garde un caractère *naturel* il faut garder Λ^2 de l'ordre du TeV et considérer que le Modèle Standard n'est valide que jusqu'à cette énergie, à partir de laquelle une nouvelle physique apparaît. Une solution au problème de naturalité est donnée par la supersymétrie.

[3]Si l'on veut ajouter tous les termes possibles au lagrangien de l'équation 1.2, le terme suivant, invariant de jauge est parfaitement admissible

$$\mathscr{L}_{\bar{\theta}} = g_s^2 \frac{\bar{\theta}}{64\pi^2} \sum_A \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G^A_{\mu\nu} G^{\mu\nu\ A} \tag{1.36}$$

où $\bar{\theta}$ est un angle et $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ le tenseur totalement antisymétrique . Ce terme pouvant s'écrire comme une dérivée totale, c'est un terme qui ne contribue pas à la dynamique perturbative de QCD, et son existence est liée aux propriétés topologiques de $SU(3)$. Ce terme viole les symétries P et CP et apporterait une contribution au moment dipolaire électrique du neutron. Les limites expérimentales sur cette observable permettent de mettre une limite supérieure sur $\bar{\theta}$ de l'ordre de 10^{-10} radian. Cette très faible valeur est inexpliquée d'un point de vue théorique.

Maintenant que nous avons une vue d'ensemble du Modèle Standard et de ses interactions, nous allons étudier les interactions entre leptons et hadrons.

2

Interactions entre leptons et hadrons

Sommaire

Nous allons maintenant parler des interactions entre leptons et hadrons. Ces interactions vont être décrites grâce aux propriétés des interactions fortes et électrofaibles que nous avons vues dans le chapitre précédent. Ces propriétés étant établies, on peut se demander l'intérêt d'étudier encore ces interactions entre leptons et hadrons. Les raisons sont multiples : d'abord il faut extraire les valeurs des nombreux paramètres du Modèle Standard, ceci pour pouvoir en faire un modèle prédictif. Outre les masses et les constantes de couplages, on va voir que les interactions font intervenir des quantités non perturbatives qui sont liées aux structures des hadrons. Bien que théoriquement calculables à partir des premiers principes à l'aide d'un ordinateur, il est en pratique nécessaire d'extraire ces informations de manière expérimentale. On va voir que ces objets, les densités de partons sont universelles, c'est-à-dire communes aux différents processus entre leptons et hadrons grâce au théorème de factorisation. Enfin l'étude des processus à des énergies de l'ordre de quelques centaines de GeV pourrait mettre en évidence des déviations par rapport aux phénomènes standards. Bien entendu cette recherche nécessite une bonne connaissance de la structure des hadrons.

2.1 Préambule : Le théorème de factorisation

Si l'on considère des interactions *dures* entre leptons et hadrons $\ell + h \rightarrow \ell' + h' + X$, La section efficace peut s'écrire d'après le théorème de factorisation

$$\mathrm{d}\sigma_{lh}^{l'h'} = \sum_{partons\ f} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} f(\xi, \mu_f^2, \alpha_s(\mu_R^2)) \mathrm{d}\hat{\sigma}\left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu_R^2}, \frac{\mu_F^2}{\mu_R^2}, \alpha_s(\mu_R^2)\right) + \mathcal{O}\left(\frac{m^2}{Q^2}\frac{1}{Q^4}\right), \quad (2.1)$$

qui énonce qu'à tous les ordres de la théorie des perturbations on peut factoriser la section efficace en une partie dure $\mathrm{d}\hat{\sigma}$ d'interaction à courte distance (calculable perturbativement) et une partie non perturbative *universelle* f liée aux interactions à longue distance, les densités de partons ou pdfs (parton density functions). Cette décomposition est illustrée sur la figure 2.1. Ce théorème est valable à des corrections en puissance de m^2/Q^2 près ap-

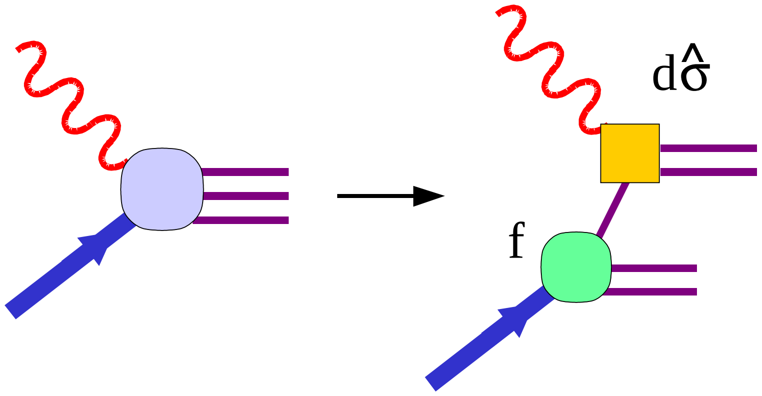


FIG. 2.1: Illustration du théorème de factorisation qui permet une séparation de la section efficace en une partie liée à l'interaction dure $\mathrm{d}\hat{\sigma}$ et une partie non perturbative universelle f.

pelées contributions de twists supérieurs (higher twists) la partie principale étant appelée le twist dominant (leading twist), où m est l'échelle de masse des hadrons mis en jeu. Il ne sera donc pas valide de l'utiliser pour les interactions à basse énergie où une autre description doit être utilisée. Ce théorème est énoncé ici dans le cas de la diffusion profondément inélastique DIS (Deep Inelastic Scattering) pour ne pas compliquer inutilement les notations[4], mais il est applicable aux processus contenant des leptons ou hadrons au moins dans l'état initial ou l'état final comme le processus de Drell-Yan $h + h' \rightarrow \ell^+ + \ell^- + X$

[4]Un énoncé complet est donné dans [FP81]

et aux processus $\ell^+ + \ell^- \to h + h' + X$. Dans ce dernier cas l'analogue des pdfs sont les fonctions de fragmentation qui s'interprètent comme les probabilités qu'un quark se trouve dans un hadron ayant une certaine fraction de son impulsion initiale. Nous allons maintenant effectuer le calcul détaillé de la section efficace de DIS. Ceci va nous amener à introduire les pdfs en expliquant le mécanisme de la factorisation des divergences (dites *colinéaires* et *infrarouges*) qui apparaissent. On verra que l'introduction de QCD fait que ces pdfs évoluent en fonction de l'échelle d'énergie et nous introduirons le mécanisme de l'évolution. Enfin on verra d'autres processus entre leptons et hadrons que l'on rencontrera.

2.2 La diffusion profondément inélastique

La diffusion profondément inélastique étant au cœur de cette thèse, un traitement détaillé lui est réservé. On procédera de la façon suivante : après avoir spécifié le régime cinématique pertinent, on exprimera la section efficace lepton-hadrons en introduisant les fonctions de structure. Puis on va calculer la section efficace (et donc les fonctions de structure) au niveau partonique, à l'ordre le plus bas, et on verra le cas de la DIS polarisée. La considération du premier ordre en α_s va nous faire introduire les équations d'évolution des densités de partons. Les corrections électrofaibles d'ordres supérieurs, pertinentes pour les travaux présentés dans ce mémoire, seront abordées dans l'annexe A. On se concentrera dans un premier temps sur la DIS de leptons chargés, la DIS de neutrinos sera abordée dans une section ultérieure.

2.2.1 Les Courants Neutres NC

Les fonctions de structure

On considère l'interaction d'un lepton chargé $\ell^\pm$ et d'un hadron (par exemple un proton), et on va négliger toutes les masses de particules devant l'énergie de la collision dans le centre de masse $\sqrt{s} = \sqrt{(k+p)^2}$ ce qui est une très bonne approximation à HERA (où $\sqrt{s} = 319$ GeV). Les quadrivecteurs sont définis sur la figure 2.2. On a

- k et k' sont les quadrivecteurs des leptons incidents et diffusés.
- $q = k - k'$ est le quadrivecteur du boson échangé.
- p est le quadrivecteur du proton incident, X celui de l'état final hadronique, qui est défini comme étant tout ce qui n'est pas le lepton diffusé.
- p_q et p'_q sont les quadrivecteurs des partons incidents et diffusés.

On exprime la cinématique en fonction des invariants de Lorentz suivants

- $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$ est la virtualité du boson échangé. La longueur d'onde caractéristique de cette particule est de $\lambda = \hbar c/\sqrt{Q^2}$ soit $\lambda(\text{fm}) \simeq 0,2/\sqrt{Q^2(\text{GeV}^2)}$. Lorsque Q^2 est inférieur ou de l'ordre de 1 GeV^2 le proton sera juste vu comme un objet étendu (sa taille étant de l'ordre de 1 fm), et quand Q^2 sera très grand devant 1 les structures beaucoup plus petites que la taille du proton pourront être sondées. Par exemple à HERA $Q^2 \approx 30000$ GeV^2 est équivalent à $\lambda \approx 0,001$ fm.
- $x = -q^2/(2p \cdot q) = Q^2/(2p \cdot q)$. On montrera que cette variable s'interprète dans un référentiel ou le proton a une impulsion infinie comme la fraction d'impulsion

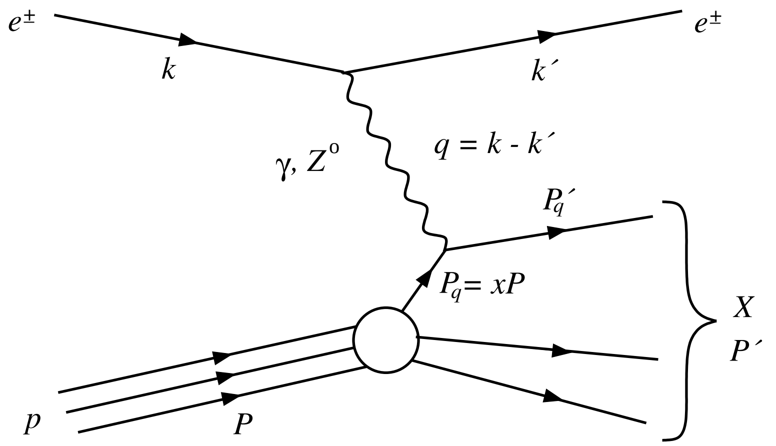


FIG. 2.2: Diffusion entre un lepton chargé et un hadron. Les quadrivecteurs sont définis sur la figure.

du proton portée par le parton qui participe à l'interaction dure. Cette variable est comprise entre 0 et 1.

- $y = (p \cdot q)/(p \cdot k)$ est appelée l'inélasticité de la réaction, et s'interprète comme la fraction d'énergie perdue par le lepton dans le référentiel où le hadron est au repos. y est compris entre 0 et 1.
- $W^2 = X^2 = (q+p)^2$ est le carré de la masse invariante de l'état final hadronique.

Le décompte total du nombre de degrés de liberté pour cette cinématique à deux corps fait que seulement deux de ces variables sont indépendantes. On vérifie facilement la relation très utile $Q^2 = xys$. Se placer dans le régime de la DIS revient à se mettre dans le cas ou l'on a une diffusion profonde $Q^2 \gg m_p^2$ et inélastique $W^2 \gg m_p^2$. Lors de collisions élastiques, le proton est intact et $W^2 = m_p^2$, et alors on utilise une description du proton en terme de facteurs de forme. On va voir que la DIS met en jeu des fonctions de structure. On peut mettre la section efficace sous la forme

$$\mathrm{d}\sigma = \frac{1}{4kp}\frac{e^4}{q^4}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}\frac{\mathrm{d}^3k'}{(2\pi)^3 2E'}, \tag{2.2}$$

où $L^{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique calculable avec les interactions électrofaibles et $W_{\mu\nu}$ est le tenseur hadronique. La forme la plus générale du tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ que l'on puisse construire en fonction de $g_{\mu\nu}$, p_μ, q_ν est

$$W_{\mu\nu} = A_1 g_{\mu\nu} + A_2 q_\mu q_\nu + A_3(p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) + A_4 p_\mu p_\nu + A_5 \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha p^\beta \tag{2.3}$$

les A_i étant des fonctions de x et Q^2. La conservation du courant $q_\mu T^{\mu\nu}$ permet de réduire le nombre de degrés de libertés. En utilisant les notations courantes, on a

$$W_{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)F_1(x,Q^2) \tag{2.4}$$

$$+\frac{1}{p\cdot q}\left(p_\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\nu\right)F_2(x,Q^2) \tag{2.5}$$

$$-i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\frac{q^\alpha p^\beta}{2pq}F_3(x,Q^2). \tag{2.6}$$

On peut arranger cette expression et y introduire $F_L = F_2 - 2xF_1$ et $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ on obtient une expression de la section efficace inclusive de DIS

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}^{\ell^\pm p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+F_2 \mp Y_- xF_3 - y^2 F_L\right]. \tag{2.7}$$

Soulignons que l'introduction des fonctions de structure est indépendante de tout modèle ou hypothèse sur la structure du hadron. Nous allons maintenant expliquer la signification physique de chacune de ces fonctions de structure en calculant la section efficace au niveau partonique. On peut déjà voir que la contribution de xF_3 change de signe lorsque l'on change la charge du lepton incident, ce qui signifie que cette partie, non invariante par transformation de parité, sera liée aux interactions faibles.

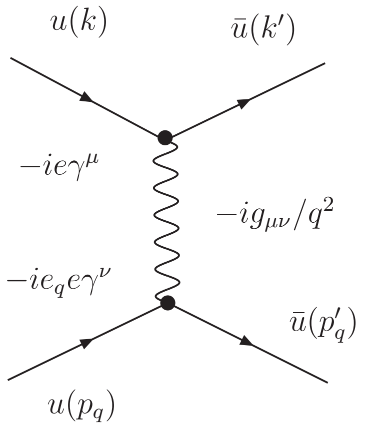
Le modèle des partons

L'idée centrale du modèle des partons est la suivante : on se place dans le référentiel où l'impulsion du hadron est infinie. Dans ce référentiel l'interaction entre le boson virtuel a lieu dans un temps caractéristique très court devant le temps d'interaction entre deux partons. On dit que le proton a été «gelé» dans son état partonique par le boost dans ce référentiel d'impulsion infinie. On va donc considérer une somme de diffusions incohérentes sur des quarks-partons quasi libres possédant une certaine fraction de l'impulsion du proton. Chaque section efficace va être pondérée par la probabilité f de trouver un parton f donné avec une fraction d'impulsion comprise entre ξ et $\xi + \mathrm{d}\xi$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2} = \sum_f \int_0^1 \mathrm{d}\xi f(\xi)\frac{\mathrm{d}^2\hat{\sigma}_{\ell f}}{\mathrm{d}\xi\mathrm{d}Q^2}. \tag{2.8}$$

On va maintenant calculer la section efficace $\mathrm{d}^2\hat{\sigma}_{\ell f}/\mathrm{d}\xi\mathrm{d}Q^2$, et l'exprimer en fonction des quadrivecteurs des particules, puis des variables de Mandelstam et enfin des variables cinématiques de la DIS.

L'échange d'un photon On en va considérer dans un premier temps que l'échange d'un photon. A l'ordre le plus bas l'interaction à lieu entre le lepton et les quarks $f = q, \bar{q}$. Le diagramme de Feynman est le suivant :



On définit les variables de Mandelstam de la réaction ℓp :

$$\begin{aligned} u &= (k-p')^2 \simeq -2k \cdot p' && (2.9) \\ s &= (k+p)^2 \simeq 2k \cdot p && (2.10) \\ t &= (k-k')^2 \simeq -2k \cdot k'(= -Q^2) && (2.11) \end{aligned}$$

et celles du sous processus ℓq : $\hat{s} = \xi s$, $\hat{u} = \xi u$

$$\begin{aligned} \hat{u} &= (k-p'_q)^2 \simeq -2k \cdot p'_q && (2.12) \\ \hat{s} &= (k+p_q)^2 \simeq 2k \cdot p_q && (2.13) \\ \hat{t} &= t. && (2.14) \end{aligned}$$

L'amplitude associée au graphe donne

$$\mathscr{M} = -ie^2 e_q \bar{u}(k')\gamma^\mu u(k) \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \bar{u}(p'_q)\gamma^\nu u(p_q). \tag{2.15}$$

En prenant le carré de cette amplitude on obtient

$$|\mathscr{M}|^2 = \frac{e^4 e_q^2}{q^4} \left[\bar{u}(k')\gamma^\mu u(k)\bar{u}(p'_q)\gamma_\mu u(p_q)\right] \times \left[\bar{u}(p_q)\gamma^\nu u(p'_q)\bar{u}(k)\gamma_\nu u(k')\right] \tag{2.16}$$

et en effectuant la moyenne sur les spins et couleurs incidentes, et la somme sur les spins et couleurs sortantes, et en utilisant $\bar{u}Au = \mathrm{tr}(u\bar{u}A)$

$$\begin{aligned} \overline{|\mathscr{M}|^2} &= \frac{e^4 e_q^2}{q^4} \frac{1}{4} \mathrm{tr}(\not{k}'\gamma^\mu \not{k}\gamma^\nu)\mathrm{tr}(\not{p}'_q \gamma_\mu \not{p}_q \gamma_\nu) && (2.17) \\ \overline{|\mathscr{M}|^2} &= \frac{8e^2 e_q^2}{q^4}((k' \cdot p'_q)(k \cdot p_q) - (k' \cdot p_q)(k \cdot p'_q)) && (2.18) \end{aligned}$$

que l'on peut récrire en fonction des variables de Mandelstam

$$\overline{|\mathscr{M}|^2} = 2e^4 e_q^2 \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}\right). \tag{2.19}$$

Puis en écrivant que $\hat{t} = -Q^2$, $\hat{u} = \hat{s}(y-1)$, $\hat{s} = \xi Q^2/xy$ et en utilisant

$$\frac{\mathrm{d}\hat{\sigma}}{\mathrm{d}\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}}\overline{|\mathscr{M}|^2} \tag{2.20}$$

on obtient

$$\frac{\mathrm{d}\hat{\sigma}}{\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4}\left[1+(1-y)^2\right] = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4}Y_+. \tag{2.21}$$

En écrivant que le quark sortant doit être sur sa couche de masse

$$p_q'^2 = (p_q+q)^2 = -2p\cdot q(x-\xi) = 0 \tag{2.22}$$

ce qui implique que l'interaction a lieu avec un parton portant une fraction d'impulsion $\xi = x$. On peut finalement écrire

$$\frac{\mathrm{d}^2\hat{\sigma}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}Y_+\frac{1}{2}e_q^2\delta(x-\xi) \tag{2.23}$$

soit

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4}\sum_{q,\bar{q}}\int_0^1 \mathrm{d}\xi q(\xi)Y_+e_q^2\delta(x-\xi). \tag{2.24}$$

Le facteur $Y_+ = 1+(1-y)^2$ provient de la structure d'hélicité du processus, c'est-à-dire du numérateur de l'équation 2.19. La variable y est reliée à l'angle de diffusion θ^* dans le centre de masse de l'interaction lepton-parton

$$y = \frac{1-\cos\theta^*}{2}. \tag{2.25}$$

Le décompte des différentes combinaisons d'hélicité possibles et la conservation du moment cinétique fait que lorsque le système lepton–parton a un moment angulaire nul, cela correspond au terme 1 qui traduit une diffusion isotrope dans le centre de masse. Lorsque le lepton et le parton sont dans un état de moment angulaire total valant 1, la distribution angulaire de la diffusion vaut

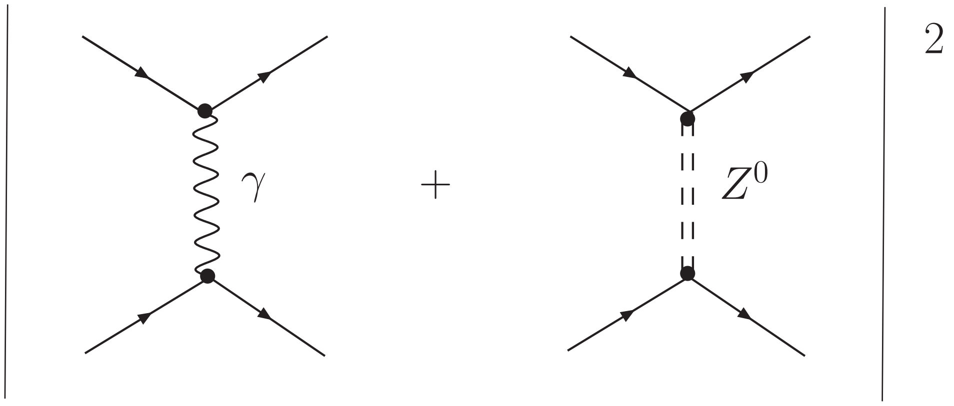
$$\frac{(1+\cos\theta^*)^2}{4} = (1-y)^2. \tag{2.26}$$

Cette discussion illustre la provenance physique du facteur d'hélicité $Y_+ = 1+(1-y)^2$ et il sera utile de la répéter pour le cas des courants chargés. En comparant avec l'équation 2.7 et en identifiant les facteurs d'hélicité on remarque que

$$F_2 = \sum_q e_q^2 x(q(x)+\bar{q}(x)) \tag{2.27}$$

et que $F_L = 0 = F_2 - 2xF_1$. C'est la relation de Callan-Gross, qui est une conséquence de la valeur du facteur d'hélicité Y_+ du au spin 1/2 des partons. En fait, on peut montrer que F_L est reliée à l'absorption de photons polarisés longitudinalement. On verra plus loin que F_L n'est plus nulle dès que l'on considère les corrections d'ordre α_s. On a aussi $xF_3 = 0$. On peut tirer une conclusion immédiate de l'équation 2.27 : la fonction de structure F_2 ne dépend que de x et pas de Q^2, on dit qu'elle est invariante d'échelle (phénomène dit de scaling). Ceci est une prédiction du modèle des partons.

Echange de photon et de Z Nous allons maintenant considérer l'échange de photon et de Z. Il faut sommer les amplitudes des deux processus



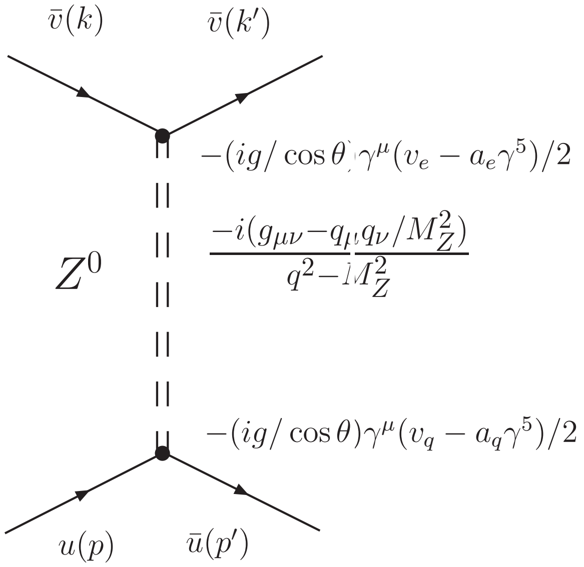
L'amplitude totale vaut

$$|\mathscr{M}|^2 = |\mathscr{M}_1 + \mathscr{M}_2|^2 \tag{2.28}$$
$$= |\mathscr{M}_1|^2 + |\mathscr{M}_2|^2 + 2\mathcal{R}e(\mathscr{M}_1\mathscr{M}_2^*) \tag{2.29}$$

il y a donc une partie due à l'échange du photon, une partie due purement à l'échange du Z et une partie due à l'interférence γZ. La contribution du photon a été calculée précédemment

$$\overline{|\mathscr{M}_1|^2} = e^4 e_q^2 \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}. \tag{2.30}$$

Le calcul du graphe dû au Z donne



$$\overline{|\mathscr{M}_2|^2} = \frac{g^4}{4\cos^4\theta_W}\left(\frac{1}{\hat{t} - M_Z^2}\right)\left[-2v_e a_e v_q a_q(\hat{s}^2 - \hat{u}^2) + \frac{1}{2}(v_e^2 + a_e^2)(v_q^2 + a_q^2)(\hat{s}^2 + \hat{u}^2)\right] \tag{2.31}$$

et la partie d'interférence vaut

$$2\mathcal{R}e(\mathscr{M}_1\mathscr{M}_2^*) = \frac{4e^2e_qg^2}{4\cos^2\theta_W}\frac{1}{\hat{t}(\hat{t}-M_Z^2)}\left[v_ev_q(\hat{s}^2+\hat{u}^2)+a_ea_q(\hat{s}^2-\hat{u}^2)\right]. \tag{2.32}$$

Une relation utile est

$$y = \frac{p\cdot q}{p\cdot k} = \frac{p\cdot k}{p\cdot k} - \frac{p\cdot k'}{p\cdot k} = 1+\frac{\hat{u}}{\hat{s}}. \tag{2.33}$$

Maintenant remarquons qu'une particule dans l'état initial correspond à une anti-particule dans l'état final. Sous l'échange $q \leftrightarrow \bar{q}$ on aura $\hat{u} \leftrightarrow \hat{s}$ et donc le terme $\hat{s}^2-\hat{u}^2 = \hat{s}^2[1-(1-y)^2]$ va changer de signe, contrairement au terme $\hat{s}^2+\hat{u}^2$, les changements de signes dus aux charges s'annulant. Ceci nous permet d'identifier les termes contribuant à la fonction de structure F_2 et ceux contribuant à la fonction de structure xF_3. Le terme $\overline{|\mathscr{M}_1|^2}$ de l'échange de photon ne contribue qu'à F_2 et on appelle cette contribution F_2^γ. Dans $\overline{|\mathscr{M}_2|^2}$ et $2\mathcal{R}e(\mathscr{M}_1\mathscr{M}_2^*)$ il y aura des termes contribuant à F_2 (appelés respectivement F_2^Z et $F_2^{\gamma Z}$) et des termes contribuant à xF_3 (xF_3^Z et $xF_3^{\gamma Z}$). On peut écrire les décompositions suivantes

$$\begin{aligned} F_2 &= F_2^\gamma - v_eP_ZF_2^{\gamma Z} + (v_e^2+a_e^2)P_Z^2F_2^Z && (2.34)\\ &= \sum_q \left[e_q^2 - 2e_qv_ev_qP_Z + (v_e^2+a_e^2)(v_q^2+a_q^2)\right]x(q+\bar{q}) && (2.35)\end{aligned}$$

et pour xF_3

$$\begin{aligned} xF_3 &= -a_eP_ZxF_3^{\gamma Z} + 2a_ev_eP_Z^2xF_3^Z && (2.36)\\ &= \sum_q \left[-2a_ee_qa_qP_Z + 4a_ev_ea_qv_qP_Z^2\right]x(q-\bar{q}). && (2.37)\end{aligned}$$

Dans ces expressions P_Z est le propagateur du Z

$$P_Z = \frac{1}{4\cos^2\theta_W\sin^2\theta_W}\frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}. \tag{2.38}$$

La figure 2.3 illustre le poids relatif des différentes contributions. En haut à gauche et à droite on voit la contribution relative de l'interférence et de l'échange de Z pour F_2, qui est identique quelque soit la charge du lepton incident. On voit aussi en haut à gauche et à droite le poids relatif de xF_3 par rapport à F_2 dans la section efficace. La contribution change de signe selon la charge du lepton incident, ce qui est illustré sur les deux figures du bas ou l'on voit les déviations de la section efficace par rapport à l'échange pur de photon. Bien que la contribution du Z augmente F_2, la contribution de xF_3 à la section efficace et principalement celle de l'interférence γZ finit par jouer un rôle important à grand Q^2. On dit que l'interférence γZ (sous entendu la contribution à xF_3) est négative pour ℓ^+ et positive pour ℓ^-.

2.2.2 Les Courants Chargés CC

Les courants chargés CC sont des interactions de DIS dans lesquelles le boson vecteur échangé est un $W^\pm$, porteur d'une charge électrique. Si le lepton incident est un lepton

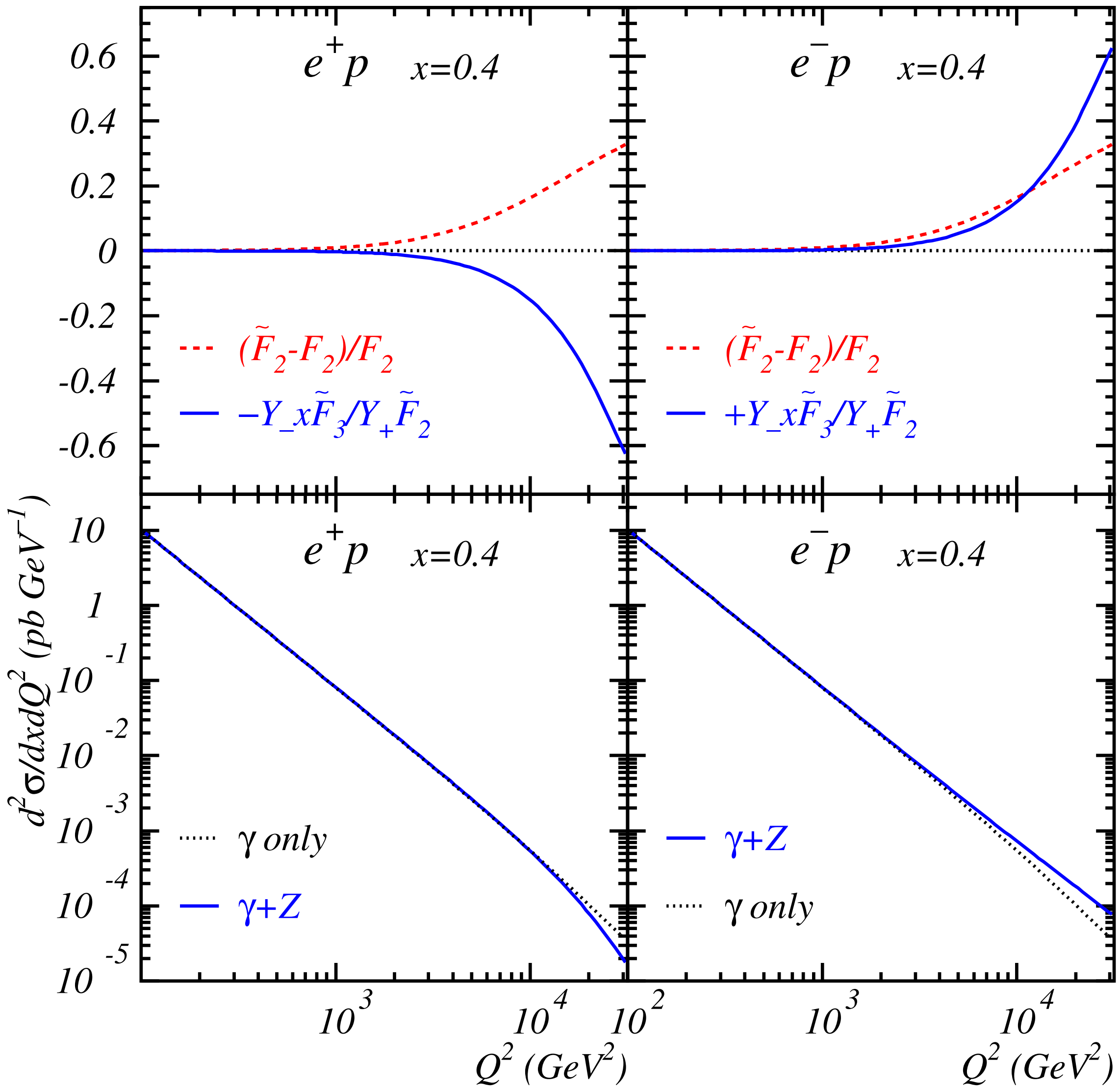


Fig. 2.3: En haut on voit l'effet de l'interférence γZ et de l'échange de Z pour F_2, et le poids relatif de $Y_{-}xF_3$ par rapport à $Y_{+}F_2$. En bas la figure illustre la déviation de la section efficace par rapport à l'échange pur d'un photon.

ou un antilepton chargé, le lepton diffusé sera alors un neutrino ou un antineutrino, respectivement. On va voir que la nature chargée du boson vecteur permet de distinguer la saveur ce qui est une caractéristique utile des CC.

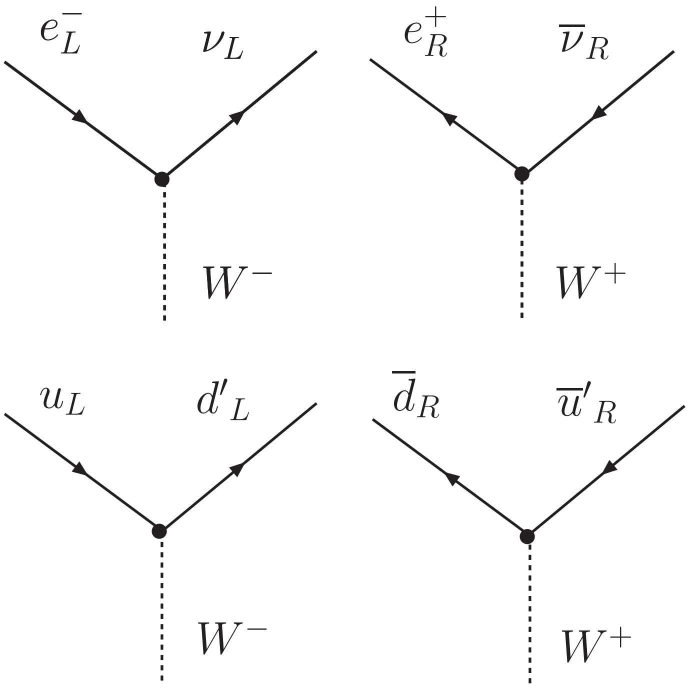
Les fonctions de structure

Pour les courants chargés, on a également un ensemble de trois fonctions de structure. Comme le boson vecteur dépend de la charge du lepton incident, ces fonctions de structure vont aussi dépendre de la charge. En utilisant la constante de Fermi (ou constante de désintégration du muon) valant $G = g^2/(4\sqrt{2}M_W^2)$ on obtient de manière similaire à l'équation 2.7

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{\ell^\pm h}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{G^2}{4\pi x}\left[\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right]^2 \left[Y_+F_2^{CC\pm} \mp Y_-F_3^{CC\pm} - y^2F_L^{CC\pm}\right]. \tag{2.39}$$

Le niveau partonique

Nous allons maintenant calculer la section efficace CC au niveau partonique. Rappelons que l'on a les couplages suivants



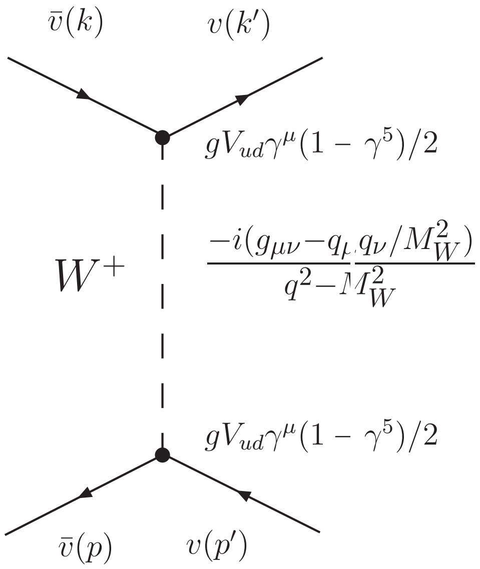
Seuls les fermions gauches L et les antifermions droits R participent aux CC. L'échange de W se fait avec les états faibles qui sont des combinaisons d'états de saveur

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b. \tag{2.40}$$

Les relations d'unitarité assurant que

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \tag{2.41}$$

Calculons par exemple la section efficace du processus $e_R^+ + \overline{u}_R \to \overline{\nu}_R + \overline{d}_R$ à l'ordre le plus bas. On considère le graphe suivant



qui donne

$$-i\mathcal{M} = \overline{v}(k) g\gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) v(k') \frac{-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M_W^2)}{q^2 - M_W^2} \overline{v}(p_q) g V_{ud} \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) v(p_q') \quad (2.42)$$

d'où

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{g^4}{8} |V_{ud}|^2 \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} \left[\overline{v}(k)\gamma^\mu(1-\gamma^5)v(k)\overline{v}(k')\gamma^\nu(1-\gamma^5)v(k)\right] \quad (2.43)$$

$$\times \left[\overline{v}(p_q)\gamma_\mu(1-\gamma^5)v(p_q)\overline{v}(p_q')\gamma_\nu(1-\gamma^5)v(p_q)\right]. \quad (2.44)$$

En moyennant sur les spins incidents et en sommant sur les spins sortants on obtient :

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{g^4 |V_{ud}|^2}{32\,(Q^2 + M_W^2)^2} \mathrm{tr}\left[\not{k}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\not{k}'\gamma^\nu(1-\gamma^5)\right] \mathrm{tr}\left[\not{p}_q'\gamma_\mu(1-\gamma^5)\not{p}_q\gamma_\nu(1-\gamma^5)\right] \quad (2.45)$$

soit

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{8 g^4 |V_{ud}|^2}{(Q^2 + M_W^2)^2} (k \cdot p_q')(k' \cdot p_q). \quad (2.46)$$

L'écriture en fonction des variables de Mandelstam donne

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{2 g^4 |V_{ud}|^2}{(Q^2 + M_W^2)^2} \hat{u}^2. \quad (2.47)$$

Maintenant, si l'on veut inclure les processus faisant intervenir les quarks, on peut réaliser à nouveau la substitution $\hat{u} \leftrightarrow \hat{s}$ sachant que l'on a $\hat{u}^2 = \hat{s}^2(1-y)^2$. En utilisant $G = g^2/(4\sqrt{2}M_W^2)$, on obtient finalement les expressions

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{\ell^+ p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{G^2}{2\pi x}\left[\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2}\right]^2 \sum_{i,j}\left[\left|V_{u_i d_j}\right|^2 \bar{u}_i + (1-y)^2 \left|V_{u_j d_i}\right|^2 d_i\right] \quad (2.48)$$

qui se simplifie (pour $Q^2 \gg m_b^2$) en

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{\ell^+ p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{G^2}{2\pi x}\left[\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right]^2 \left[\bar{u}+\bar{c}+(1-y)^2(d+s)\right]. \tag{2.49}$$

Pour la diffusion $\ell^- p$, on a l'expression suivante

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{\ell^- p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{G^2}{2\pi x}\left[\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right]^2 \left[u+c+(1-y)^2(\bar{d}+\bar{s})\right]. \tag{2.50}$$

Il est utile de discuter ici l'origine des facteurs d'hélicité. La figure 2.4 montre les différents états d'hélicité possibles du système lepton–parton. L'interaction ne pouvant se réaliser

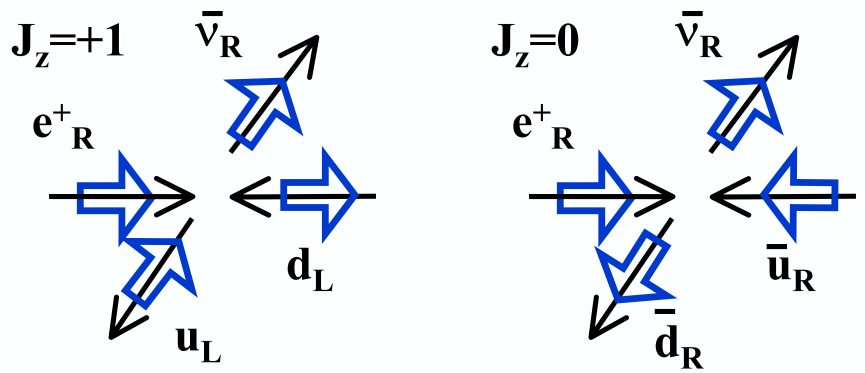


FIG. 2.4: Illustration des différents états d'hélicité possibles pour les CC e^+p. La contribution des états $J_z = 1$ et $J_z = 0$ donne lieu respectivement aux facteurs d'hélicité $(1-y)^2$ et 1.

qu'avec des quarks L et des antiquarks R, le moment angulaire du système sera de 1 pour les quarks et de 0 pour les antiquarks, ce qui va donner les facteurs 1 et $(1+\cos\theta^*)^2/4 = (1-y)^2$ qui sont les distributions angulaires des particules diffusées dans le référentiel du centre de masse. En décomposant ces facteurs d'hélicité et en identifiant avec l'équation 2.39 on peut obtenir les fonctions de structure

$$F_2^{CC-} = 2x(u+c+\bar{d}+\bar{s}) \tag{2.51}$$
$$F_2^{CC+} = 2x(d+s+\bar{u}+\bar{c}) \tag{2.52}$$
$$xF_3^{CC-} = 2x(u+c-\bar{d}-\bar{s}) \tag{2.53}$$
$$xF_3^{CC+} = 2x(d+s-\bar{u}-\bar{c}). \tag{2.54}$$

Le fait de pouvoir séparer les quarks et les antiquarks sera très utile pour analyser la structure du proton. La figure 2.5 résume ce que nous venons de voir pour les sections efficaces de DIS $e^\pm$ NC et CC qui sont montrées en fonction de Q^2. On voit clairement

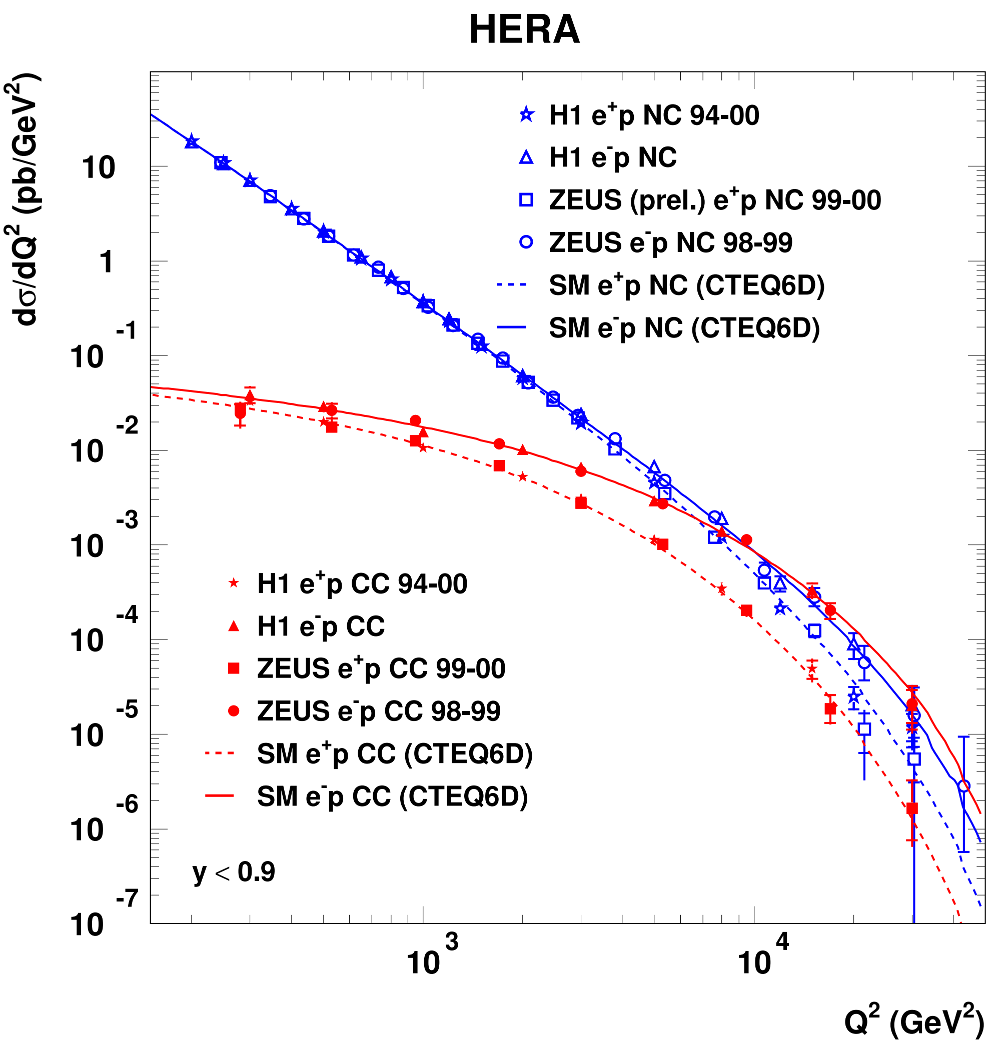


FIG. 2.5: Sections efficaces de DIS $e^{\pm}p$ NC et CC.

à grand Q^2 que la section efficace NC est différente selon la charge du lepton. Etant donné qu'il y a plus de quarks u que de quarks d dans le proton, la section efficace CC e^-p est plus élevée que celle e^+p. On voit que la section efficace CC atteint une constante à bas Q^2 dû à l'échange du W alors que la section efficace NC se comportent en $1/Q^4$ étant donné la masse nulle du photon. Cependant à grand Q^2 les sections efficaces NC et CC deviennent du même ordre de grandeur, étant donné que pour $Q^2 \simeq M_W^2$ on a $G^2/(16\pi) \approx 2\pi\alpha^2/M_W^4$ ce qui provient des relations entre les divers paramètres électrofaibles. C'est la manifestation de l'unification électrofaible dans les interactions de DIS à grand Q^2. On note que les mesures réalisées à HERA sont en bon accord avec les prédiction du Modèle Standard sur plus de 7 ordres de grandeur.

2.2.3 Les sections efficaces de DIS polarisées

Traitons maintenant le cas des sections efficaces de DIS lorsque le faisceau de leptons incident est polarisé longitudinalement. On définit la polarisation P par

$$P = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \tag{2.55}$$

N_R étant le nombre de leptons d'hélicité droite et N_L le nombre de leptons d'hélicité gauche. L'hélicité, qui est la projection normalisée du spin sur l'impulsion, est distincte de la chiralité pour une particule massive. Cependant les masses de particules étant négligeables devant les énergies caractéristiques mises en jeu, on identifiera hélicité et chiralité par la suite. On peut décomposer toute section efficace de la façon suivante

$$\sigma = \frac{1-P}{2}\sigma_L + \frac{1+P}{2}\sigma_R \tag{2.56}$$

$\sigma_{L,R}$ étant les sections efficaces pour les leptons de chiralité gauche et droite.

Les NC polarisés

Pour la section efficace NC, on introduit les couplages A_q et B_q intervenant dans les fonctions de structure :

$$F_2 = \sum_q A_q(P, Q^2) x(q + \bar{q}) \tag{2.57}$$

$$xF_3 = \sum_q B_q(P, Q^2) x(q - \bar{q}). \tag{2.58}$$

On peut ensuite décomposer les interactions avec les leptons L et R intervenant dans ces couplages généralisés

$$A_q(P, Q^2) = \frac{1-P}{2} A_q^L(Q^2) + \frac{1+P}{2} A_q^R(Q^2) \tag{2.59}$$

$$B_q(P, Q^2) = \frac{1-P}{2} B_q^L(Q^2) + \frac{1+P}{2} B_q^R(Q^2). \tag{2.60}$$

Les expressions sont

$$A_q^{L,R} = e_q^2 \quad -2e_q(v_e \pm a_e)v_q P_Z + (v_e \pm a_e)^2(v_q^2 + a_q)P_Z^2 \tag{2.61}$$
$$B_q^{L,R} = \quad \mp 2e_q(v_e \pm a_e)a_q P_Z \pm (v_e \pm a_e)^2 v_q a_q P_Z^2. \tag{2.62}$$

Si les NC ne comportaient qu'un échange de γ il n'y aurait pas de dépendance par rapport à la polarisation. La figure 2.6 illustre la dépendance de la section efficace NC vis-à-vis de la polarisation. La figure du haut montre la section efficace réduite, définie ici par $\tilde{\sigma} = (Q^4/(4\pi\alpha^2))\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$, c'est-à-dire que l'on a supprimé la dépendance cinématique triviale en $1/Q^4$. On voit $\tilde{\sigma}$ pour $e^\pm$ et pour les valeurs $P = 0, \pm 1$. La section efficace est plus importante pour des e_L^- que pour des e_R^- et pour des e_R^+ que pour des e_L^+. Ceci est cohérent avec la «préférence» de l'interaction faible pour les particules L et les antiparticules R. La figure du bas montre le rapport de la section efficace $\mathrm{d}\sigma^{e^+p}(P)/\mathrm{d}Q^2$ par rapport à la section efficace non polarisée pour des valeurs de la polarisation qui sont expérimentalement réalistes, $P = \pm 0,4$. L'effet de la polarisation est négligeable à bas Q^2 et atteint des valeurs de l'ordre de 2% à 1000 GeV^2.

Les CC polarisés

Pour la section efficace de DIS CC, la dépendance est beaucoup plus simple car la violation de parité est alors maximale. Lors du calcul de la section efficace CC e^+p non polarisée, on a en fait calculé la section efficace moyenne $\sigma_R/2$. On a donc

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{e^+p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = (1+P)\frac{G^2}{2\pi x}\left[\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right]^2 \left[\bar{u} + \bar{c} + (1-y)^2(d+s)\right] \tag{2.63}$$

et pour la section efficace e^-p on a

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{e^-p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = (1-P)\frac{G^2}{2\pi x}\left[\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right]^2 \left[u + c + (1-y)^2(\bar{d}+\bar{s})\right]. \tag{2.64}$$

Il y a donc simplement une proportionnalité de la section efficace avec la polarisation. La figure 2.7 illustre cette dépendance pour la section efficace totale. La section efficace CC e^+ (respectivement e^-) est strictement nulle lorsque la polarisation vaut -1 (respectivement $+1$). Dans le chapitre 7 nous allons présenter la première mesure de cette dépendance de la section efficace CC par rapport à la polarisation.

Il faut mentionner que dans le cas ou le proton (ou hadron) est lui aussi polarisée, la situation est beaucoup plus complexe avec l'introduction de fonctions de structure supplémentaires. Ce cas ne sera pas discuté ici. Maintenant que les aspects liés à l'interaction faible ont été abordés, nous allons introduire les effets de QCD dans la DIS et en étudier les conséquences.

2.2.4 QCD et la Diffusion Profondément Inélastique

Nous allons maintenant considérer les corrections d'ordre α_s à la DIS. Il est pratique de se restreindre au processus d'interaction entre le photon virtuel γ^* et le proton. A l'ordre

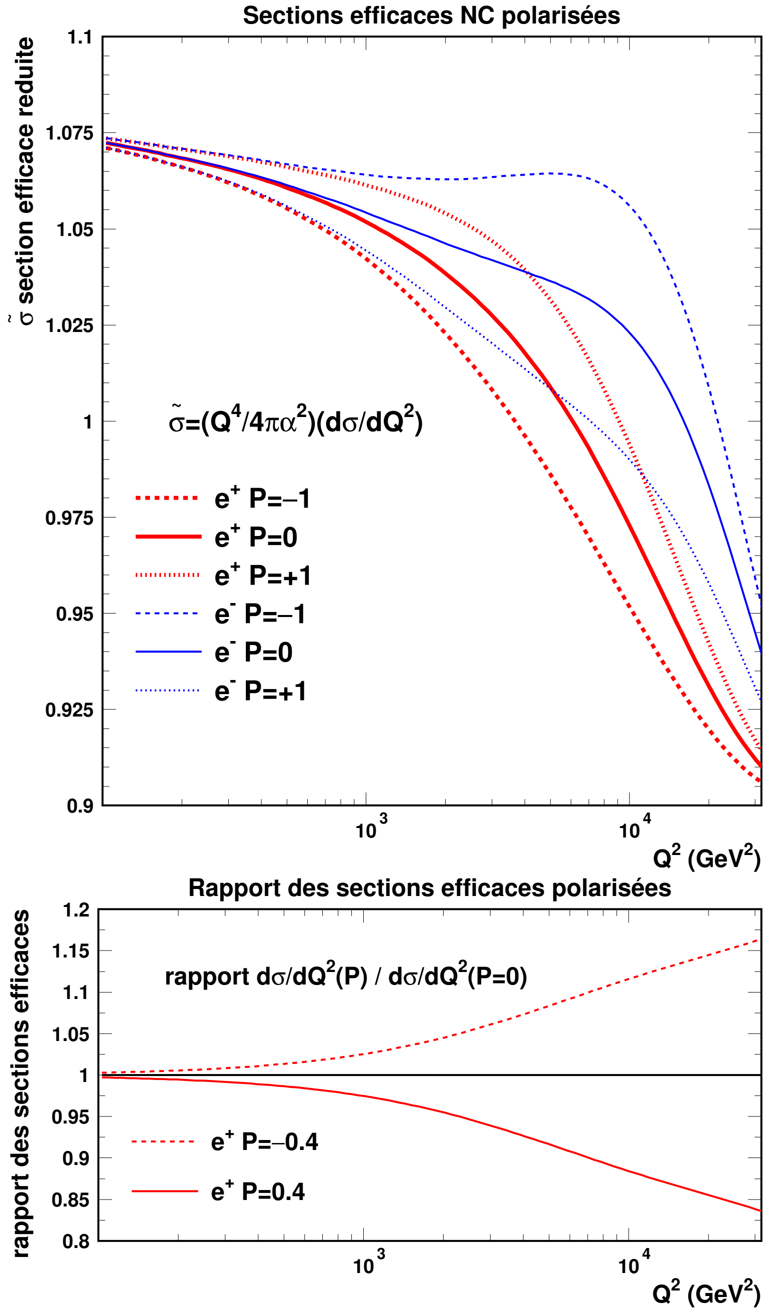


FIG. 2.6: Influence de la polarisation sur les sections efficaces de DIS NC. En haut sont représentées les sections efficaces réduites pour des $e^{\pm}_{L,R}$ comparées au cas non polarisé. En bas, rapport des sections efficaces polarisées ($P = \pm 0,4$) et non polarisées ($P = 0$). On voit l'effet de la polarisation sur la section efficace différentielle en fonction de Q^2 pour des valeurs expérimentalement réalistes de la polarisation. Dans les deux figures, l'intégration sur x est restreinte à $y < 0,9$.

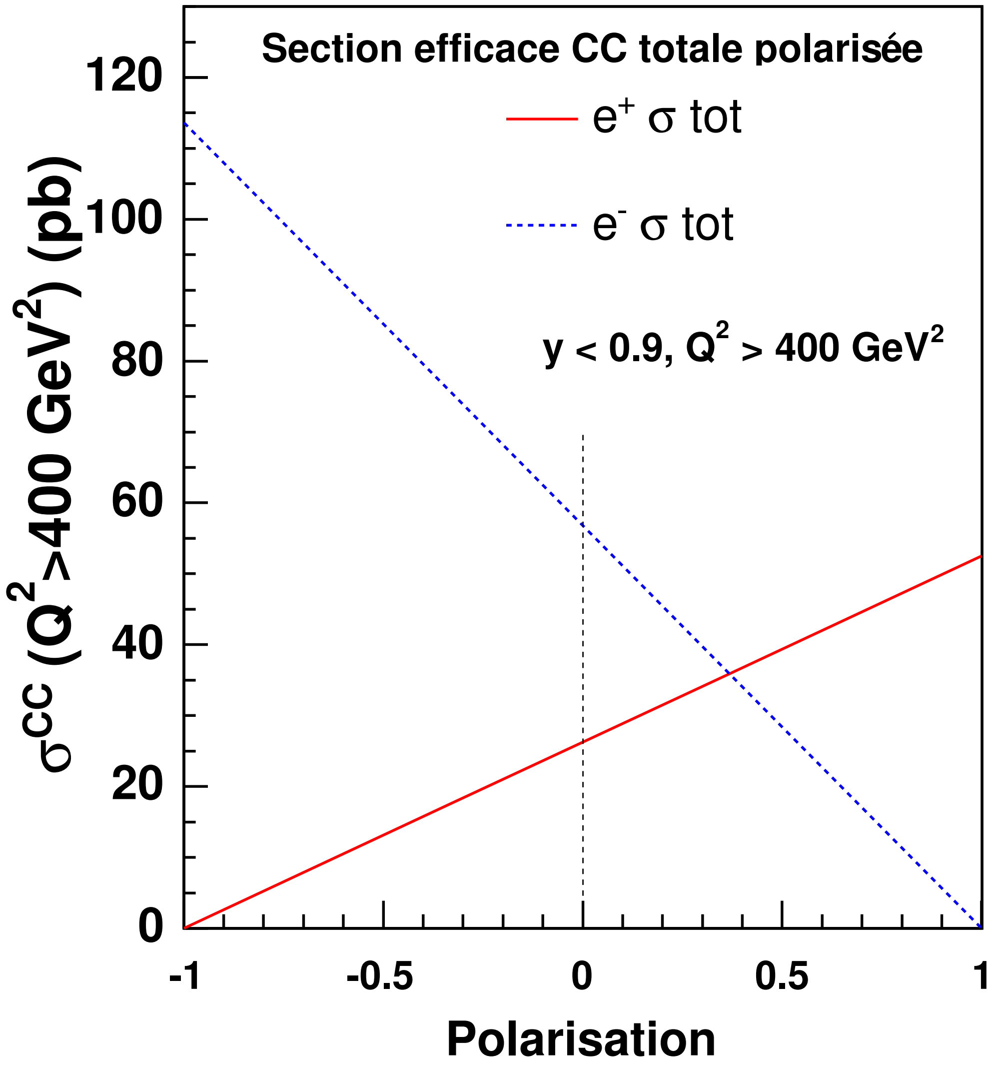


Fig. 2.7: Dépendance de la section efficace $e^{\pm}p$ CC totale ($Q^2 > 200$ GeV^2, $y < 0.9$) par rapport à la polarisation.

le plus bas lors de la réaction $\gamma^* + q \to q$, dans le référentiel du centre de masse le quark diffusé est colinéaire au photon virtuel. La possibilité d'émettre un gluon va permettre au quark d'acquérir une impulsion transverse p_T vis-à-vis du photon virtuel. Lors de l'émission du gluon, le quark va perdre une fraction z de sa fraction d'impulsion initiale ξ. Nous allons voir que la possibilité d'émettre un gluon va introduire une dépendance logarithmique en Q^2 de la section efficace, ce qui va briser l'invariance d'échelle établie précédemment. Nous allons voir que la probabilité d'émission d'un gluon colinéaire ou d'impulsion transverse arbitrairement petite est divergente, et il va falloir renormaliser (absorber) ces divergences dans des densités de partons renormalisées qui dépendront d'une échelle d'énergie. On verra que des équations relient les densités de partons à deux échelles d'énergie données : ce sont les équations d'évolution.

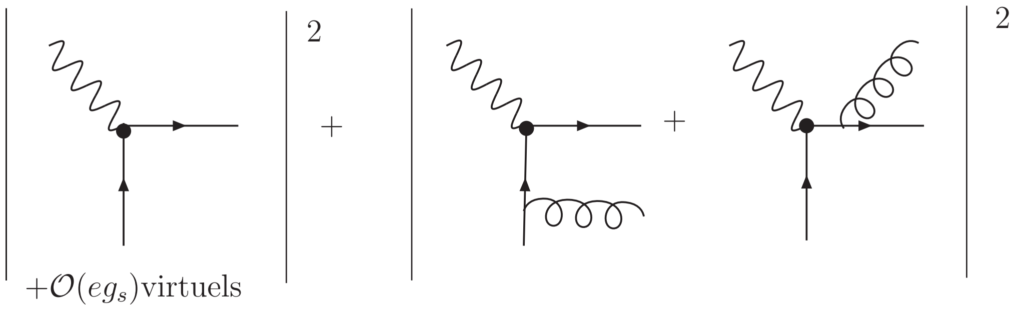
Corrections QCD et brisure de l'invariance d'échelle

Calculons le rapport σ/σ_0 de la réaction $\gamma^* p$ en fonction du rapport $\hat{\sigma}/\hat{\sigma}_0$ de la réaction $\gamma^* q$, avec $\sigma_0 = 4\pi^2\alpha/s$ et $\hat{\sigma}_0 = 4\pi^2\alpha/\hat{s}$. Pour cela il faut sommer sur les interactions $\gamma^* q$, en considérant toutes les fractions d'impulsion ξ du quark initial et toutes les réductions z de cette fraction d'impulsion, sachant que l'on a la relation $x = z\xi$

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)_{\gamma^* p} = \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 \mathrm{d}\xi \int_0^1 \mathrm{d}z q(\xi)\delta(x - z\xi) \left(\frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_0}\right)_{\gamma^* q} (z, Q^2) \tag{2.65}$$

$$= \sum_{q,\bar{q}} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} q(\xi) \left(\frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_0}\right)_{\gamma^* q} \left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right). \tag{2.66}$$

L'intégrale de x à 1 montre que l'on somme sur toutes les valeurs de fraction d'impulsion qui vont être diminuées de x à ξ. A l'ordre α_s, la section efficace est calculée en considérant les diagrammes suivants, (en sommant les carrés des amplitudes car les états finals sont différents) :



En prenant le carré de l'amplitude $\mathscr{M}$ du processus $\gamma^* + q \to q + g$ (deuxième terme de la somme ci-dessus) on a

$$\overline{|\mathscr{M}|^2} = 32\pi^2 e_q^2 \alpha\alpha_s \frac{4}{3}\left(-\frac{\hat{t}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{t}} + \frac{2\hat{u}Q^2}{\hat{s}\hat{t}}\right), \tag{2.67}$$

cette expression prend en compte les deux amplitudes ainsi que leur interférence. La variable $\hat{t}$ est définie par $\hat{t} = (p_q - k)^2$ ou p_q et k sont les quadrivecteurs du quark incident et du gluon. On peut l'écrire

$$\hat{t} = -2p_0k_0(1 - \cos\theta), \qquad \text{avec} \qquad \cos\theta = \frac{\vec{p}\cdot\vec{k}}{p_0k_0}. \tag{2.68}$$

On a donc $\hat{t} \to 0$ lorsque $\theta \to 0$: c'est la divergence dite colinéaire et $\hat{t} \to 0$ lorsque $k_0 \to 0$: c'est la divergence infrarouge (IR). Les divergences infrarouges s'annulent lorsque l'on considère les corrections virtuelles au processus $\gamma^* + q \to q$ (c'est le théorème de Kinoshita-Lee-Nauenberg). Comme la région $\hat{t} \to 0$ contribue de façon dominante, on peut négliger le terme en $\hat{t}/\hat{s}$ par rapport aux autres. Calculons la section efficace $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^2$ ou le gluon est émis avec une impulsion transverse p_T par rapport au quark incident. On a

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_T^2} = \frac{1}{16\pi\hat{s}}\overline{|\mathscr{M}|^2} \tag{2.69}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_T^2} = \frac{8\pi}{3}e_q^2\alpha\alpha_s\left(-\frac{1}{\hat{t}}\right)\left[\hat{s} + \frac{2Q^2(\hat{s}+Q^2)}{\hat{s}}\right] \tag{2.70}$$

$$\text{avec} \qquad z = \frac{Q^2}{2p_q q} \qquad \text{ou bien} \qquad z = \frac{Q^2}{Q^2+\hat{s}} \qquad \text{ce qui donne} \tag{2.71}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_T^2} = e_q^2\hat{\sigma}_0\frac{1}{p_T^2}\frac{\alpha_s}{2\pi}P(z) \qquad \text{avec} \qquad P(z) = \frac{4}{3}\frac{1-z^2}{1-z}. \tag{2.72}$$

Il faut maintenant intégrer sur toutes les valeurs de p_T^2, c'est-à-dire en principe de 0 à $\hat{s}/4$

$$\hat{\sigma}(\gamma^* q \to qg) = \int_0^{\frac{\hat{s}}{4}} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_T^2}\mathrm{d}p_T^2. \tag{2.73}$$

L'intégrant $\mathrm{d}p_T^2/p_T^2$ n'est pas intégrable en zéro. On va régulariser cette divergence en introduisant une coupure κ dans l'intégrale :

$$\hat{\sigma}(\gamma^* q \to qg) = \int_{\kappa^2}^{\frac{\hat{s}}{4}} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_T^2}\mathrm{d}p_T^2 \tag{2.74}$$

$$\hat{\sigma}(\gamma^* q \to qg) = \int_{\kappa^2}^{\frac{\hat{s}}{4}} e_q^2\hat{\sigma}_0\frac{\mathrm{d}p_T^2}{p_T^2}\frac{\alpha_s}{2\pi}P(z). \tag{2.75}$$

On peut maintenant calculer cette intégrale en utilisant $\hat{s}/4 = Q^2(1-z)/4z$

$$\hat{\sigma}(\gamma^* q \to qg) = e_i^2\hat{\sigma}_0\frac{\alpha_s}{2\pi}P(z)\ln\frac{Q^2}{\kappa^2} + h(z) \tag{2.76}$$

où l'on a séparé dans le logarithme la partie dépendant de Q^2 et celle dépendant de z, contenue dans $h(z)$. La contribution à F_2 donne

$$\frac{1}{x}F_2 = \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi}q(\xi)\left[\delta\left(1-\frac{x}{\xi}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\left(P\left(\frac{x}{\xi}\right)\ln\frac{Q^2}{\kappa^2} + h\left(\frac{x}{\xi}\right)\right)\right]. \tag{2.77}$$

On obtient une dépendance explicite de F_2 en fonction de Q^2 : l'invariance d'échelle est brisée, mais seulement de façon logarithmique. Pour résumer, on a vu que la probabilité d'émettre un gluon d'impulsion transverse comprise entre p_T^2 et $p_T^2 + \mathrm{d}p_T^2$ était proportionnelle à $\mathrm{d}p_T^2/p_T^2$. Cette dépendance provient du facteur d'hélicité qui contribue pour p_T^2 et du propagateur du quark qui contribue pour $1/p_T^4$. Cette expression est divergente en zéro, et correspond à l'émission d'un gluon colinéaire. La raison physique de cette divergence se trouve dans la correspondance entre la région $p_T \to 0$ et les interactions à basse énergie (et donc à grande distance) à l'intérieur du proton, qui correspond à la région non perturbative. Nous allons voir dans la section suivante comment l'on prend en compte cette région inconnue.

QCD et les densités de partons

Pour traiter les divergences rencontrées précédemment, on va utiliser la procédure de renormalisation : appelons la densité de partons naïve $q(x)$ que nous avons utilisée jusqu'à présent densité de partons *nue* $q^0(x)$. L'équation 2.77 se récrit :

$$\frac{1}{x}F_2 = \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \left[q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} q(\xi) \left(P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln\frac{Q^2}{\kappa^2} + h\left(\frac{x}{\xi}\right) \right) \right]. \tag{2.78}$$

De la même façon que pour la renormalisation de la constante de couplage, on va considérer la densité de partons nue q^0 comme une quantité non mesurable. On va absorber les singularités colinéaires dans cette densité de parton nue, jusqu'à l'échelle de factorisation μ^2 (que l'on note μ_F^2 en cas d'ambiguité). On introduit cette échelle de factorisation μ de la façon suivante

$$\ln\frac{Q^2}{\kappa^2} = \ln\frac{Q^2}{\mu^2} + \ln\frac{\mu^2}{\kappa^2} \tag{2.79}$$

et on définit

$$q(x,\mu^2) = q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} q_0(\xi) \left[P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln\frac{\mu^2}{\kappa^2} \right]. \tag{2.80}$$

Au final, seul la relation entre $q(x,\mu^2)$ et q^0 est singulière dans la limite $\kappa \to 0$, mais cela n'est pas gênant dans la mesure où q^0 n'est pas observable. En effectuant le remplacement dans l'équation 2.77 on a

$$\frac{1}{x}F_2 = \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} q(\xi,\mu^2) \left[\delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left(P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln\frac{Q^2}{\mu^2} + h\left(\frac{x}{\xi}\right) \right) \right] \tag{2.81}$$

que l'on va récrire comme

$$F_2(x,Q^2) = \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 x \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} q(\xi,\mu^2) C\left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}\right) \tag{2.82}$$

où $C(x/\xi, Q^2/\mu^2)$ est appelé fonction coefficient ou coefficient de Wilson. Dans la réalité on ne régularise pas les divergences en introduisant une coupure κ dans l'intégrale mais on utilise plutôt la régularisation dimensionnelle et l'on absorbe certaines constantes dans les pdfs ce qui définit le schéma de factorisation $\overline{\mathrm{MS}}$. Chaque schéma de factorisation est différent en ce sens que l'on peut attribuer des parties finies soit au coefficient de Wilson soit aux densités de partons. Le schéma dit «DIS» absorbe toutes les corrections à F_2 dans les densités de partons. F_2 s'écrit alors à tous les ordres avec l'expression 2.27 mais cela complique le traitement des autres fonctions de structure. On peut interpréter l'échelle de factorisation de la façon suivante : l'émission gluon dont la virtualité est supérieure à μ est comptée dans l'élément de matrice dur, dans le cas contraire elle est comptée dans les interactions internes du proton. On peut faire une analogie entre la renormalisation des divergences UV qui cache et résume l'ignorance de la physique à de très grandes échelles d'énergie et la renormalisation des divergences colinéaires qui cache et résume l'ignorance de la physique à l'échelle non perturbative du confinement. On choisit en général dans la pratique $\mu^2 = Q^2$ pour éviter la présence de grands logarithmes dans les coefficients de Wilson. Une fois le schéma de factorisation spécifié, les pdfs ainsi définies sont indépendantes du processus et ne dépendent que du hadron. Les pdfs ont absorbé les singularités de l'état initial qui sont universelles. Le coefficient de Wilson lui ne dépend que de l'interaction dure mais pas des singularités à longue distance de l'état initial. Tout cela illustre le théorème de factorisation. Comme pour la constante de couplage, on peut écrire l'équation du groupe de renormalisation qui traduit l'invariance vis-à-vis de l'échelle μ^2 introduite. En dérivant l'équation 2.80 on obtient

$$\mu\frac{\partial q(x,\mu^2)}{\partial \mu^2} = \frac{\partial q(x,\mu^2)}{\partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} P\left(\frac{x}{\xi}\right) q(\xi,\mu^2). \tag{2.83}$$

Cette équation intégro–différentielle est appelée équation de Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi ou DGLAP [GL72, AP77, Doks77] ou encore équation d'évolution. Une autre interprétation de cette équation, plus intuitive que celle en terme d'équation du groupe de renormalisation est due à Altarelli et Parisi [AP77]. Pour cela récrivons l'équation 2.81 comme

$$\begin{aligned} \frac{1}{x}F_2 &= \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi}(q(\xi) + \Delta q(\xi,Q^2))\delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) & (2.84)\\ &= \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 (q(x) + \Delta q(x,Q^2)) & (2.85) \end{aligned}$$

avec

$$\Delta q(x,Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi}\ln\frac{Q^2}{\mu^2}\int_x^1 q(\xi)P\left(\frac{x}{\xi}\right). \tag{2.86}$$

On peut interpréter la dépendance en Q^2 de la façon suivante : si l'interaction du photon avec le proton se fait à $Q^2 \simeq Q_0^2$, le photon sonde une densité de quark q. Si les quarks étaient réellement libres, l'invariance d'échelle serait exacte, et l'observation du proton à une échelle $Q^2 \gg Q_0^2$ entraînerait toujours l'observation de $q(x)$. Cependant, les quarks peuvent émettre des gluons, et l'augmentation de la résolution jusqu'à Q^2 permet d'observer l'effet de l'émission de gluons. Ceci est illustré sur la figure 2.8, qui illustre que lorsque l'on regarde le proton à des échelles différentes, c'est-à-dire des Q^2 différents, on distingue différents niveaux de structures, l'augmentation de Q^2 permettant enfin de

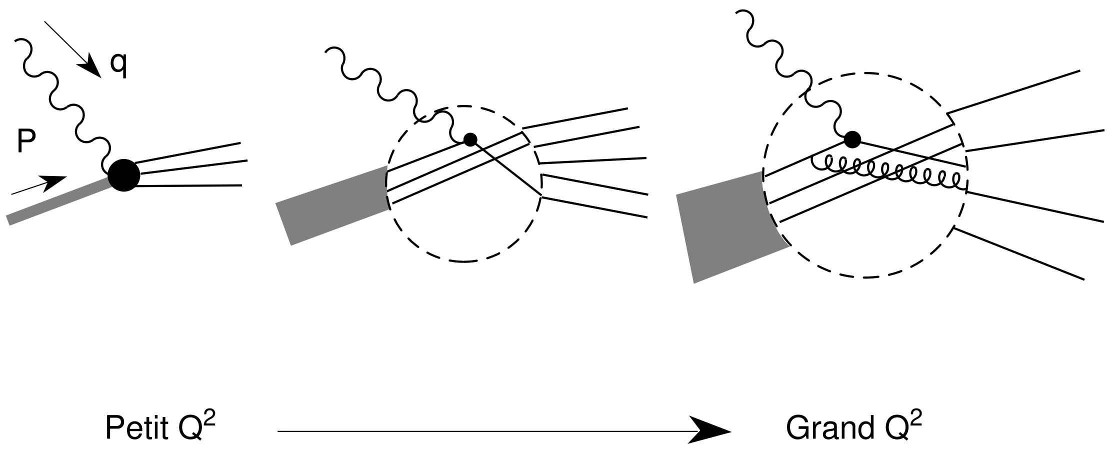


Fig. 2.8: Illustration de la brisure de l'invariance d'échelle introduite par QCD. Lorsque l'on augmente le Q^2, on distingue des structures de plus en plus petites dans le proton.

distinguer l'effet des gluons et les paires quarks-antiquarks virtuelles. En introduisant la variable

$$t(Q^2) = \ln \frac{Q^2}{\mu^2}, \quad \text{et} \quad \Delta t = t(Q_2^2) - t(Q_1^2) = \ln \frac{Q_2^2}{Q_1^2} \tag{2.87}$$

qui traduit une variation de Q^2 on obtient

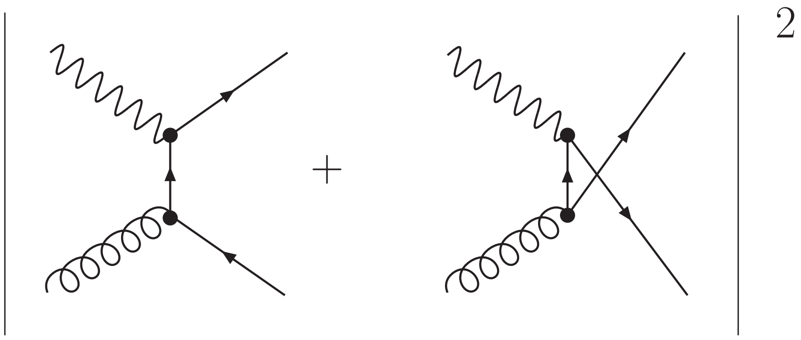
$$\frac{\Delta q(x, Q^2)}{\Delta t} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 q(\xi, Q^2) P\left(\frac{x}{\xi}\right), \tag{2.88}$$

qui signifie que lorsque l'on change la résolution de Δt, le nombre de quarks portant une fraction d'impulsion x change de Δq, car des quarks portant une fraction d'impulsion ξ plus grande ont pu rayonner un gluon et perdre de l'impulsion, ceci avec une probabilité proportionelle à $(\alpha_s/2\pi)P(x/\xi)$. On peut écrire ceci de la façon suivante

$$q(x, Q^2) + \Delta q(x, Q^2) = \int_0^1 \mathrm{d}\xi \int_0^1 \mathrm{d}z q(\xi, Q^2) \mathscr{P}(z, Q^2) \delta(x - \xi z) \tag{2.89}$$

$$\mathscr{P} = \delta(1 - z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \Delta t \tag{2.90}$$

où $\mathscr{P}$ s'interprète comme la densité de probabilité de trouver «un quark à l'intérieur d'un quark» par unité de t ayant une fraction z de l'impulsion du quark initial. Le terme $\delta(1-z)$ correspond au cas où rien ne se passe et P_{qq} correspond à la probabilité à l'ordre un en α_s. On appelle P_{ab} (qui se lit « probabilité qu'un parton de type b contribue aux partons de type a») les fonctions de séparation (splitting) ou les noyaux d'évolution. Mais à l'ordre un en α_s il faut aussi considérer le processus $g + \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ appelé processus de fusion gluon–photon et dont les graphes sont les suivants :



L'amplitude moyenne correspondant à ce processus est la suivante

$$\overline{|\mathscr{M}|^2} = 32\pi^2 e_q^2 \alpha\alpha_s \frac{1}{2}\left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} - \frac{2\hat{s}Q^2}{\hat{u}\hat{t}}\right). \tag{2.91}$$

On va introduire la pdf du gluon g et écrire la contribution de ce processus à F_2 sous la forme

$$\frac{1}{x}F_2 = \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} g(\xi) \frac{\alpha_s}{2\pi}\left(P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln \frac{Q^2}{\mu^2}\right) \tag{2.92}$$

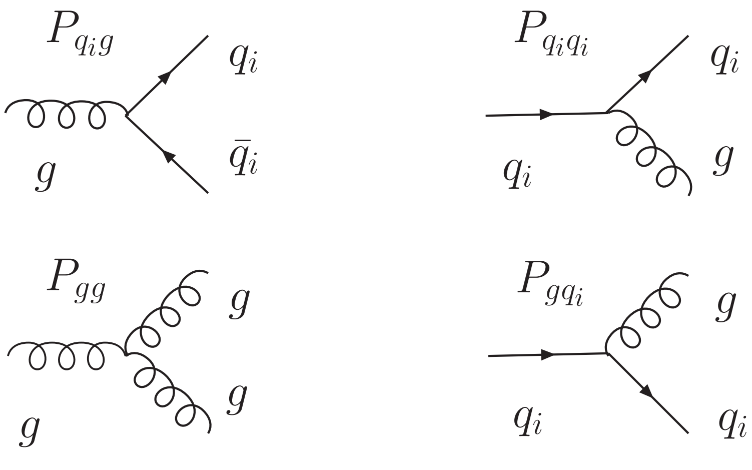
avec

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2}(z^2 + (1-z)^2) \tag{2.93}$$

qui représente la probabilité à l'ordre α_s qu'un gluon produise une paire $q\bar{q}$ de quarks par unité de t. On obtient une vision complète des processus en tenant compte que les quarks peuvent contribuer à la densité de gluon par rayonnement, avec une probabilité P_{gq}, et que les gluons contribuent aussi à la densité de gluon par rayonnement avec une probabilité P_{gg}. Maintenant que la signification physique des intégrales est claire, introduisons le produit de convolution $\otimes$ pour alléger les notations

$$(f \otimes g)(x) = \int_0^1 \mathrm{d}z \int_0^1 \mathrm{d}\xi \delta(x - \xi z) f(\xi) g(z) = \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} f(\xi) g\left(\frac{x}{\xi}\right). \tag{2.94}$$

On représente graphiquement les noyaux à l'ordre un en α_s



Le cas le plus général des équations d'évolution est le suivant, une équation matricielle de dimension $2n_f + 1$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\begin{pmatrix} q_i \\ g \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\sum_{q_j,\bar{q}_j}\begin{pmatrix} P_{q_iq_j} & P_{q_ig} \\ P_{gq_j} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q_j \\ g \end{pmatrix}. \tag{2.95}$$

Chaque noyau d'évolution étant calculable perturbativement en puissance de α_s

$$P_{q_iq_j}(z,\alpha_s) = \delta_{ij}P^{(0)}_{qq}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi}P^{(1)}_{q_iq_j}(z) + \cdots \tag{2.96}$$
$$P_{qg}(z,\alpha_s) = P^{(0)}_{qg}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi}P^{(1)}_{qg}(z) + \cdots \tag{2.97}$$
$$P_{gq}(z,\alpha_s) = P^{(0)}_{gq}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi}P^{(1)}_{gq}(z) + \cdots \tag{2.98}$$
$$P_{gg}(z,\alpha_s) = P^{(0)}_{gg}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi}P^{(1)}_{gg}(z) + \cdots. \tag{2.99}$$

Sachant que l'on a les symétries suivantes

$$P_{q_iq_j} = P_{\bar{q}_i\bar{q}_j} \tag{2.100}$$
$$P_{q_i\bar{q}_j} = P_{\bar{q}_iq_j} \tag{2.101}$$
$$P_{q_ig} = P_{\bar{q}_ig} = P_{qg} \tag{2.102}$$
$$P_{gq_i} = P_{g\bar{q}_i} = P_{gq}. \tag{2.103}$$

Il est utile de voir en détail la situation à l'ordre α_s. Les fonctions de séparation sont diagonales dans l'espace des saveurs, car la probabilité de trouver un quark d'une autre saveur dans un quark n'est non nulle qu'à partir de l'ordre α_s^2

$$\frac{\mathrm{d}q_i}{\mathrm{d}t} = \frac{\alpha_s}{2\pi}P_{qg}\otimes g + \frac{\alpha_s}{2\pi}P_{qq}\otimes q_i \tag{2.104}$$
$$\frac{\mathrm{d}\bar{q}_i}{\mathrm{d}t} = \frac{\alpha_s}{2\pi}P_{\bar{q}g}\otimes g + \frac{\alpha_s}{2\pi}P_{qq}\otimes \bar{q}_i \tag{2.105}$$
$$\frac{\mathrm{d}g}{\mathrm{d}t} = \frac{\alpha_s}{2\pi}P_{gg}\otimes g + \sum_{i=1}^{n_s}\frac{\alpha_s}{2\pi}P_{qq}\otimes q_i + \frac{\alpha_s}{2\pi}P_{q\bar{q}_i}\otimes(q_i+\bar{q}_i). \tag{2.106}$$

On va considérer n_s saveurs de quarks actives dans l'évolution. Plutôt que de raisonner juste en terme de quarks et d'antiquarks, on va introduire les quantités pertinentes pour l'évolution à l'ordre α_s qui sont les densités singlet de saveur Σ (combinaison invariante par une rotation dans l'espace des saveurs)

$$\Sigma = \sum_{i=1}^{n_s} q_i + \bar{q}_i \tag{2.107}$$

qui va correspondre physiquement aux quarks de la mer du proton. On introduit une densité non singlet

$$q_i^{NS} = q_i - \bar{q}_i \tag{2.108}$$

qui va correspondre aux quarks de valence. En effectuant la somme et la différence des équations 2.104 et 2.105 on obtient les équations d'évolution des distributions singlet et non singlet que l'on peut écrire

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} q^{NS} = \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \otimes q^{NS} \tag{2.109}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \begin{pmatrix} g \\ \Sigma \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{gg} & P_{gq} \\ 2n_f P_{qg} & P_{qq} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} g \\ \Sigma \end{pmatrix}. \tag{2.110}$$

On a donc un couplage entre les évolutions du singlet et du gluon. La figure 2.9 montre la fonction de structure F_2 en fonction de x pour deux Q^2 différents. Pour les grands x la

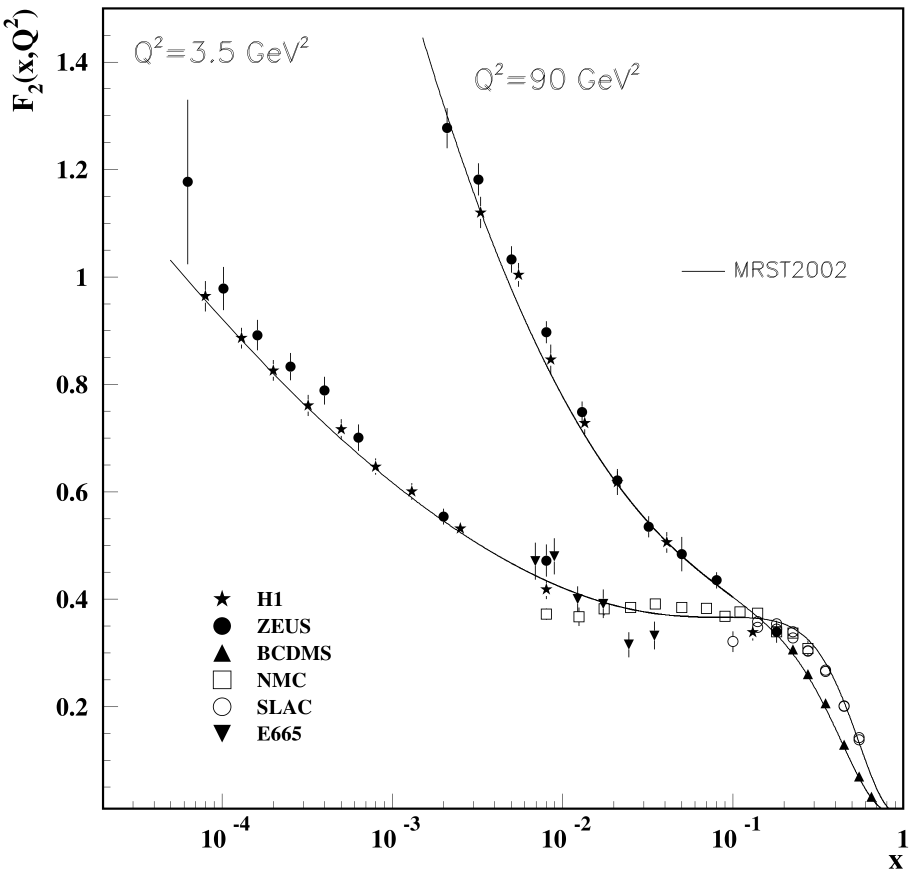


FIG. 2.9: Fonction de structure F_2 en fonction de x pour $Q^2 = 3,5$ GeV^2 et $Q^2 = 90$ GeV^2.

fonction de structure F_2 reçoit les contributions des quarks de valence u et d du proton. A petit x, il y a une montée de F_2. Lorsque Q^2 augmente, la violation d'échelle comporte deux domaines distincts car à petit x il y a une forte montée de F_2 et à grand x il y a une baisse de F_2. Ces violations d'échelle sont aussi montrées sur la figure 2.10 qui présente F_2 en fonction de Q^2 pour différents x. Les violations d'échelles sont d'autant plus prononcées que x est petit. L'explication de la structure des violations d'échelles est la suivante : à grand x le rayonnement de gluons par le quarks va entraîner une baisse

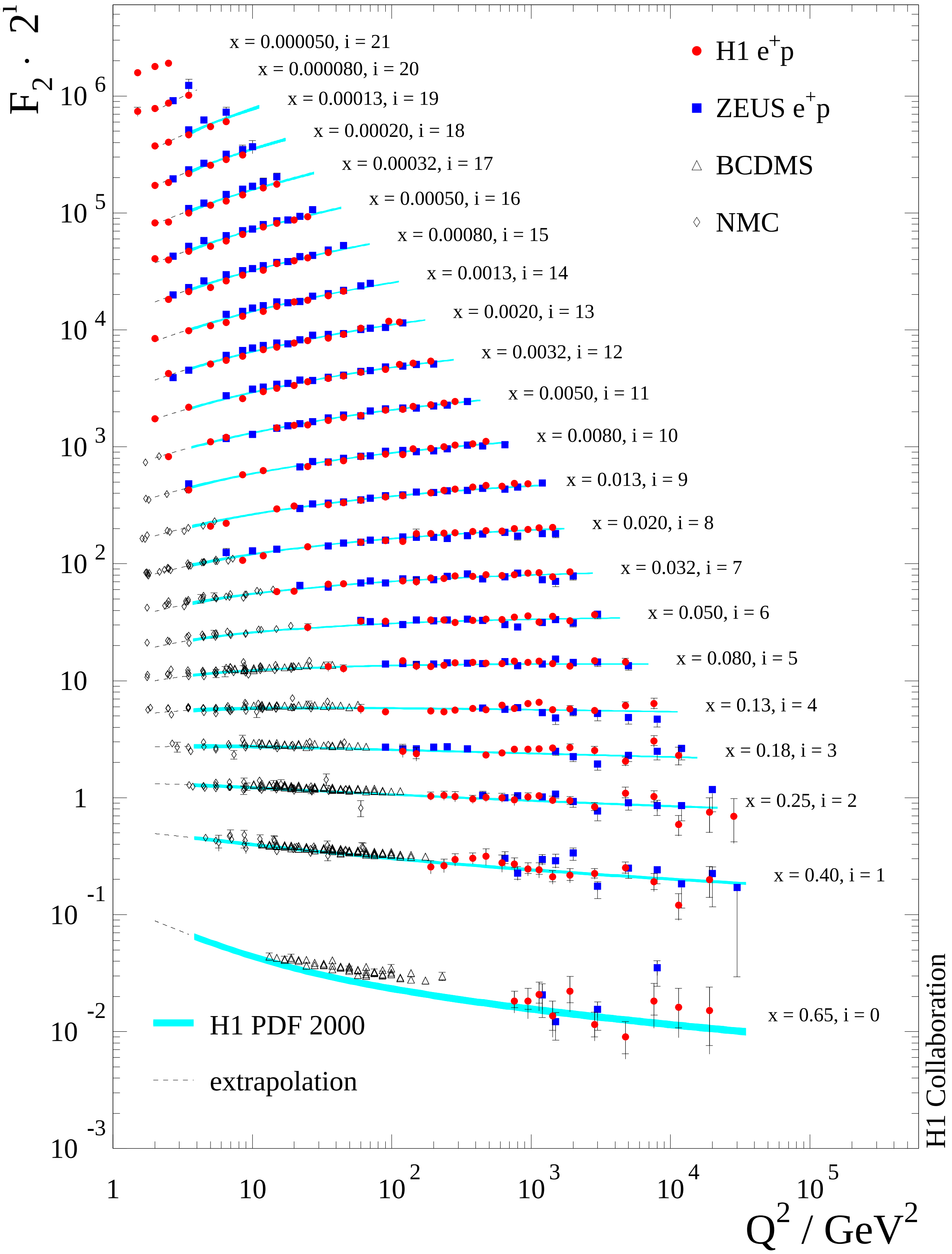


FIG. 2.10: Fonction de structure F_2 en fonction de Q^2 pour différents x. Pour plus de lisibilité les valeurs pour différents x sont décalées verticalement les unes des autres.

de F_2. A petit x la séparation $g \rightarrow g+g$ se fait avec une probabilité $P_{gg} \propto 1/x$ qui va être le terme dominant des équations d'évolution. Il y aura donc de très importantes violations d'échelle dominées par une densité de gluons très importante qui produit un grand nombre de quarks de la mer via $g \rightarrow q\bar{q}$, le noyau P_{qg} tendant vers une constante à petit x. A l'ordre α_s^2 les équations sont plus complexes car les combinaisons de pdfs pertinentes pour l'évolution sont différentes, il faut introduire plusieurs combinaisons non singlet. On trouve le détail du traitement par exemple dans [ESW91]. Mentionnons que les équations d'évolution qui ont été présentées par l'approche diagrammatique peuvent être obtenues dans le formalisme de l'expansion en produits d'opérateurs. Aussi on peut mentionner le traitement des équations d'évolution dans l'espace dit «de Mellin», qui s'obtient par la transformation suivante

$$f(N,t) = \int_0^1 \mathrm{d}x x^{N-1} f(x,t). \tag{2.111}$$

Une telle transformation va transformer les équations intégro-différentielles en équations différentielles ordinaires qui pourront être plus simplement résolues. L'inconvénient de ce traitement est qu'il faut après appliquer la transformation inverse.

Un formalisme général

Il est temps de résumer les outils théoriques dont nous disposons pour le calcul des corrections QCD au processus de la DIS. On va supposer que l'on connaît les pdfs pour tout x à un $Q^2 = Q_0^2$ donné. On peut ensuite calculer les pdfs à n'importe quel Q^2 avec les équations d'évolution 2.95, en ayant calculé les noyaux d'évolution à l'ordre α_s^n. Ensuite on peut calculer les sections efficaces en calculant les fonctions de structure F_j, $j = 2, 3, L$ avec

$$F_j = \sum_{f=q,\bar{q},g} f \otimes C_j^f \tag{2.112}$$

qui est valable à des corrections d'ordre $\mathcal{O}(m^2/Q^2)$ près. Le coefficient de Wilson a été lui aussi calculé à l'ordre α_s^n. L'ordre $n = 1$ est appelé l'ordre dominant LO (pour Leading Order) et l'ordre $n = 2$ est l'ordre sous dominant NLO (Next-to-Leading Order) qui est entièrement connu. L'ordre $n = 3$ NNLO (Next-to-Next-to Leading Order) est aujourd'hui totalement complet pour les noyaux et les coefficients de Wilson de la DIS grâce à des progrès très récents [MVV04].

La fonction de structure longitudinale F_L

On a évoqué précédemment que la fonction de structure F_L était liée à l'absorption de bosons vecteurs polarisés longitudinalement. A l'ordre α_s^0 on a $F_L = 0$ car il n'est pas possible de satisfaire la conservation du moment angulaire, ce qui est montré sur la gauche de la figure 2.11. Sur la droite, on voit par contre que l'émission d'un gluon permet de satisfaire la conservation du moment angulaire. La fonction de structure F_L recevra donc des contributions du gluon (via $g \rightarrow q + \bar{q}$) et du singlet (via $q \rightarrow q + g$ et $\bar{q} \rightarrow \bar{q} + g$). A bas Q^2 pour les NC on a $\sigma \propto F_2 - y^2/Y_+ F_L$ et la contribution de F_L à la section efficace ne sera significative qu'a très grand y, c'est-à-dire à très petit x pour un Q^2 fixé. Une

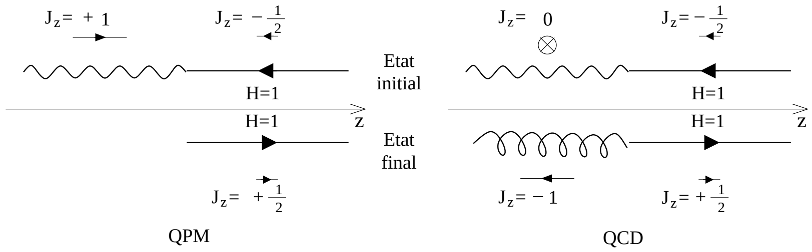


FIG. 2.11: Illustration de la conservation du moment cinétique permettant l'absorption de photons transverses (à droite) contribuant à F_L.

mesure de F_L permettrait de contraindre le gluon de façon directe à petit x et Q^2. Une façon de procéder est de mesurer la section efficace pour différentes énergies dans le centre de masse, ce qui va changer y sans changer x, Q^2 et permet d'extraire F_L.

2.2.5 Les corrections radiatives

Les corrections radiatives sont les corrections électrofaibles d'ordre supérieurs aux section efficaces de DIS. On fait la distinction entre deux types de corrections : les corrections de «type QED» qui sont les radiations de photons dans l'état initial ou final, et les corrections «purement électrofaibles» qui sont les corrections de vertex, de propagateur et les diagrammes en boîte.

Les corrections QED

Les corrections QED sont particulièrement importantes à prendre en compte. Ce sont des corrections du type de celles montrées sur la figure 2.12 c'est-à-dire l'émission de photons dans l'état initial ou ISR (Initial State Radiation) et dans l'état final ou FSR (Final State Radiation) par le quark ou le lepton chargé. La radiation d'un photon par le

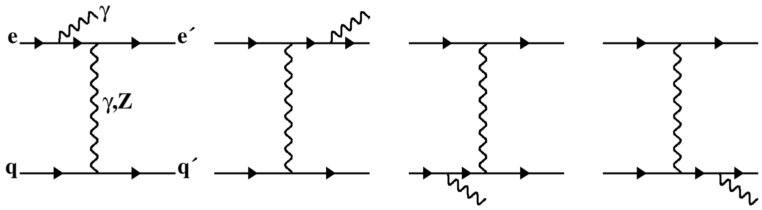


FIG. 2.12: Illustration des corrections QED dans le cas des NC avec radiation d'un photon par le lepton ou le quark dans l'état initial ou final.

quark peut être négligée devant la radiation provenant du lepton. On verra dans le chapitre 5 que la reconstruction des variables cinématiques peut être biaisée par les corrections QED. Les corrections QED sont très bien connues. Elles sont très importantes à petit x et grand y lorsque ceux-ci sont reconstruits uniquement à l'aide du lepton diffusé. Pour effectuer la mesure de la section efficace inclusive on ne cherchera pas à discriminer les événements $ep \to eX$ des événements de DIS radiatifs $ep \to e\gamma X$, le photon pouvant soit être non détecté, soit être regroupé avec l'électron diffusé, soit inclus dans l'état final hadronique selon les caractéristiques de l'événement. On verra que l'on corrigera ces effets pour fournir une section efficace mesurée du type Born (équation 2.7).

Les corrections purement électrofaibles

Les corrections dites «électrofaibles» sont toutes les corrections électrofaibles autres que les corrections QED discutées précédemment. Elles incluent les corrections des diagrammes en boite, les corrections de vertex et les corrections dues à la polarisation du vide (énergies propre des bosons). Ces corrections nécessitent un traitement détaillé dans ce document car les analyses combinées électrofaibles et QCD requièrent une bonne compréhension de leur structure. Ce traitement détaillé est reporté dans l'annexe A.

2.3 Autres processus dans les collisions *ep*

Nous allons maintenant décrire d'autres processus d'interactions entre leptons et hadrons que la DIS. Certains de ces processus (comme la photoproduction) seront rencontrés dans les événements *ep* enregistrés à HERA et pourront constituer un bruit de fond dans l'optique de la sélections des événements de DIS. C'est pourquoi il est utile de bien en comprendre les principales caractéristiques.

2.3.1 Le domaine de bas Q^2

Le domaine de bas Q^2 est le régime ou QCD n'est pas perturbatif. La théorie de Regge prédit une dépendance de la section efficace de la forme

$$\sigma^{\gamma^* p} = A(W^2)^\alpha + B(W^2)^\beta. \tag{2.113}$$

Sachant que l'on a

$$W^2 = Q^2\left(\frac{1}{x} - 1\right) \approx \frac{Q^2}{x} \tag{2.114}$$

on obtient

$$F_2 \propto Ax^{\alpha'} + Bx^{\beta'}. \tag{2.115}$$

Numériquement ceci prédit une divergence de la mer et du gluon en x^{-1} à bas Q^2. En DIS, on a plutôt $F_2 \propto A(Q^2)x^{-\lambda(Q^2)}$. La région de transition entre le régime perturbatif et le régime non perturbatif n'est pas encore très bien comprise actuellement.

2.3.2 Les événements diffractifs à grand Q^2

Dans une fraction de l'ordre de 10% des événements de DIS, le proton reste intact et il y a un écart (gap) angulaire, ou plutôt de *pseudo-rapidité* avec le reste de l'état final hadronique. La pseudo-rapidité η est définie à partir de l'angle polaire θ par

$$\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}. \tag{2.116}$$

On qualifie de *diffractifs* de tels événements de DIS. Cette variable possède la caractéristique de se transformer de façon additive sous les boosts de Lorentz. L'observation de cet écart en pseudo-rapidité contraste avec la DIS standard. En effet le restant du proton n'ayant pas interagi n'est pas un singlet de couleur : il y a un flot de couleur entre le débris du proton et le jet du parton diffusé ce qui va créer des particules lors de l'hadronisation. L'interprétation qualitative des événements diffractifs est la suivante : on dit que le photon virtuel a interagi de façon dur avec un poméron, singlet de couleur «ayant les nombres quantiques du vide», et le proton reste intact. Le graphe de la figure 2.13 illustre l'interaction du photon virtuel avec un poméron, produisant l'écart entre le proton diffusé et l'état final hadronique. On intègre ces événements dans la mesure de DIS inclusive. Une

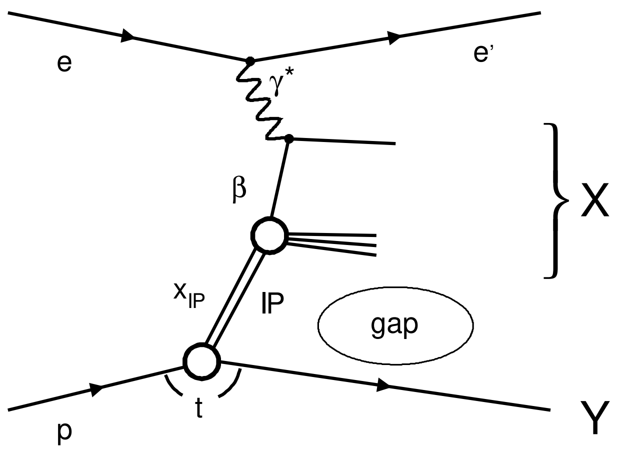


FIG. 2.13: Interaction du photon virtuel avec un poméron, produisant un *gap* de pseudo-rapidité entre le proton diffusé et l'état final hadronique.

sélection spéciale de ces événements permet de faire une analyse QCD de la nature en quarks et en gluons du poméron [Schi02], dont le contenu partonique naïf le plus simple est de deux gluons. Les événements diffractifs ne sont pas simulés séparément mais des événements sans activité hadronique à l'avant sont produits par le générateur inclusif.

2.3.3 La photoproduction

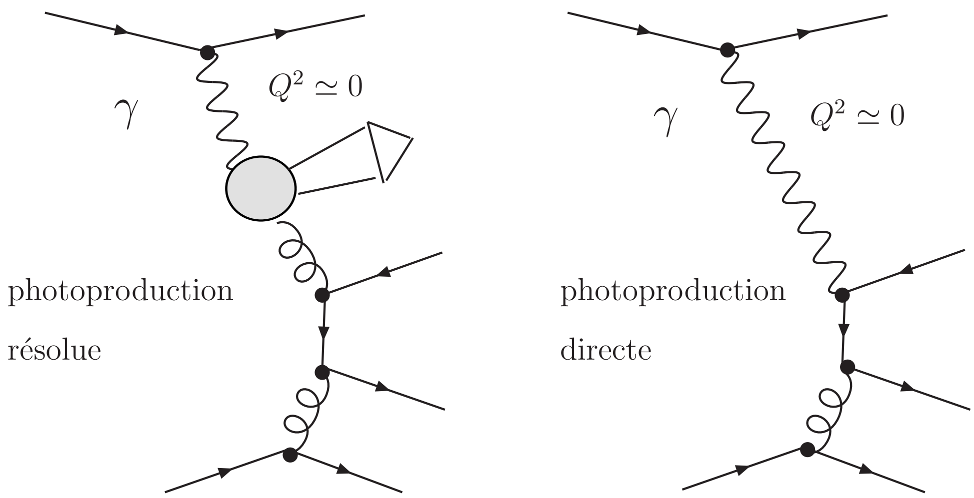
Le processus de photoproduction est la diffusion inélastique de photons quasi–réels soit $Q^2 \sim 0$. Ce régime est celui qui domine la section efficace ep totale et vaut environ $\sigma_{tot} \simeq 150$ μb. L'électron est diffusé à $\theta \sim 180^o$ et donc on a

$$y = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \simeq 1 - \frac{E_e'}{E_e}. \tag{2.117}$$

On interprétera alors y comme étant la fraction d'impulsion du lepton incident emportée par le photon émis. La section efficace électron proton dans le régime de photoproduction peut s'écrire en fonction de la section efficace photon–proton en intégrant de Q^2_{min} à Q^2_{max}, valeurs dépendant de la cinématique et des conditions expérimentales (typiquement l'acceptance de l'état final hadronique permet d'accéder à des valeurs de l'ordre de 10^{-6} à 1.). La section efficace totale peut encore se décomposer en

$$\sigma_{ep\to eX} = \int \mathrm{d}y f_{\gamma/e}(y)\sigma_{\gamma p} \tag{2.118}$$

où $f_{\gamma/e}(y)$ représente la probabilité de trouver un photon d'énergie yE_e dans l'électron. La section efficace de photoproduction est bien plus grande qu'attendue pour un processus purement électromagnétique. En fait la section efficace de photoproduction peut être séparée en deux processus : une partie dite *résolue* et une partie dite *directe*. La partie directe peut simplement s'interpréter comme l'interaction du photon quasi réel avec le proton. La partie résolue dénomme la fluctuation du photon en un système hadronique qui va interagir avec le proton. Ces deux mécanismes sont illustrés sur les graphes suivants :



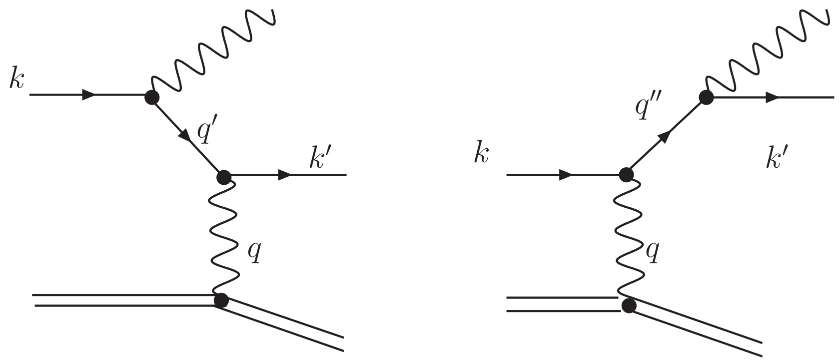
La partie résolue peut encore être modélisée plus en détail car on peut séparer les fluctuations du photon d'une part en une paire $q\bar{q}$ et d'autre part en un méson vecteur possédant les nombres quantiques du photon $J^{PC} = 1^{--}$ tels que entre autres le $\rho^0(770)$, le $\omega(782)$ et le $\phi(1020)$. Ceci est possible car si le photon a une énergie de l'ordre de quelques GeV le temps caractéristique de la fluctuation est de l'ordre du temps caractéristique de l'interaction γp. C'est le modèle de dominance des mésons vecteur. L'ensemble de ces processus sont simulés par le programme Pythia [Sjos00]. Il faut noter que la section efficace de photoproduction décroît très rapidement en fonction de l'impulsion transverse de l'état final hadronique dans le référentiel du laboratoire car il faut produire au moins deux jets de grande impulsion transverse pour satisfaire la conservation de l'impulsion transverse. La photoproduction constitue un bruit de fond par rapport à la diffusion profondément inélastique. Pour un événement de photoproduction l'électron diffusé est perdu dans le tube à vide du faisceau. Une particule de l'état final hadronique (comme un pion chargé ou la superposition d'un pion chargé et d'un pion neutre) peut alors être identifiée à tord comme l'électron diffusé, et l'événement sera faussement comptabilisé comme étant un événement Courant Neutre. De façon générale l'état final hadronique d'un événement de photoproduction est balancé en impulsion transverse – il peut par exemple être constitué de deux jets dos à dos. Si l'un des jets est contenu dans l'acceptance du calorimètre à Argon liquide ($5^o \lesssim \theta$, comme on le verra dans le chapitre 4) et que l'autre ne l'est *pas* alors son impulsion transverse ne sera pas détectée : c'est pour cela que la photoproduction est un des bruits de fond majeurs pour l'étude des Courants Chargés, ceux-ci étant principalement identifiés d'après leur impulsion transverse manquante emportée par le neutrino diffusé. La lutte contre le bruit de fond dans l'analyse et le contrôle de la normalisation de la photoproduction sera abordée dans la partie analyse.

2.3.4 La production de photons directs

Le processus de production de photons directs ou processus QCD Compton est la diffusion $q + g \to q + \gamma$. Ce processus est sensible à la distribution de gluon, mais est entaché d'erreurs théoriques très importantes.

2.3.5 Le QED Compton

Etudions maintenant les processus du type $ep \to e\gamma X$. Les diagrammes suivants montrent les deux contributions principales, en notant q' et q'' les propagateurs des leptons hors de leur couche de masse



On va avoir des sections efficaces de la forme suivante

$$\mathrm{d}\sigma \propto \left(\frac{1}{q'^2 - m_e^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2}\right)^2, \quad \text{et} \quad \mathrm{d}\sigma \propto \left(\frac{1}{q''^2 - m_e^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2}\right)^2. \tag{2.119}$$

Il y a bien entendu une contribution de l'interférence. Selon les valeurs relatives de q^2, q'^2 et q''^2 on aura des processus très différents :

- Lorsque $q'^2 \approx m_e^2$ ou $q''^2 \approx m_e^2$ et $q^2 \approx 0$ on est dans le régime de Bethe–Heitler, le lepton incident, le lepton diffusé et le photon sont colinéaires. On verra que c'est le processus de référence que l'on utilise pour mesurer la luminosité.
- Lorsque $q'^2 \approx m_e^2$ ou $q''^2 \approx m_e^2$ alors que q^2 est grand on est dans le régime de la DIS radiative, le photon est émis colinéairement au lepton.
- Lorsque $q^2 \approx 0$ mais que q'^2 ou q''^2 sont grands c'est le régime du QED Compton quasi réel.

Dans le régime de diffusion QED Compton $e^\pm + \gamma^* \to e^\pm + \gamma$, le vertex hadronique ne transmet pas d'impulsion transverse à la paire $e + \gamma$ étant donné que $p_T^2 = Q^2(1-y)$ et que $Q^2 \simeq 0$. La conservation de l'impulsion transverse s'écrit donc

$$p_T(\gamma^*) = p_T(e,\gamma) = |\vec{p}_T(e) + \vec{p}_T(\gamma)| \approx 0. \tag{2.120}$$

L'électron et le photon sont donc balancés en impulsion transverse. La mesure des angles de l'électron θ^e et du photon θ^γ permet de contraindre les énergies E^e et E^γ diffusées sachant que l'énergie initiale de l'électron vaut E_0

$$E^{\gamma,e} = \frac{2E_0 \sin\theta^{e,\gamma}}{\sin\theta^e + \sin\theta^\gamma - \sin(\theta^e + \theta^\gamma)}. \tag{2.121}$$

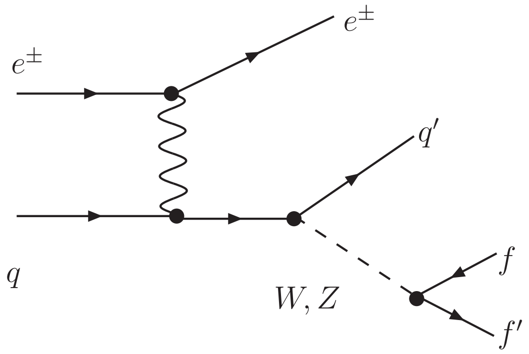
Ceci nous sera utile pour vérifier l'échelle d'énergie électromagnétique du détecteur.

2.3.6 La production de leptons

Des processus de production de leptons seront pris en compte lors de l'analyse comme bruits de fond à la DIS. La production de leptons peut se faire par interaction $\gamma + \gamma \to \ell^+ + \ell^-$ ou par les désintégrations leptoniques du Z.

2.3.7 La production de W et de Z

La production de W : $e^\pm + p \to W^\pm + X$, et de Z : $e^\pm + p \to Z + X$ en DIS est dominée par des diagrammes de la forme :



La section efficace totale de ces processus est très faible, de l'ordre de 1 pb^{-1}. On tient compte de leur contribution comme bruit de fond à la DIS étant donné que la topologie de ces événements comporte une grande impulsion transverse (éventuellement manquante) et/ou des électrons isolés de grandes énergies, ce qui peut être mal identifié comme des événements de DIS à grand Q^2.

2.4 Autres processus pour sonder le proton

Les processus de DIS de neutrinos et de Drell Yan sont très importants pour l'extraction des densités de partons. Historiquement ces processus ont joué un rôle important en amenant la découverte des courants neutres (interaction du Z) pour la DIS de neutrinos et la découverte des quarks c (avec le J/Ψ) et b (avec le Υ) ainsi que la découverte directe des bosons Z et W. En plus de leur utilité précieuse pour les pdfs, ces processus sont toujours étudiés aujourd'hui entre autres pour les mesures de précision et la recherche de nouvelle physique.

2.4.1 La DIS de neutrinos

La DIS de neutrinos est réalisée en envoyant un faisceau de neutrinos (issus des désintégrations faibles d'un faisceau de hadrons) sur un détecteur en général très massif. Les neutrinos interagissent ensuite par courant neutre ou chargé en général avec le matériau du détecteur lui même. La plupart des expériences étudient les CC de neutrinos muoniques qui donnent donc un muon dans l'état final qui est facilement mesurable. On peut décrire très simplement la DIS de neutrinos en généralisant la DIS des leptons chargés. L'expression des fonctions de structure va changer. Par exemple pour les CC on aura

$$F_2^{\nu} = 2x(d+s+\bar{u}+\bar{c}) \tag{2.122}$$
$$F_2^{\bar{\nu}} = 2x(u+c+\bar{d}+\bar{s}) \tag{2.123}$$
$$xF_3^{\nu} = 2x(d+s-\bar{u}-\bar{c}) \tag{2.124}$$
$$xF_3^{\bar{\nu}} = 2x(u+c-\bar{d}-\bar{s}). \tag{2.125}$$

2.4.2 Le Drell Yan

Le processus de Drell-Yan est un processus inclusif dans lequel on a des hadrons dans l'état initial et une paire de leptons dans l'état final, $h_1 + h_2 \to \ell^+\ell^- + X$. Typiquement les expériences sur cibles fixes envoient un faisceau de hadrons sur une cible hadronique, et observent la production de paires $\mu^+\mu^-$ à l'aide d'un spectromètre situé en aval de la cible. Les expériences sur collisionneur peuvent mesurer des paires $\mu^+\mu^-$ et e^+e^-. Le sous processus dominant est l'annihilation d'un quark et d'un antiquark en un photon ou un Z virtuel qui se désintègre leptoniquement soit $q + \bar{q} \to (\gamma, Z) \to \ell^+\ell^-$. Le théorème de factorisation s'applique à ce processus, et on peut donc utiliser les mêmes densités de partons que celles définies pour la DIS. La cinématique de la réaction est la suivante : on note x_1 et x_2 les fractions d'impulsion longitudinale des partons interagissant dans le hadron 1 et dans le hadron 2. La masse invariante du boson virtuel (et donc de la paire $\ell^+\ell^-$) vaut $q^2 = M^2 = sx_1x_2$. On utilise aussi souvent $x_F = x_1 - x_2$. Parmi ces variables deux suffisent pour décrire complètement la réaction. On peut écrire la section efficace sous la forme

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}M^2\mathrm{d}x_F} = \sum_{f_1\in h_1}\sum_{f_2\in h_2}\int_0^1 \mathrm{d}\xi_1 \int_0^1 \mathrm{d}\xi_2 f_1(\xi_1, M^2) f_2(\xi_2, M^2) \frac{\mathrm{d}\hat{\sigma}}{\mathrm{d}M^2\mathrm{d}x_F} \tag{2.126}$$

où $\mathrm{d}\hat{\sigma}$ se réfère au sous processus dur. Cette factorisation est illustrée sur la figure 2.14. Pour les expériences de Drell Yan sur cible fixe existantes, les carrés des masses invariantes sont toujours inférieures à 400 GeV^2 et l'on pourra négliger la contribution du Z. A l'ordre

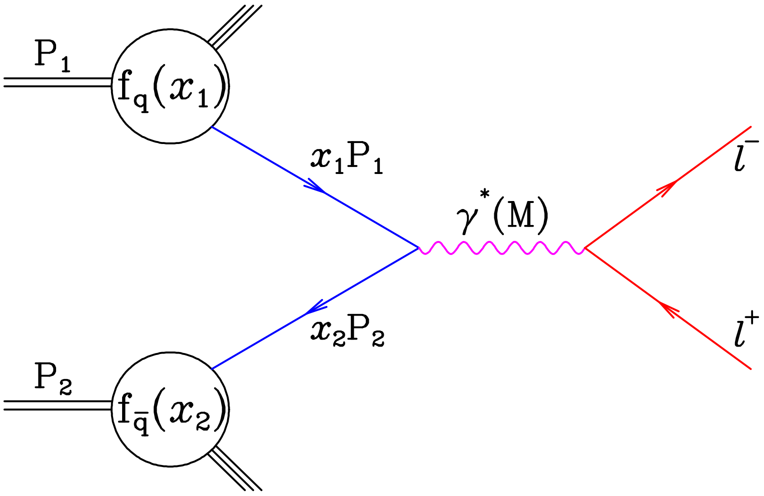


FIG. 2.14: Factorisation de la section efficace dans le processus de Drell Yan. A la création de photon γ il faut ajouter la contribution du Z.

le plus bas, il est utile d'écrire la section efficace en faisant apparaître le contenu partonique

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}M^2\mathrm{d}x_F} \propto \sum_q e_q^2(q(x_1)\bar{q}(x_2) + q(x_2)\bar{q}(x_1)). \tag{2.127}$$

La section efficace de Drell Yan va donc permettre d'être sensible au produit de pdfs de quarks et d'antiquarks pris à des x différents. On verra que cela est très utile dans le cadre de la détermination des pdfs. Notons que la section efficace à l'ordre dominant décrit mal les données, et que si on définit un facteur K qui est le rapport des sections efficaces à l'ordre α_s^1 et l'ordre α_s^0, on trouve que ce facteur K est de l'ordre de 2. Mentionnons le processus de production de W que l'on peut assimiler à un processus de type Drell Yan. Il s'agit de $q + \bar{q}' \rightarrow W + X$.

A la lumière des processus de DIS de leptons chargés de neutrinos et du Drell Yan, nous allons maintenant nous pencher sur la structure du proton dans le chapitre suivant, et nous allons voir quels sont les moyens mis en œuvre pour analyser cette structure.

3

La structure du proton

Sommaire

La connaissance de la structure du proton et surtout de l'incertitude sur cette structure est un enjeu très important pour la physique des particules, étant donné que les collisionneurs hadroniques actuels (le TeVatron) et futurs (le LHC) sont amenés à effectuer des mesures de précision et des recherches de nouvelle physique. De plus la connaissance des densités de partons (pdfs) permettrait éventuellement d'utiliser la production de Z ou de W comme moniteur de la luminosité de la machine, les incertitudes sur les sections efficaces de production étant de quelques pourcents et dominées par les pdfs. Nous allons maintenant donner une vue d'ensemble de la constitution du proton en quarks et en gluons, en mettant l'accent sur les asymétries de la mer légère ($\bar{d} - \bar{u}$) et étrange ($s - \bar{s}$) qui ont été étudiées dans cette thèse. Ensuite nous expliquerons le principe d'une analyse QCD globale.

3.1 Le contenu du proton en quarks et en gluons

La constitution naïve du proton uud est modifiée par les interactions qui font émerger une structure riche de gluons et de quarks dit de la *mer*. Nous allons maintenant examiner plus en détail cette structure de façon générale puis en détaillant les asymétries de la mer légère et étrange.

3.1.1 Vue générale de la structure du proton

Le contenu d'un proton est illustré sur la figure 3.1 [Reis00]. Le proton est constitué

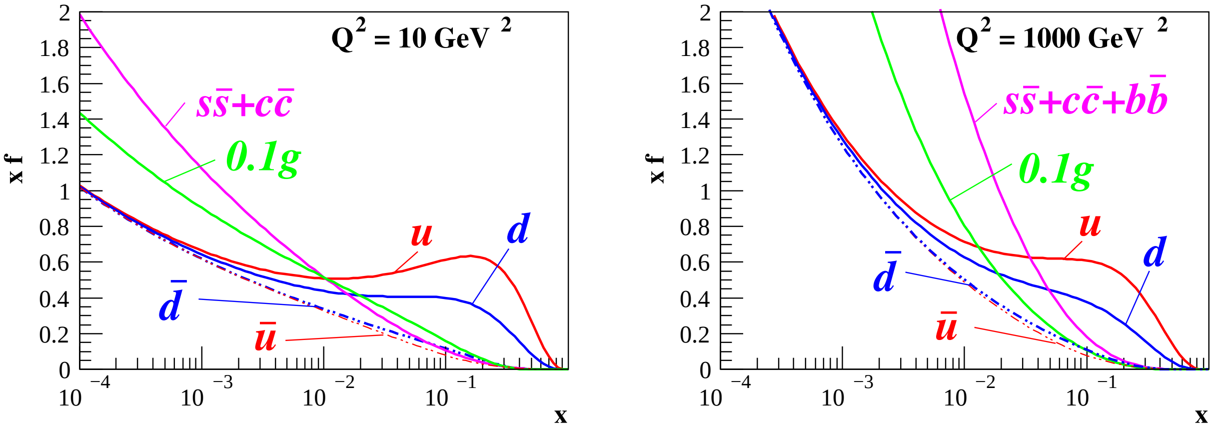


FIG. 3.1: Pdfs du proton à $Q^2 = 10$ GeV^2 et $Q^2 = 1000$ GeV^2. On voit clairement la contribution des quarks de valence à grand x et la mer à petit x, et on distingue la différence entre $\bar{d}$ et $\bar{u}$ à moyen x.

de deux quarks u de valence et d'un quark d de valence, dont on voit clairement la contribution à grand x. Au niveau des pdfs, on obtient les distributions de valences avec $u_{val} = u - \bar{u}$ et $d_{val} = d - \bar{d}$, qui sont contraintes par les règles de somme $\int(u - \bar{u})\mathrm{d}x = 2$ et $\int(d - \bar{d})\mathrm{d}x = 1$. Les gluons sont très importants à petit x. Pour les quarks lourds c et b, la question se pose de savoir s'il faut les considérer comme des partons, c'est-à-dire faisant intrinsèquement partie du proton, ou de savoir s'ils sont produits dynamiquement lors des interactions inélastiques, ou encore les deux. Finalement l'impulsion totale du proton devant être la somme totale de toute les fractions d'impulsion on a la règle de somme $\int x(g + u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \cdots)\mathrm{d}x = 1$ qui va introduire une corrélation entre toutes les pdfs ainsi qu'entre les différentes régions en x. La génération des quarks de la mer de façon symétrique via $g \to q + \bar{q}$ et la faible masse de ceux-ci devant l'échelle dure des processus a amené à supposer que la mer était symétrique par rapport à la saveur : $\bar{u} = \bar{d} = \bar{s} = s$. En réalité la mer étrange représente environ 50% de la mer légère. On va voir que les hypothèses $\bar{d} = \bar{u}$ et $\bar{s} = s$ ne sont pas justifiées, et nous allons voir les modèles ainsi que les données indiquant que la mer n'est pas symétrique. Tout d'abord nous allons voir l'asymétrie de la mer légère $\bar{d} - \bar{u}$ puis l'asymétrie de la mer étrange $s - \bar{s}$.

3.1.2 L'asymétrie de la mer légère

Les indications expérimentales de l'asymétrie de la mer légère sont venues avec la mesure de la règle de somme de Gottfried [Gott67] $I_G = \int \mathrm{d}x(F_2^p - F_2^n)/x$ qui s'écrit $I_G = 1/3 - (2/3)\int \mathrm{d}x(\bar{d} - \bar{u})$ à l'ordre dominant. L'expérience NMC a fourni une mesure significative [NMC91] indiquant qu'il y a un excès de $\bar{d}$ par rapport à $\bar{u}$ dans le proton. Expérimentalement la mesure du rapport de section efficace de Drell Yan permet de contraindre $\bar{d}/\bar{u}$, ce qui sera abordé dans l'annexe C. Nous allons maintenant évoquer quelques modèles théoriques expliquant cela parmi ceux qui existent (on se reportera à la revue [Kuma97] pour les références). Tout d'abord, on peut penser au principe d'exclusion de Pauli, car étant donné qu'il y a deux quarks u pour un quark d dans le proton, il est plus difficile de pouvoir créer une paire $u\bar{u}$ qu'une paire $d\bar{d}$, moins d'états étant disponibles. En fait le calcul complet nécessitant l'antisymétrisation totale de l'état apporte la conclusion qu'au contraire, les paires $d\bar{d}$ sont favorisées mais que cet effet est très faible. Parmi les modèles, celui de la fluctuation du proton en une paire méson–baryon est assez intuitif. Si l'on considère par exemple les états virtuels du proton

$$p(uud) \rightarrow \Delta^{++}(uuu) + \pi^{-}(\bar{u}d) \tag{3.1}$$

$$p(uud) \rightarrow n(udd) + \pi^{+}(\bar{d}u) \tag{3.2}$$

la fluctuation 3.1 est cinématiquement défavorisée par rapport à la fluctuation 3.2 et par conséquent la paire $u\bar{u}$ par rapport à la paire $d\bar{d}$. Beaucoup de modèles existent, mais leurs prédictions restent très qualitatives.

3.1.3 L'asymétrie de la mer étrange

L'hypothèse $s(x) = \bar{s}(x)$ n'est motivée par aucune symétrie fondamentale de QCD. La seule contrainte à respecter est que le proton ne porte pas d'étrangeté de façon globale. Pour que ses nombres quantiques soient conservés il faut que

$$\int_0^1 \mathrm{d}x(s - \bar{s}) = 0 \quad \text{pour tout } Q^2. \tag{3.3}$$

Ce qui implique que $s - \bar{s}$ doit croiser l'axe x au moins une fois dans l'intervalle $0 < x < 1$. L'asymétrie d'impulsion

$$x_s = \int_0^1 \mathrm{d}x(xs - x\bar{s}) \tag{3.4}$$

peut être non nulle ainsi que les moments d'ordre supérieurs. Selon que $s > \bar{s}$ à grand x (ou à petit x), cela peut générer une asymétrie d'impulsion positive (ou négative). Voyons maintenant quels sont les mécanismes physiques générateurs d'une asymétrie de la mer étrange. On peut séparer la mer étrange en une partie extrinsèque liée aux paires $s\bar{s}$ produites lors de l'interaction dure et une partie intrinsèque au temps de vie plus long produite par des effets non perturbatifs. Tout d'abord pour la partie extrinsèque, on peut penser que la séparation $g \rightarrow s + \bar{s}$ étant symétrique, on ne peut pas générer d'asymétrie étrange de façon perturbative. Or à l'ordre α_s^3 (NNLO) il apparaît une contribution pouvant générer un asymétrie étrange même si celle-ci est nulle à l'échelle initiale Q_0^2 [CFRV04]. Cependant cette contribution est très faible et produit au plus une asymétrie de l'ordre de $x_s \approx -5 \times 10^{-4}$. Pour la partie intrinsèque de la mer étrange, beaucoup de modèles existent [BHPS80, BPS81, BM96, BW91] qui prévoient une asymétrie de la mer étrange. Si on considère la fluctuation du proton

$$p(uud) \rightarrow \Lambda(uds) + K^{+}(u\bar{s}) \tag{3.5}$$

la théorie chirale [BW91] prédit que la distribution du quark s provenant du Λ est plus dure à grand x que la distribution du quark $\bar{s}$ provenant du K^+. La plupart des modèles prédisent de façon qualitative une asymétrie x_s positive. Le modèle de fluctuation sur le cône de lumière [BM96] permet un calcul en effectuant la convolution entre la probabilité s_Λ de trouver un quark s dans le Λ (et $\bar{s}_{K^+}$ de trouver un quark $\bar{s}$ dans le K^+) et la probabilité $f_{\Lambda/\Lambda K^+}(\xi)$ de trouver le Λ avec une fraction ξ de l'impulsion du système total ΛK^+ (et respectivement $f_{K^+/\Lambda K^+}(\xi)$ pour le K^+). Les distributions s et $\bar{s}$ sont alors données par les convolutions

$$s(x) = \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} f_{\Lambda/\Lambda K^+}(\xi) s_\Lambda\left(\frac{x}{\xi}\right), \quad \bar{s}(x) = \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi} f_{K^+/\Lambda K^+}(\xi) \bar{s}_{K^+}\left(\frac{x}{\xi}\right). \tag{3.6}$$

En modélisant la fonction d'onde du système ΛK^+ pour calculer les probabilités f on obtient un excès de s sur $\bar{s}$ maximal pour $x \approx 0,4$.

De façon expérimentale deux observables sont principalement utilisées pour contraindre l'asymétrie de la mer étrange. D'une part les données de production de dimuons dans les CC en DIS de neutrinos $W + s \to c \to \mu$ permettent de contraindre séparément s et $\bar{s}$ si l'on dispose des données pour les neutrinos et les antineutrinos. D'autre part les sections efficaces de DIS CC inclusives de neutrinos et d'antineutrinos permettent aussi de contraindre $s - \bar{s}$ comme le fait apparaître la combinaison

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\nu N}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} - \frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\bar{\nu} N}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} \propto xs - x\bar{s} + \left[1 - (1 - y^2)\right](xu_v + xd_v) \tag{3.7}$$

qui est valable à l'ordre dominant pour une cible isoscalaire (qui comporte le même nombre de neutrons et de protons). Nous verrons une détermination de l'asymétrie de la mer étrange à partir des données de DIS inclusive. Les modèles prédisant une asymétrie en impulsion prévoient aussi une asymétrie pour la pdf étrange polarisée, mais il n'est pas encore possible de mettre celle-ci en évidence expérimentalement. Enfin, les mêmes mécanismes théoriques prévoient aussi l'existence d'une composante intrinsèque à la mer charmée.

3.2 Détermination de la structure du proton avec les analyses QCD globales

Les analyses QCD globales ont pour but la détermination des pdfs. Il s'agit d'utiliser autant d'observables que possible provenant de divers processus pour permettre la séparation des différentes saveurs de pdfs. Plusieurs groupes réalisent des analyses globales, les deux principaux étant les groupes CTEQ (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) (voir par exemple [Pump02]) et MRST (Martin Roberts Stirling Thorne) (voir par exemple [MRST04]). Le groupe GRV (Gluck Reya Vogt) ne met plus son analyse à jour. Certaines analyses se concentrent sur les données de DIS comme Alekhin ou BPZ (Barone Pascaud Zomer) ces derniers incluant les données de Drell-Yan. Des informations très complètes sur les différents ajustements sont disponible sur [durpdg]. Nous allons voir quelles sont schématiquement les différentes étapes d'une analyse globale, puis nous reviendrons plus en détail sur chacune des étapes.

3.2.1 Comment détermine-t-on les pdfs ?

L'analyse QCD globale, aussi appelée ajustement QCD (ou fit QCD) peut se décomposer en plusieurs étapes :

1. Développer un programme résolvant numériquement les équations d'évolution et calculant les sections efficaces de la façon la plus rapide et précise possible. Il faut choisir le schéma de traitement des quarks lourds et le schéma de factorisation.
2. Sélectionner les données dans le régime où la théorie est pertinente, en général la QCD perturbative au NLO et au twist dominant. Cela peut nécessiter des coupures et/ou des corrections pour le cas de données nucléaires.
3. Paramétriser les pdfs à un Q_0^2 donné compte tenu de la sensibilité des données sélectionnées.
4. Réaliser l'évolution des pdfs et la convolution avec les coefficients de Wilson pour calculer les sections efficace théoriques.
5. Calculer un χ^2 avec les sections efficaces théoriques, expérimentales, et les erreurs associées.
6. Minimiser le χ^2 par rapport aux paramètres des pdfs à Q_0^2.

Chacune des étapes est délicate et nous allons les expliciter une par une.

3.2.2 Les programmes d'évolution

La plupart des programmes réalisant les évolutions de pdfs effectuent la résolution des équations d'évolution par le calcul des intégrales dans l'espace des x. Pour le calcul des sections efficaces, le traitement des quarks lourds est un sujet délicat. En effet, d'un point de vue théorique, nous avons réalisé jusqu'à présent tous les calculs avec des masses de quarks nulles. La présence des quarks lourds complique le problème car il y a alors la masse du quark lourd comme échelle d'énergie du problème en plus du Q^2 de la réaction. Plusieurs schémas existent (une discussion de ce problème est donnée dans [Tung97]) :

- Le schéma dit «massif» Fixed Flavour Scheme (FFS) [GRS94] dans lequel les quarks lourds ne sont jamais considérés comme des partons. Seules les saveurs u,d, et s sont paramétrées et évoluées. Les quarks c et b sont entièrement produits par fusion gluon-photon. Ce schéma est potentiellement problématique à très grand Q^2 à cause de la présence de logarithmes $\ln Q^2/m_q^2$.
- Le schéma dit «de masse nulle» Zero Mass Variable Flavour Scheme (ZMVFS) est utilisé principalement pour les données à grand Q^2. Dans ce schéma les pdfs des quarks lourds sont considérées nulles en dessous d'un certain seuil en Q^2. Au delà de ce seuil (généralement m_q^2) les quarks lourds entrent dans l'évolution et sont générés a partir du gluon. Tous les éléments de matrice utilisent des quarks de masse nulle. Ce schéma est inadéquat pour décrire de façon précise les données à bas Q^2 à des échelles de l'ordre de la masse du quark lourd.
- Enfin il existe plusieurs schémas intermédiaires plus justifiés théoriquement comme le schéma ACOT [ACOT94] réalisant une transition douce entre la production du quark lourd au niveau du seuil en énergie et le traitement de ce quark comme un parton à des énergies plus grandes.

3.2.3 La sélection des données

La sélection de données utiles pour un ajustement QCD est réalisée selon plusieurs critères. En plus d'êtrs sensible aux pdfs, une observable ne doit pas être soumise à de trop importants problèmes théoriques (comme cela est la cas par exemple pour les photons directs). De plus, il faut que certaines informations expérimentales comme la corrélation des erreurs systématiques soient disponibles car comme nous le verrons cela est important dans l'optique de l'interprétation statistique de l'ajustement.

La sensibilité des différents processus

Parmi les différents processus, la DIS NC de leptons chargés forme l'épine dorsale de toute analyse globale. Via la fonction de structure F_2, un grand nombre de données précises contraignent principalement la combinaison $4(u+\bar{u})+d+\bar{d}$ à moyen x ($\approx 10^{-1}$) (région de valence) pour les données sur cible fixe et à petit x (jusqu'à $\approx 10^{-4}$) pour les données de HERA (région dominée par la mer). Ces mêmes données permettent de contraindre $\alpha_s \times g$ via les violations d'échelle. Les données de DIS CC de leptons chargés et de neutrinos permettent d'être sensible à une autre combinaison de partons et d'anti partons que pour les NC, ce qui va permettre une séparation des différentes saveurs. Les données de Drell-Yan apportent encore une combinaison supplémentaire, et de plus la présence de données à très grand x_F permet d'être sensible à u et d pour de très grands x. Les données de production de jets apportent un contrainte sur le gluon à moyen et grand x. Les données sur l'asymétrie de production de W permettent aussi de contraindre u et d. La sensibilité des différentes observables est résumée dans la table 3.1.

TAB. 3.1: Sensibilité des différentes observables aux pdfs.

Processus		observable	processus dur	sensibilité aux pdfs
DIS NC	$\ell^\pm h \to \ell^\pm X$	$\mathrm{d}^2\sigma_{NC}/\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2$	$\gamma q \to q$	g a petit x, $q+\bar{q}$
DIS CC	$\ell^\pm h \to \nu(\bar{\nu})X$	$\mathrm{d}^2\sigma_{CC}/\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2$	$W^\pm q \to q'$	$q, \bar{q}$
neutrino DIS	$\nu(\bar{\nu})h \to \ell^-(\ell^+)X$	$\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2$	$W^\pm q \to q'$	$q, \bar{q}$
Drell Yan	$hh' \to \ell^-\ell^+X$	$\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}x_F\mathrm{d}M$	$u\bar{u}, d\bar{d} \to \gamma$	u, d à grand x, $\bar{d}, \bar{u}$
Asymétrie de rapidité	$p\bar{p} \to W \to \ell^\pm X$	$A(y_l)$[CDF98]	$ud \to W$	u, d
Jets	$p\bar{p} \to$ jet(s)X	$\mathrm{d}^2\sigma_{jets}/\mathrm{d}\eta\mathrm{d}E_T$	$gg, qq, qg \to 2j$	g à grand x
Dimuons	$\nu h \to \mu^+\mu^-X$	$\mathrm{d}\sigma_{\mu\mu}$[Olne03]	$Ws \to c \to \mu$	mer étrange s,$\bar{s}$

Les coupures et corrections

Si l'objectif de l'analyse est la détermination des pdfs, il faut se placer dans le régime où les prédictions disponibles de QCD perturbative au NLO et au twist dominant sont applicables. On se place dans le régime perturbatif de QCD en demandant une coupure de l'ordre de $Q^2 \gtrsim 4,5$ GeV^2. On effectue aussi une coupure pour supprimer la région où la contribution des twists d'ordre supérieur peut être éventuellement importante, qui est la région de petit Q^2 et grand x, ce qui équivaut à placer une coupure sur W^2 et l'on demande typiquement $W^2 \gtrsim 15$ GeV^2. Il est nécessaire de corriger les données faisant intervenir le fer ou le deuterium pour se ramener aux pdfs du proton.

3.2.4 La paramétrisation des pdfs

Les pdfs introduisent un nombre infini de degrés de liberté qu'il faut déterminer. Pour des raisons pratiques on se restreint à un certain espace fonctionnel dans lequel on va paramétriser les pdfs. Suivant les lots de données choisis et les contraintes qu'ils permettent, on peut paramétriser les pdfs auquel on est sensible, et éventuellement émettre des hypothèses sur les autres distributions. Le choix d'une paramétrisation à Q_0^2 n'est pas un problème évident. On choisit en général un Q_0^2 de l'ordre de quelques GeV^2, l'évolution étant très rapide à petit Q^2. Cela permet d'avoir plus de sensibilité aux paramètres. La forme fonctionnelle généralement utilisée est de type

$$xf(x, Q_0^2) = Ax^B(1-x)^C P(x). \tag{3.8}$$

Le paramètre B joue une rôle principal à petit x et le paramètre C à grand x. Ces termes trouvent leur motivation dans la théorie de Regge pour x^B et par le modèle des spectateurs pour $(1-x)^C$ où des arguments d'analyse dimensionnelle prédisent la valeur de C [BB74]. Le terme $P(x)$ peut prendre plusieurs formes, parmi les plus populaires on note des formes du type $P = 1 + D\sqrt{x} + Ex + \cdots$ ou $P = 1 + Dx^E$. Le choix d'une paramétrisation est arbitraire et il n'est pas trivial de trouver une paramétrisation P qui soit à la fois souple pour permettre le meilleur ajustement mais suffisamment rigide pour garder une certaine stabilité. Les ajustements sont compliqués par leur non linéarité vis-à-vis des paramètres, ce qui est responsable d'effets tels que la présence de minima secondaires. Il peut donc être très difficile de réaliser certains ajustements peu contraints. Il faut noter que la forme des pdfs obtenues ainsi que la forme et la taille des erreurs obtenues dépendent de la paramétrisation choisie. Une solution à ces problèmes à moyen terme viendrait de la suppression de toute paramétrisation.

3.2.5 Les outils statistiques

Les outils statistiques dédiés aux analyses QCD globales ont été développés pour faire face à la problématique rencontrée lors de ces analyses, qui doivent traiter un très grand nombre de mesures qui ne sont pas forcément compatibles d'un point de vue statistique. Entre autres, la définition d'un critère pour la propagation d'erreur nécessite la prise en compte correcte de la corrélation des erreurs entre les différentes mesures. Nous allons ici donner un aperçu de ces méthodes et indiquerons les références dans lesquelles les calculs sont détaillés. Des synthèses peuvent aussi se trouver dans [Botj01, Thor02, DC04].

Définition du χ^2

Pour déterminer les pdfs, on utilise la méthode des moindres carrés qui consiste a minimiser une quantité (le χ^2) par rapport à un jeu $\vec{p}$ de k paramètres en comparant les mesures m_i à la théorie $\sigma_i^{th}(\vec{p})$. En supposant que la seule erreur sur la mesure m_i est de nature statistique $\delta_{stat,i}$, l'expression du χ^2 est la suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(m_i - \sigma_i^{th}(\vec{p}))^2}{\delta_{stat,i}^2}. \tag{3.9}$$

L'hypothèse que la mesure est répartie de façon gaussienne autour d'une valeur moyenne $\bar{m}_i$ permet d'établir que le χ^2 est lui même distribué selon une loi de χ^2 à n degrés de liberté, n étant égal au nombre de données moins le nombre de paramètres ajustés $n = N - k$. Lorsque n est grand, cette loi de χ^2 est une distribution gaussienne de moyenne n et d'écart-type $\sqrt{2n}$. De façon pratique, on dira qu'un «bon» χ^2 est un χ^2 par nombre de degré de liberté ($nddl$) de l'ordre de un. Si le $\chi^2/nddl$ est très inférieur à un (significativement par rapport à $\sqrt{2/n}$) cela peut signifier que les erreurs ont été surestimées, et si le $\chi^2/nddl$ est très supérieur à un, cela peut signifier que le modèle théorique utilisé est inadéquat pour décrire les données. On peut maintenant se demander quel est l'erreur sur la prédiction théorique σ^{th} ou sur toute fonction des paramètres $\vec{p}$ obtenus. Pour cela on peut considérer l'augmentation $\Delta\chi^2$ si une mesure fluctue d'un écart standard par rapport à sa valeur moyenne $\bar{m}_i$, la réponse étant le critère bien connu $\Delta\chi^2 = 1$. Mais cela suppose que les mesures ne sont pas *corrélées*, c'est-à-dire statistiquement indépendantes. Cela n'est pas le cas expérimentalement car il existe des erreurs corrélées, par exemple l'erreur sur la normalisation de l'ensemble d'un lot de données (provenant de l'erreur sur la luminosité). Certaines sources d'erreurs systématiques dues à l'appareillage expérimental vont être corrélées entre les différents points d'un lot ou entre les différents lots d'une même expérience. Si l'on ignore les erreurs corrélées le critère $\Delta\chi^2 = 1$ cesse d'être correct [Stum01]. Il convient donc d'incorporer de façon correcte la corrélation des erreurs dans la définition même du χ^2 pour obtenir un résultat et une propagation d'erreur corrects. La façon traditionnelle de procéder est d'introduire la matrice de covariance C_{ij} incorporant les erreurs statistiques δ_{stat} et systématiques non corrélées $\delta_{sys,unc}$ ainsi que les corrélations ρ_{ij}^{ℓ} introduites par une des n_ℓ sources d'erreur ℓ entre les points i et j

$$C_{ij} = \delta_{ij}(\delta_{stat,i}^2 + \delta_{sys,unc,i}) + \sum_{\ell=1}^{n_\ell} \rho_{ij}^{\ell} \delta_{\ell,i}\delta_{\ell,j}. \tag{3.10}$$

Le χ^2 s'écrit alors

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N} (m_i - \sigma_i^{th}) C_{ij}^{-1} (m_j - \sigma_j^{th}). \tag{3.11}$$

Cependant cette méthode est très peu commode dans le cas des ajustements QCD globaux car cela nécessite l'inversion de très grandes matrices, les corrélations pouvant intervenir entre plusieurs centaines de mesures. Il est donc utilisé une méthode mathématiquement équivalente qui consiste à écrire que la mesure m_i a été biaisée par l'effet systématique ℓ d'un montant $m_i r_{i,\ell} s_\ell$ [PZ95, LPZ98]. On a introduit la variable sans dimension s_ℓ qui vaut 0 s'il n'y a pas d'effet systématique et 1 si l'effet systématique est de un écart standard. La quantité $r_{i,\ell}$ est la variation relative de la mesure m_i, qui est obtenue de façon pratique dans l'analyse en répétant la mesure et en ayant introduit un biais de un écart standard de la source ℓ. On effectue donc le remplacement

$$m_i \rightarrow m_i + m_i \sum_{\ell=1}^{n_\ell} r_{i,\ell} s_\ell \tag{3.12}$$

et on suppose de plus que les sources d'erreurs systématiques fluctuent de façon gaussienne autour d'une valeur moyenne nulle, cela entraîne la présence d'un terme de pénalité s_ℓ^2 dans le χ^2. On obtient finalement l'expression

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(m_i(1 + \sum_{\ell=1}^{n_\ell} r_{i,\ell} s_\ell) - \sigma_i^{th}(\vec{p}))^2}{\delta_{stat,i}^2 + \delta_{sys,unc,i}^2} + \sum_{\ell=1}^{n_\ell} s_\ell^2, \tag{3.13}$$

qui est utilisée dans les ajustements QCD globaux. Les valeurs des décalages correspondant aux sources d'erreurs systématiques sont ajustées lors de la procédure, mais elles ne comptent pas comme des degrés de liberté de l'ajustement car on a au préalable fixé leurs distributions comme gaussiennes. Il est donc permis aux points de «bouger» selon leurs erreurs systématiques pour mieux ajuster la théorie, cela étant pénalisé dans l'ajustement.

Propagation d'erreurs

Il est utile de définir la matrice Hessienne H_{ij} qui correspond aux dérivées secondes du χ^2 par rapport aux paramètres de l'ajustement

$$H_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial p_i \partial p_j} \tag{3.14}$$

L'erreur Δp_i sur les paramètres p_i de l'ajustement est obtenu avec

$$\Delta p_i = \sqrt{(H^{-1})_{ii}}. \tag{3.15}$$

L'erreur $\Delta^{\pm} F$ sur une quantité dépendant des paramètres de l'ajustement $F(\vec{p})$ (par exemple une section efficace) est obtenue par

$$\Delta^{\pm} F = F(\vec{p} \pm \Delta_F \vec{p}) - F(\vec{p}) \tag{3.16}$$

La quantité $\Delta_F \vec{p}$ représentant les variations des paramètres $\vec{p}$ maximisant F sous la contrainte $\chi^2 = \chi^2_{min} + 1$ ce qui est donné par

$$\Delta_F^{\pm} \vec{p} = \pm \frac{H^{-1} \vec{\partial}_p F}{\sqrt{\vec{\partial}_p F H^{-1} \vec{\partial}_p F}}. \tag{3.17}$$

Les $\Delta_F p_i$ sont a priori différents de l'erreur sur les paramètres Δp_i. Ces expressions tiennent compte de toutes les erreurs expérimentales. Si les erreurs systématiques ne sont pas minimisées dans le χ^2, d'autres formules plus complexes de propagation d'erreurs doivent être utilisées. L'expression de propagation d'erreurs 3.17 se révèle peu aisée à utiliser pour un utilisateur extérieur car il faut notamment calculer $\vec{\partial}_p F$ ce qui est malaisé dans le cas d'une section efficace NLO étant donné la dépendance complexe vis-à-vis des paramètres. Une méthode plus simple de propagation d'erreurs a été développée [Pump01] et est maintenant utilisée par tous les ajustements QCD globaux. Cela repose sur la diagonalisation de la matrice Hessienne, car dans l'hyperespace dans lequel cette matrice est diagonale l'augmentation du χ^2 est uniforme dans toutes les directions. En plus du jeu de paramètres central $\vec{p}$, on peut fournir un jeu de $2k$ paramètres $\vec{p}_{vj}^{\pm}$ (ou plus simplement $2k$ jeux de pdfs) correspondant à chaque sens dans les k directions propres. La propagation d'erreurs s'effectue avec

$$\Delta F = \sqrt{\sum_{j=1}^{k} \left(\frac{F(\vec{p}_{vj}^{+}) - F(\vec{p}_{vj}^{-})^2}{2} \right)}. \tag{3.18}$$

Cela permet une propagation d'erreur immédiate car le calcul de l'erreur sur une observable s'effectue de la même façon que le calcul de sa valeur centrale en remplaçant les pdfs par les pdfs des vecteurs propres et la matrice Hessienne n'est alors plus nécessaire.

Pour conclure sur le sujet des outils statistiques utilisés dans le ajustements globaux, soulignons qu'il est crucial d'utiliser dans l'ajustement des données pour lesquelles l'ensembles des informations sur les corrélations entre les erreurs sont disponibles. Dans le cas contraire, l'interprétation est biaisée et le critère d'erreur $\Delta\chi^2 = 1$ n'est plus utilisable. De plus les erreurs ne sont pas forcément gaussiennes. Ce qui fait que les groupes d'analyses globales (CTEQ, MRST) utilisent non pas $\Delta\chi^2 = 1$ mais le critère empirique $\Delta\chi^2 = T^2$, T étant appelé la tolérance. L'interprétation des erreurs provenant d'un ajustement global est encore un sujet controversé et source d'investigations.

Pour conclure sur les chapitres cette introduction théorique, nous avons passé en revue les interactions du Modèle Standard et appliqué cette connaissance aux interactions entre leptons et hadrons, particulièrement à la DIS. Grâce au théorème de factorisation, on a vu l'émergence d'objets non perturbatifs universels, les densités de partons. Il est possible de déterminer ces densités de partons dans les analyses QCD et d'extraire ainsi la structure du proton, et éventuellement de mettre en lumière les asymétries de la mer du proton. Nous sommes maintenant armés (avec l'aide de l'annexe A) pour pouvoir appréhender les analyses de mesure des sections efficaces de DIS polarisés à HERA, ainsi que les analyses visant à déterminer les pdfs, éventuellement de façon conjointe avec les paramètres électrofaibles.

Première partie

Analyse de données avec le détecteur H1

4

Dispositif Expérimental

Sommaire

Ce chapitre présente l'appareillage expérimental utilisé pour l'analyse des interaction *ep*. Le collisionneur HERA ainsi que le détecteur H1 sont décrits. Un traitement détaillé de l'appareillage utilisé lors de la phase HERAI étant aisément disponible, l'accent sera mis sur les évolutions apportées pour la phase HERAII. Plutôt que de passer en revue les caractéristiques techniques des différents sous–appareillages, on soulignera les principes de fonctionnement qu'il est nécessaire de garder à l'esprit pour réaliser l'analyse des données. Finalement la polarisation des faisceaux à HERAII et sa mesure seront abordées.

4.1 Le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (pour Hadron Elektron Ring Anlage) est installé sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) à Hambourg en Allemagne. Depuis 1992 HERA produit des collisions entre des électrons (ou positrons, que nous dénommerons électrons de manière générique par la suite sauf dans les cas où la disctinction est nécessaire) et des protons. Chaque faisceau est accéléré par sa propre machine, et les deux anneaux sont situés dans le même tunnel. Pour 2003–2004 l'énergie des faisceaux est de E_e =27,6 GeV pour le faisceau d'électrons et de E_p =920 GeV pour le faisceau de protons, ce qui donne une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p} = 319$ GeV. La figure 4.1 montre le schéma de HERA et de ses pré–injecteurs. Des électrons de 500 MeV

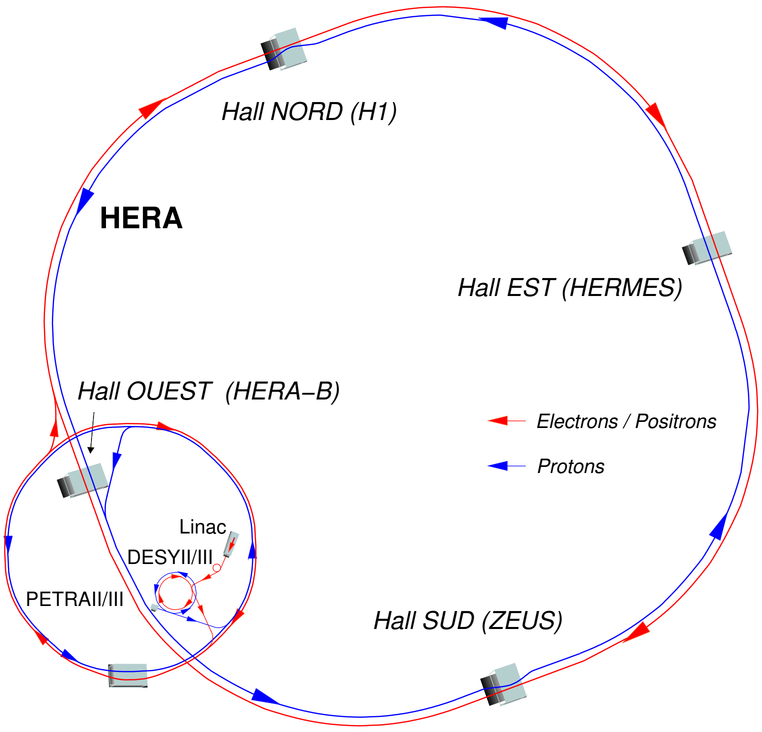


FIG. 4.1: Schéma d'HERA et de ses injecteurs. La longueur des sections droites est de 360 m, et le rayon des sections courbes est de 779 m. L'ensemble fait 6,3 km et se trouve à une profondeur d'environ trente mètres sous la ville de Hambourg.

sont fournis par un accélérateur linéaire (LINAC) puis accélérés par la machine DESY-II jusqu'à 7,5 GeV. Jusqu'à 60 paquets peuvent être formés puis remplis dans la machine PETRA-II où ils sont accélérés jusqu'à 12 GeV et injectés dans la machine à électrons d'HERA qui les accélère jusqu'à 27,6 GeV. Une optique complexe, très schématiquement composée d'aimants dipolaires de champ magnétique de 1,7 T et de cavités accélératrices, permet de courber la trajectoire des particules et de compenser la perte élevée d'énergie par rayonnement synchrotron.

Les protons sont produits avec des ions H^- que l'on accélère jusqu'à 50 MeV dans le H^-–LINAC et dont on enlève les deux électrons en les *épluchant* au travers d'une feuille de métal. Les protons sont ensuite accélérés à 7,5 GeV par la machine DESY-III. Jusqu'à 70 paquets peuvent être accumulés et accélérés jusqu'à 40 GeV avant d'être injectés dans la machine à protons d'HERA et accélérés à 920 GeV. Ce qui limite l'énergie des protons n'est pas la perte par rayonnement synchrotron (qui est beaucoup plus faible que celle des électrons) mais le champ des aimants dipolaires qui atteint $5,7$ T.

Il est possible de remplir HERA avec 220 paquets contenant chacun de 10^{10} à 10^{11} particules. Les paquets d'électrons ont une taille longitudinale de l'ordre de 2 cm, et une taille transverse de $0,25 \times 0,02$ mm^2 au niveau des points d'interactions, alors que les paquets de protons ont une taille longitudinale de l'ordre de 11 cm et une taille transverse de $0,3 \times 0,06$ mm^2. Il faut noter que la structure longitudinale des paquets de protons n'est pas triviale due à la présence de paquets dits *satellites* formés lors de la phase d'accélération.

Les événements de physique ep produits lors de la collision des paquets sont donc distribués autour du point d'interaction nominal avec un écart-type de l'ordre d'une dizaine de centimètres. Au niveau du point d'interaction, les faisceaux sont aussi déplacés dans le plan transverse d'environ un centimètre pour les données de 2003–2004. Tout ces déplacements du vertex de l'interaction dus aux paramètres (éventuellement temporaires) de la machine sont pris en compte lors de la reconstruction.

Les paquets d'électrons et de protons se croisent toutes les 96 ns ce qui correspond à une fréquence de 10,4 MHz. Certains paquets d'électrons dits *pilotes* n'entrent pas en collisions, ils servent notamment à étudier le bruit intervenant pendant la mesure de la luminosité. Le remplissage de HERA et la mise en collision des paquets constituent une *prise de luminosité* (luminosity run), qui est limitée par le temps de vie du faisceau de leptons, typiquement d'environ 10 heures, alors que la durée de vie du faisceau de protons est de l'ordre de 100 heures.

La table 4.1 résume quelques propriétés de la machine.

Tab. 4.1: Quelques paramètres typiques des faisceaux en 2004.

Paramètre	valeur typique en 2004
I_e (mA)	40
I_p (mA)	80
luminosité spécifique $\mathscr{L}_{spe}(\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2})$	$1,5 \times 10^{30}$

4.1.1 Les expériences installées à HERA

Quatre expériences ont été installées à HERA. Des collisions entre les deux faisceaux sont réalisées dans les Halls Nord et Sud où sont installés les détecteurs multi-usages H1 et ZEUS qui étudient divers aspects de la physique des collisions ep. Dans le Hall Est HERMES est installé depuis 1995. C'est un détecteur de type spectromètre qui utilise un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement en collision avec une cible de gaz polarisé (H_2, He, D) pour étudier en particulier la physique du spin du proton. Dans le Hall Ouest l'expérience HERA–B, qui a pris des donnés entre 2000 et 2003, était un spectromètre utilisant les collisions entre les protons du halo du faisceau de protons et des fils. L'expérience, qui s'est soldée par un échec, devait couvrir la physique de la violation de CP dans le secteur du quark b.

4.1.2 Le transition HERAI-HERAII

Au niveau du collisionneur HERA

L'opération du collisionneur HERA a comporté deux principales phases distinctes. En effet de 1992 à 2000 a eu lieu la phase dite HERAI, par opposition à la phase HERAII qui voit plusieurs modifications à la fois pour HERA mais aussi pour les différentes expériences et leurs buts de physique. Une des principales modifications est l'installation de rotateurs de spins (voir figure 4.2) autour des expériences H1 et ZEUS, fournissant des électrons

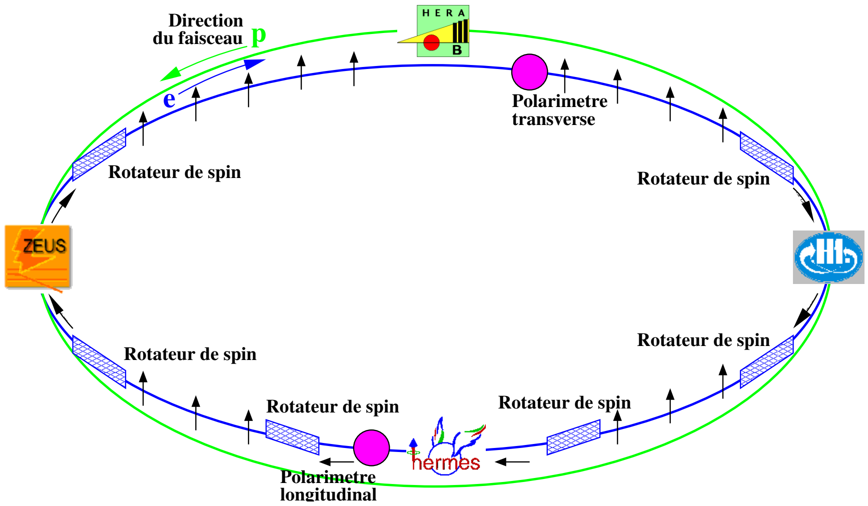


FIG. 4.2: Schéma du collisionneur HERA pour la phase HERAII.

polarisés longitudinalement au niveau des points d'interactions. La polarisation à HERA est décrite plus en détail dans la section 4.5. Une des priorités du programme HERAII était aussi et surtout une augmentation de la luminosité. La luminosité instantanée pouvant s'écrire $\mathscr{L} = f n_1 n_2 / 4\pi\sigma_x\sigma_y$, une augmentation de la luminosité passe d'une part par l'augmentation des courants d'électrons et de protons mais aussi par une diminution des tailles transverse σ_x et σ_y des faisceaux au niveau des points d'interactions. Ceci fut amélioré par la mise en œuvre de nouveaux aimants dits «GO» et «GG» de part et d'autre du point d'interaction à l'intérieur même du détecteur H1. Le rayonnement synchrotron induit par le faisceau d'électrons dû à cette nouvelle optique fut mal maîtrisé et engendra de forts bruits de fonds [H1BG02, H1BG03] lors du redémarrage de la machine. En effet le rayonnement synchrotron chauffe les parois du tube à vide et provoque le décollement de molécules. Les interactions de ces molécules avec le faisceau de protons provoquent alors un important courant dans les chambres à dérive du détecteur de trace central, pouvant provoquer leur destruction. Les données prises sans détecteur de traces étant difficilement exploitables, la machine doit alors utiliser des courants réduits pour limiter le phénomène. Durant la période de coupure de l'été 2003 la mise en place de nouveaux blindages a permis une réduction de ce bruit de fond d'un facteur 5. La machine a pu fonctionner de façon performante depuis octobre 2003. La luminosité instantanée à HERAII a été améliorée d'un facteur 2,2 par rapport à HERAI, à comparer au facteur d'amélioration nominal prévu de 5.

Pour le détecteur H1

Pour le détecteur H1 l'amélioration d'HERAI à HERAII a été l'occasion de changer certains sous détecteurs, soit à cause de leur obsolescence ou de leur inadéquation avec une haute luminosité, ou encore à cause des modifications de l'optique qui a pris une place plus importante avec entre autres les aimants GO et GG. Des améliorations ont eu lieu au niveau du système de déclenchement, des détecteurs de traces, du système d'analyse, de la mesure de la luminosité. Les modifications pertinentes seront détaillées dans la section 4.2.

4.1.3 Les lots de données délivrés par HERA

Lors de la phase HERAI, différents lots de données ont été enregistrés par H1. Dans un premier temps en 1992 HERA a produit des collisions e^-p avec une énergie du faisceau de protons de 820 GeV soit une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}$ =300 GeV. L'accumulation de 35 nb^{-1} en 1992 a permis l'observation de l'augmentation de F_2 à bas x. Cependant pour obtenir une luminosité plus importante la machine est passée en mode e^+p et y est restée de 1994 à 1997. En effet le bruit induit par les faisceaux est plus faible avec un faisceau de positrons car il repousse les ions, molécules du gaz résiduel ionisées par le faisceau et chargées positivement. L'installation de pompes à vide différentes a permis le passage en mode e^-p en 1998–1999 avec une augmentation de l'énergie du faisceau de protons à 920 GeV soit une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}$ =319 GeV. Cependant le bruit de fond était très important pendant cette période. Afin d'obtenir de meilleures conditions et d'augmenter la statistique du lot e^+p qui a vu l'apparition de certaines anomalies, la période 1999–2000 à vu une prise de données «record» de 65,2 pb^{-1} de données e^+p à $\sqrt{s}$ =319 GeV. Le résumé de la phase HERAI est donné sur la gauche de la figure 4.3. Pour la phase HERAII, les données exploitables n'ont été reprises qu'en 2003. En 2003–2004 il aura été enregistré 60 pb^{-1} de données e^+p toutes polarisations confondues. Sur la droite de la figure 4.3 on peut voir le résumé de luminosités intégrées en fonction du temps pour les différentes années d'HERAII. Les valeurs délivrées par HERA et enregistrées par H1 sont différentes car l'efficacité de la prise de donnée est prise en compte, notamment à cause de problèmes d'acquisition. De plus on ne comptabilise que les données pour lesquelles les détecteurs de trace sont sous tension (ce qui n'est pas possible à cause de courants trop élevés dans ces détecteurs au début de la prise des données). En 2003–2004 l'efficacité de la prise de données de H1 a été de l'ordre de 70%. Les lots de données utilisés pour l'analyse seront décrits dans le chapitre 6.

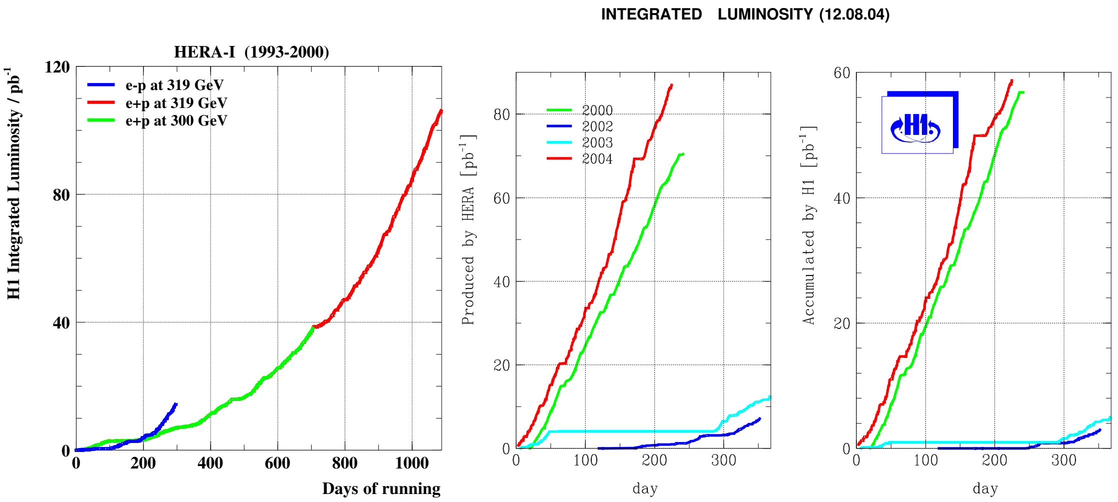


FIG. 4.3: A gauche, luminosité intégrée à HERAI en fonction du temps pour les différents types d'interactions e^-p et e^+p à 300 et 319 GeV. A droite, luminosité intégrée respectivement délivrée par HERA à HERAII et enregistrée par H1 en 2003 et 2004, comparée aux données prises en 2000.

4.2 Le détecteur H1 : Appareillage expérimental

Une description exhaustive du détecteur H1 est disponible dans les références [H197a, H197b]. Plutôt que de répéter cette description nous allons ici mettre l'accent sur les principes de fonctionnement et les spécificités des sous systèmes cruciaux pour l'identification des particules et la reconstruction des événements qui seront abordée en détail dans le chapitre 5.

Le détecteur H1 a été conçu pour permettre une analyse précise de multiples aspects des collisions ep. Le caractère asymétrique de la nature et de l'énergie des faisceaux[5] se traduit naturellement par un détecteur asymétrique. Le détecteur est organisé comme beaucoup de détecteurs utilisant un collisionneur de particules, par couches concentriques autour du tube à vide du faisceau, avec des détecteurs de traces chargées et une partie de calorimétrie. Le but est d'identifier et de mesurer les quadrivecteurs des particules résultant de l'interaction ep et cela sur le maximum des 4π de l'angle solide total. Le système de coordonnées utilisé ici est décrit sur la figure 4.4. L'axe z est suivant la direction du faisceau de protons incident. On définit l'*avant* du détecteur comme étant la zone de $\theta < 90^o$ soit $z > 0$ et l'*arrière* comme étant la région de $\theta > 90^o$ soit $z < 0$.

4.2.1 Organisation générale du détecteur H1

Le détecteur H1 occupe un volume d'environ $12 \times 10 \times 15$ m^3 pour une masse de 2800 tonnes. Il est représenté sur la figure 4.5, tel qu'il était pour la phase HERAI. L'identification et la mesure précise de l'électron diffusé sont particulièrement importants pour l'étude des courants neutres, et l'herméticité est nécessaire pour avoir une détection

[5]Le facteur de Lorentz entre le référentiel du centre de masse de la collision et celui du détecteur est est de $\gamma \approx 4$.

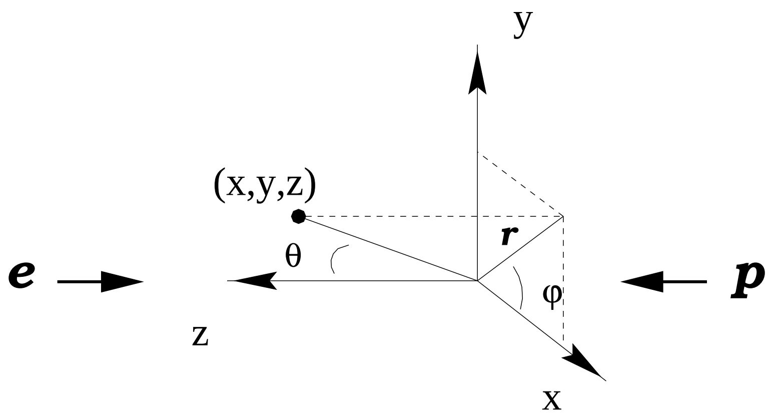


Fig. 4.4: Définition des coordonnées cartésiennes et polaires utilisées pour le détecteur H1. La région $\theta < 90^o$, $z > 0$ correspond à l'*avant* du détecteur.

aussi efficace que possible de l'énergie transverse manquante, signature principale des neutrinos et importante pour l'étude des courants chargés. La détermination du vertex de l'interaction est réalisée principalement par les détecteurs de traces chargées centraux situés en $\boxed{2}$ appelés Chambres à Jet Centrales CJC (Central Jet Chambers) avec l'aide des détecteurs à Silicium que sont les détecteurs (qui ne sont pas montrés sur la figure) de traces Centraux, Avant et Arrière à Silicium CST, FST et BST (Central, Forward et Backward Silicon Tracker). Les détecteurs de traces chargées centraux $\boxed{2}$ et avant $\boxed{3}$ sont plongés dans le champ magnétique de 1,16 T orienté selon l'axe z produit par une bobine supraconductrice $\boxed{6}$. Ils permettent de mesurer l'impulsion $\vec{p}$ des particules chargées, ainsi que l'identification par la perte d'énergie spécifique ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$). L'énergie et la position des particules neutres et chargées sont mesurées dans le calorimètre à Argon Liquide LAr (Liquid Argon calorimeter). Le calorimètre est contenu dans un cryostat $\boxed{15}$ et possède une section dite électromagnétique $\boxed{4}$ et une section hadronique $\boxed{5}$ pour une identification des gerbes produites par les particules électromagnétiques (c'est-à-dire les électrons, positrons et photons) et des hadrons (neutres et chargés). Il faut noter que l'ensemble du calorimètre et de son cryostat se situe à l'intérieur de la bobine $\boxed{6}$ qui ne constitue donc pas un éventuel matériel mort préjudiciable à la mesure des énergies. Vers l'arrière le calorimètre spaghetti SpaCal $\boxed{12}$ (Spaghetti Calorimeter) permet notamment une mesure précise des électrons diffusés vers l'arrière (depuis 1995 en remplacement du calorimètre électromagnétique arrière BEMC Backward Electromagnetic Calorimeter). A l'avant se trouve le bouchon calorimétrique ou Plug qui complète l'acceptance du détecteur. Si toute l'énergie des particules n'est pas déposée dans le calorimètre LAr, le calorimètre de fin de gerbe (Tail Catcher) situé en $\boxed{10}$ constitué de fer instrumenté assure le retour du champ magnétique et peut mesurer l'énergie des particules

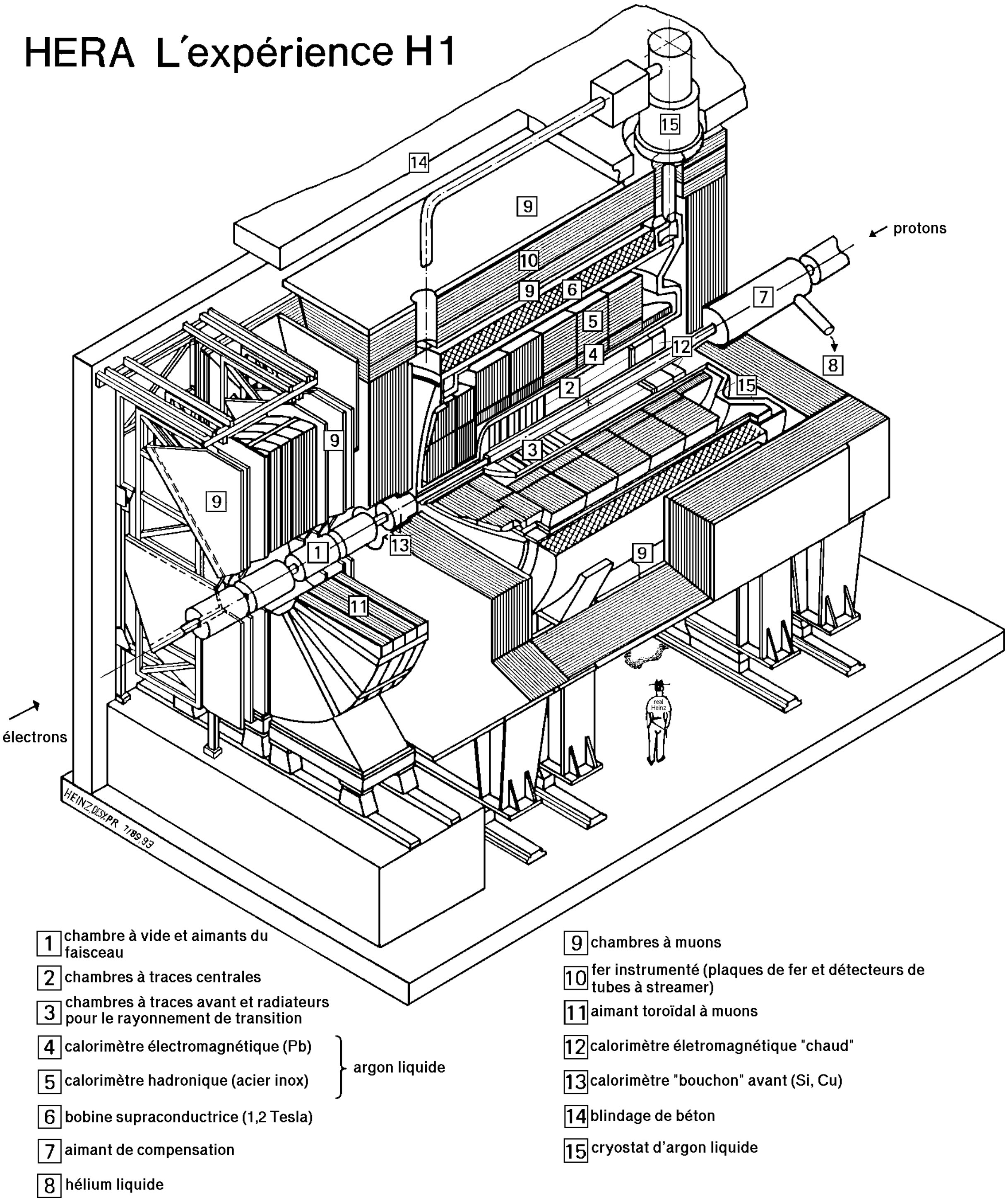


FIG. 4.5: Vue schématique du détecteur H1, tel qu'il était pour HERAI.

traversant la section hadronique du LAr. Les muons, particules généralement déposant un minimum d'ionisation sont identifiables par leur trace, leur faible dépôt calorimétrique et par leur dépôt d'énergie dans le calorimètre de fin de gerbe $\boxed{10}$ et les chambres à muons $\boxed{9}$. Vers l'avant l'impulsion des muons est mesurée par le détecteur de muons avant FMD (Forward Muons Detector) qui combine un aimant toroïdal $\boxed{11}$ avec des chambres $\boxed{9}$. Le détecteur est entouré d'un épais blindage $\boxed{14}$ en béton.

Signalons la présence des détecteurs non présentés ici car situés dans les tunnels : le détecteur de photon utilisé pour la mesure de la luminosité, ainsi que l'identificateur d'électrons ETAG (Electron TAGger). Le calorimètre avant à neutrons FNC (Forward Neutron Calorimeter) permet d'identifier le neutron diffusé pour les réactions $ep \to enX$. Pour identifier les protons survivants lors des interactions diffractives, les pots romains que sont le spectomètre avant à protons et le spectomère très à l'avant à protons FPS et VFPS (Forward Proton Spectrometer et Very Forward Proton Spectrometer) sont installés dans le tunnel à environ 80 m et 200 m du point d'interaction nominal.

4.2.2 La calorimétrie du détecteur H1

Le calorimètre à Argon Liquide LAr

Le calorimètre à Argon liquide LAr est un des éléments les plus importants utilisés dans cette analyse. Il fournit l'identification et la mesure de l'électron diffusé dans la région $Q^2 \gtrsim 100$ GeV^2, ainsi qu'une grande partie de la mesure de l'état final hadronique. Lors de sa construction ce fut le plus grand détecteur de ce type jamais réalisé, et sa grande robustesse en fait un sous système précis et fiable depuis 1992. C'est un calorimètre à échantillonnage basé sur le principe de la collection de charge, le milieu actif étant constitué d'Argon liquide et le milieu absorbant est le plomb pour la partie électromagnétique et l'acier pour la partie hadronique. Le principe de fonctionnement est le suivant : lorsqu'une particule de haute énergie (de l'ordre du GeV pour un électron) entre dans le calorimètre elle va interagir avec le milieu absorbant développant une cascade de particules qui vont elles aussi interagir, formant une *gerbe* de particules. L'énergie de la particule initiale va être mesurée par l'absorption de l'énergie totale de la gerbe de particules. Les particules chargées de la gerbe vont ioniser le milieu actif (l'Argon liquide), qui se trouve entre les plaques d'un condensateur. Puis les charges et les ions vont dériver dans le champ électrique (sans amplification) vers les parois du condensateur créant un courant qui va être le signal détecté.

Les gerbes électromagnétiques Les positrons, électrons et photons (que l'on appellera *particules électromagnétiques*) vont former des gerbes très similaires composées d'électrons, de positrons et de photons. L'électron incident va rayonner un photon par freinage (Bremsstrahlung) dans le champ électrique d'un noyau de l'absorbeur et le photon va pouvoir lui aussi créer une paire e^+e^-. Le phénomène se répète jusqu'à ce que les particules créées aient une énergie ne leur permettant plus que d'ioniser le milieu. On peut définir la longueur de radiation X_0 comme la distance moyenne à partir de laquelle un électron a perdu $1 - 1/e = 63,2\%$ de son énergie, qui vaut pour le plomb 0,56 cm et pour l'Argon liquide 14 cm. Les électrons vont interagir avec l'absorbeur dès leur entrée dans le calorimètre alors que les photons vont subir une première interaction destructrice en moyenne après 0,5 X_0. L'énergie dite *critique* pour laquelle les électrons perdant autant d'énergie par rayonnement que par ionisation permet de se faire une idée de la profondeur des gerbes. Une gerbe contenant 98% de l'énergie d'un électron de 30 GeV sera contenue dans une longueur de 25 X_0. La taille transverse de la gerbe, liée aux diffusions multiples des particules, est paramétrée en fonction de la diffusion transverse caractéristique d'un électron d'énergie critique, appelée rayon de molière R_M. Environ 99 % de l'énergie incidente est contenue dans un cylindre de 3,5 R_M soit environ 4,5 cm pour la partie électromagnétique du LAr.

Les gerbes hadroniques Le développement d'une gerbe hadronique est plus complexe que celui d'une gerbe électromagnétique. Un hadron peut interagir avec le noyau d'un atome du milieu absorbeur, réaction pouvant produire d'autres hadrons (notamment des π^0 se désintégrant en deux photons et contribuant donc à la partie électromagnétique de la gerbe hadronique) ou exciter des noyaux qui vont se désexciter en émettant des neutrons et des photons. Une partie de l'énergie est donc perdue dans une forme non détectable sous forme d'excitations de noyaux et de neutrons. La partie électromagnétique de la gerbe ainsi que la composante nucléaire «molle» est sujette à de relativement grandes fluctuations statistiques ce qui rend plus difficile la mesure calorimétrique des hadrons. La dimension caractéristique de la gerbe va s'exprimer en fonction de la longueur d'interaction λ_I qui correspond au libre parcours moyen d'un hadron et qui vaut 21 cm pour la partie hadronique du LAr. A titre d'exemple un seul hadron de 30 GeV va perdre 95 % de son énergie sur une longueur de 5,3 λ_I. Les gerbes hadroniques sont donc beaucoup plus étendues que les gerbes électromagnétiques. Ces considérations permettent de mieux appréhender la structure du calorimètre.

Structure du calorimètre LAr Le LAr couvre la région angulaire $4^o \leq \theta \leq 153^o$. Il est constitué d'une partie électromagnétique (plus proche du point d'interaction) et d'une partie hadronique. La figure 4.6 montre la structure en roues et le détail de la structure en cellules. Le LAr est composé de huit roues dénommées (de l'arrière vers l'avant) tonneau arrière BBE (Backward Electromagnetic Barrel), tonneau central CB1, CB2, CB3 (Central Barrel), tonneau avant FB1, FB2 (Forward Barrel) et les sections internes et externes avant IF1/OF1 et IF2/OF2 (Inner/Outer Forward). Chaque octant est constitué d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique, sauf le BBE qui n'est constitué que d'une partie électromagnétique et la roue IF2/OF2 qui est uniquement hadronique. L'orientation des plaques d'absorbeur est transverse sauf pour les roues CB, cela pour que l'angle d'incidence entre les absorbeurs et les particules incidentes soit toujours inférieur à 45^o. Les roues CB et FB sont divisées en huit octants dans le plan x–y comme le montre la figure 4.7 Notons que les interstices (cracks) entre roues hadroniques ne pointent pas vers le point d'interaction pour limiter les pertes d'énergies. Les roues IF et OF ont une structure transverse en quatre parties, et la BBE, bien que physiquement

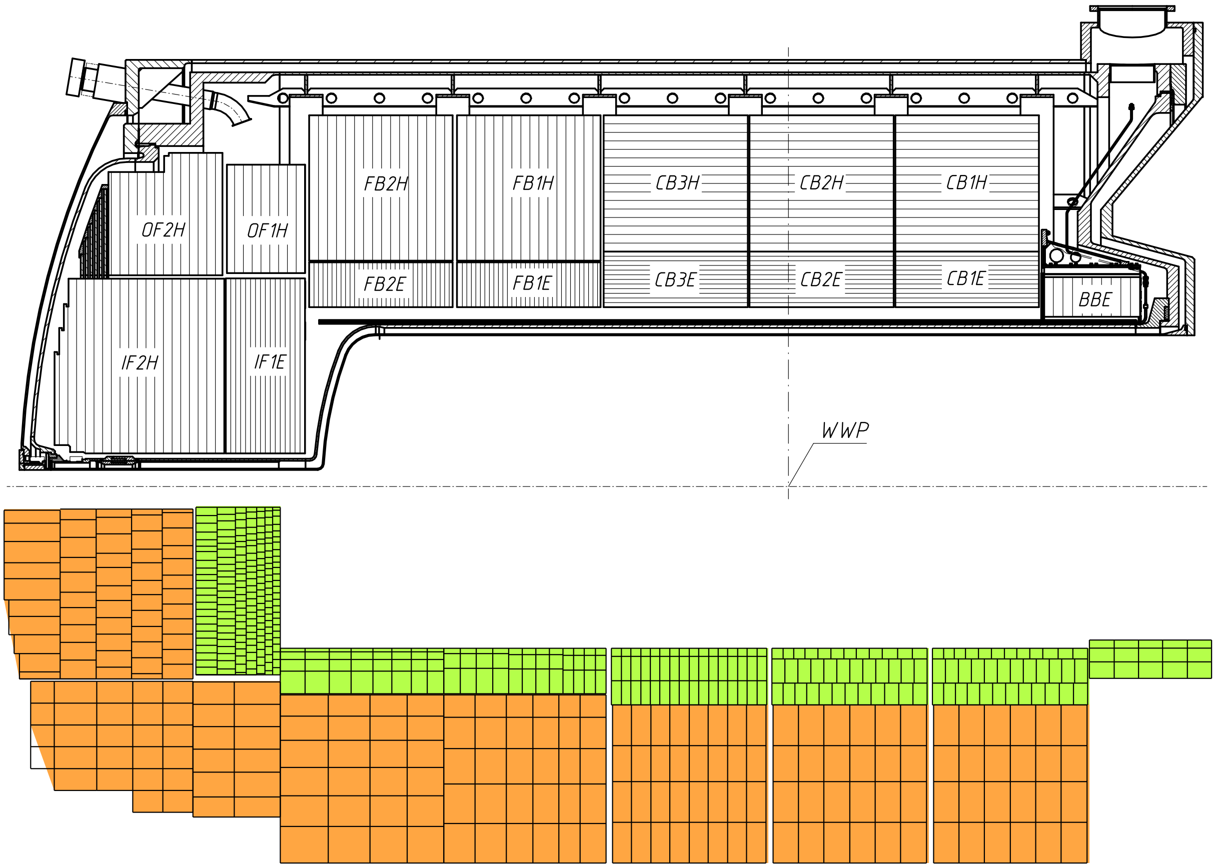


FIG. 4.6: Section longitudinale du calorimètre à Argon liquide. La partie supérieure montre la structure en roues avec l'orientation des plaques d'absorbeur. La structure en cellules est montrée sur la partie inférieure.

divisée en huit octants, a été conçue avec une géométrie de période $2\pi/16$ décalée de $\pi/16$ par rapport aux roues CB. La partie électromagnétique fait entre 20 et 30 X_0 d'épaisseur, respectivement dans les régions centrales et avant. La partie hadronique fait entre 5 et 8 λ_I respectivement dans les régions centrales et avant. On voit qu'en général, une gerbe électromagnétique sera entièrement contenue dans la partie électromagnétique du calorimètre.

Il y a de l'ordre de 45000 cellules dont la géométrie quasi-projective permet une bonne détermination spatiale pour les énergies déposées, et permet aussi une discrimination entre hadrons et particules électromagnétiques basée sur la forme de la gerbe. La segmentation est plus fine dans la partie avant que centrale, en termes de rayon de Molière les cellules font 2,5 R_M dans la partie arrière et 1,0 R_M dans la partie avant. La figure 4.8 illustre la finesse de la segmentation pour des gerbes d'électrons. Dans la partie électromagnétique, les cellules sont constituées en alternances de couches de plomb et d'Argon liquide chacune de 2,4 mm d'épaisseur alors que dans la partie hadronique deux couches d'Argon liquide de 2,4 mm chacune alternent entre des couches de fer de 1,9 cm d'épaisseur. Il y a de trois à six couches de cellules dans la partie électromagnétique et de quatre à six dans la partie hadronique.

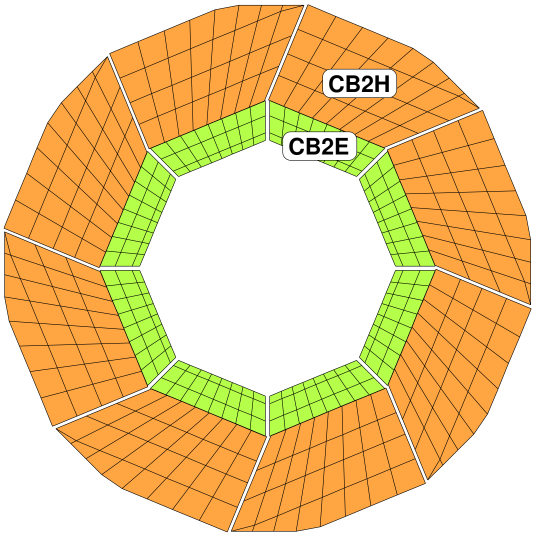


Fig. 4.7: Section transverse de la roue CB2 du calorimètre à Argon liquide. La roue est divisée en huit octants. Seuls les interstices entre les parties électromagnétiques pointent vers le point d'interaction nominal.

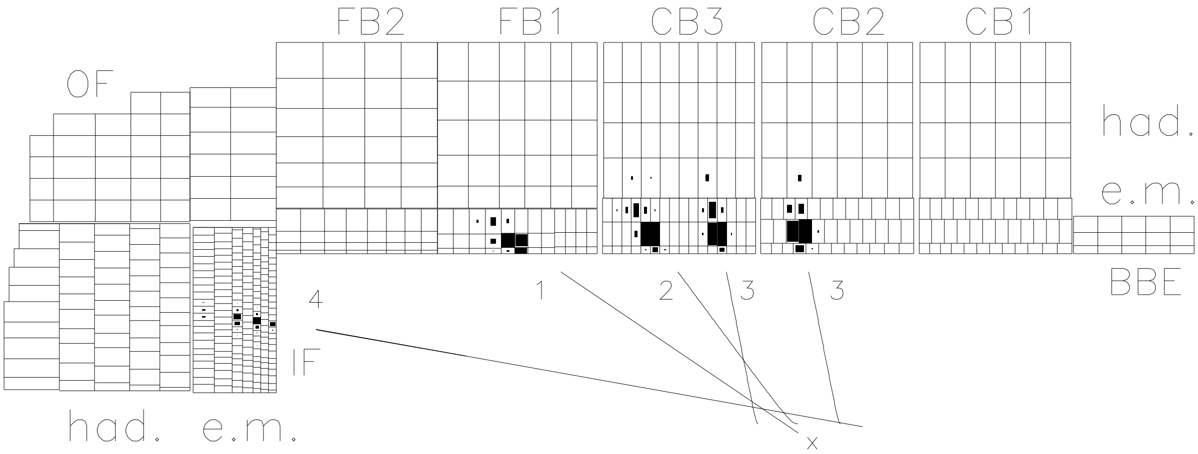


Fig. 4.8: Couches et cellules du LAr, avec des exemples de gerbes formées par des électrons.

Mesure de l'énergie La charge récoltée par les condensateurs va être amplifiée puis transmise. Le LAr a la caractéristique de ne pas être *compensant*, c'est-à-dire que la réponse du détecteur à un pion et à un électron de même énergie est différente : on dit que le rapport e/π est différent de un. Ici le rapport e/π vaut environ 1,35 pour des particules de 10 GeV et diminue logarithmiquement avec l'énergie. Pour corriger cela, un schéma de *pondération* est utilisé que nous décrirons au chapitre 5. Les différentes cellules dans lesquelles de l'énergie a été déposée sont regroupées en *amas* calorimétriques lors de la reconstruction. Le lien entre les différentes cellules contigües étant fait tout d'abord à r constant puis entre les différentes couches.

Le calorimètre à Argon liquide est affecté par un bruit relativement important entre autres à cause des défauts de l'électronique qui doit mettre en forme le signal, de la longueur des différents cables, de l'empilage de dépôts d'énergie de particules résultant d'interaction ep et de particules cosmiques. Le niveau de bruit de bruit (1σ) est de l'ordre de 15 à 30 MeV par cellule, le bruit étant le plus important dans la région centrale où les capacités sont les plus grandes. L'addition de ce bruit pour l'ensemble du calorimètre donne une énergie de 48 ± 3 GeV. Pour supprimer ce bruit on utilise le bruit négatif, c'est-à-dire le bruit présent dans la partie négative de la distribution du bruit après soustraction du piédestal. Lors de la construction des amas, on ne garde que les cellules au dessus de $+4\sigma$ et toutes les voisines dans une cube de 3 cellules. Dans ces cellules voisines on garde les cellules d'énergie négative qui vont compenser en partie le bruit. Il existe aussi en ligne une suppression de bruit dite topologique qui supprime des amas isolés dans la dernière couche de la partie élecromagnétique ou hadronique et loin de tout amas énergétique. Après cette suppression en ligne, le bruit résiduel est de quelques GeV. Dans le chapitre 5 nous verrons les techniques développées au niveau de l'analyse pour supprimer ce bruit.

Le traitement des amas pour l'analyse sera détaillé dans le chapitre 5. Le développement de la gerbe étant un processus aléatoire faisant intervenir un grand nombre de particules, les fluctuations statistiques vont limiter la précision qu'il est possible d'atteindre. L'énergie déposée étant proportionnelle au nombre de particules, la résolution σ_E de la mesure de l'énergie sera proportionnelle à $\sqrt{N}$ donc à $\sqrt{E}$, et la résolution relative sera donc $\sigma_E/E \propto a/\sqrt{E}$. Bien que ce terme domine la résolution en énergie, on peut noter l'existence d'effets instrumentaux indépendants de l'énergie tels que le bruit ou la soustraction de piédestal ce qui va donner une contribution à la résolution indépendante de l'énergie soit pour la résolution relative $\sigma_E/E \propto b/E$. Une troisième composante va être due aux erreurs de calibration, aux non linéarités de la chaine électronique et contribuera à la résolution de façon proportionnelle à l'énergie soit pour la résolution relative $\sigma_E/E \propto c$. Pour le LAr on a numériquement $b \sim 150$ MeV et $c \sim 0.01$ ce qui fait que le terme statistique va dominer la résolution lors de la combinaison des différents termes en quadrature. Pour le calorimètre à Argon liquide la résolution en énergie pour des particules électromagnétiques est de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1\% \tag{4.1}$$

avec $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$. Pour des hadrons la résolution est de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2\%. \tag{4.2}$$

Ces résolutions ont été déterminées avec un faisceau test ainsi que *in situ*. Le contrôle des échelles d'énergie électromagnétique et hadronique sera traité en détail dans le chapitre 5. Le LAr peut aussi fournir une mesure du temps t^0_{LAr} de l'événement. Ceci est réalisé d'abord avec la mesure en temps pondérée par l'énergie pour chaque convertisseur analogique digital rapide (FADC). Ensuite le t^0_{LAr} est calculé par la moyenne des temps mesurés par les FADC. La résolution est de l'ordre de 10 ns.

Le calorimètre spaghetti

Le calorimètre spaghetti SpaCal (Spaghetti Calorimeter) réalise la mesure calorimétrique dans la région arrière en couvrant la région $153^o \leq \theta \leq 177,5^o$. La figure 4.9 montre le calorimètre utilisé pour la phase HERAI. L'introduction de l'aimant GG pour la phase HERAII a nécessité la suppression de modules proches du tube à vide et le détecteur a

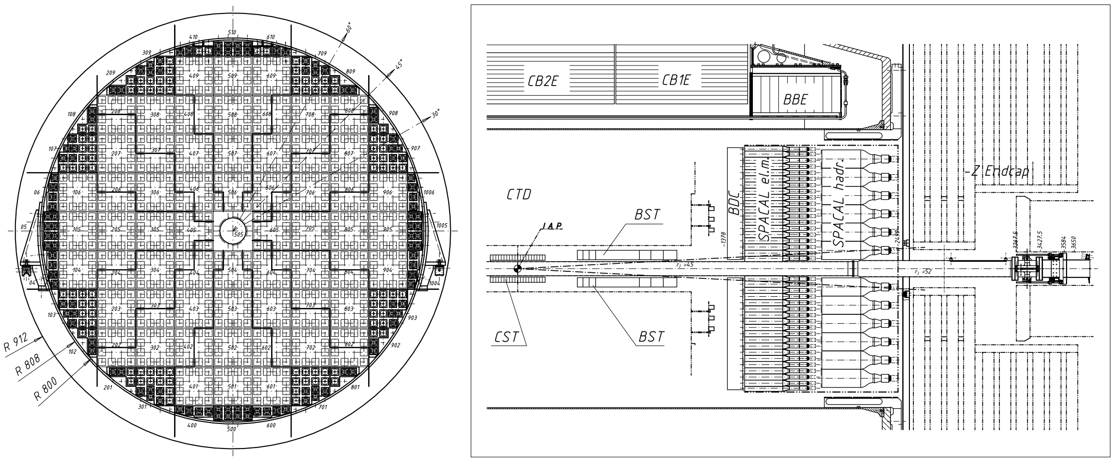


FIG. 4.9: A gauche, vue du SpaCal dans le plan $x-y$. A droite vue du Spacal dans le plan $r-z$ pour la configuration HERAI.

désormais une acceptance limitée à $\theta \simeq 174^o$. Le SpaCal a été conçu en remplacement du calorimètre arrière BEMC et installé en 1996 dans le but de fournir une mesure très précise de l'électron diffusé à bas Q^2 (entre 1 et 150 GeV^2). C'est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu actif est formé de fibres scintillantes et la partie absorbante de fibres de plomb. La particule incidente développe une gerbe dans le plomb et les particules de cette gerbe vont perturber le milieu qui va émettre une lumière de scintillation qui est collectée par des photomultiplicateurs. Le SpaCal doit son nom à la structure imbriquée de fibres de plomb et de plastique scintillant. Le Spacal possède une section électromagnétique d'épaisseur 28 X_0 et une partie hadronique d'épaisseur seulement $2\lambda_I$. La très grande granularité (1192 cellules) permet une résolution spatiale de quelques millimètres pour les électrons, mesure aidée par une chambre proportionelle située devant le SpaCal, la chambre proportionelle arrière BPC (Backward Proportionnal Chamber) installée pour HERAII en remplacement de la chambre à dérive arrière BDC (Backward Drift Chamber) devenue trop volumineuse. La résolution en énergie du SpaCal est de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 1\% \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_E}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 4\% \tag{4.3}$$

pour les parties électromagnétiques et hadroniques respectivement. Plusieurs méthodes de calibration (électrons du pic cinématique, événements QED Compton ayant un électron et un photon balancés en impulsion transverse dans le SpaCal) permettent le contrôle de l'échelle d'énergie électromagnétique à 1% près.

Le bouchon

Le bouchon calorimétrique pour HERAI, ou Plug, était un calorimètre à échantillonnage formé d'absorbeurs de cuivre et ayant pour matériau actif des détecteurs à silicium. Placé à l'avant, le Plug couvrait la région $0,3^o \leq \theta \leq 3,3^o$. Suite à l'introduction de l'aimant GO, le Plug a été remplacé par le Plug2k à HERAII, plus petit et résistant aux radiations. Le Plug2k est constitué de 16 tuiles de scintillateur plastique de 4 cm d'épaisseur couplées deux par deux à des photomultiplicateurs. Le Plug2k possède donc huit voies en φ et couvre la région $1,9^o \leq \theta \leq 3,2^o$. Le Plug2k est représenté sur la figure 4.10. Bien qu'une mesure d'énergie soit possible, il s'agit plus d'un étiqueteur qu'un calorimètre

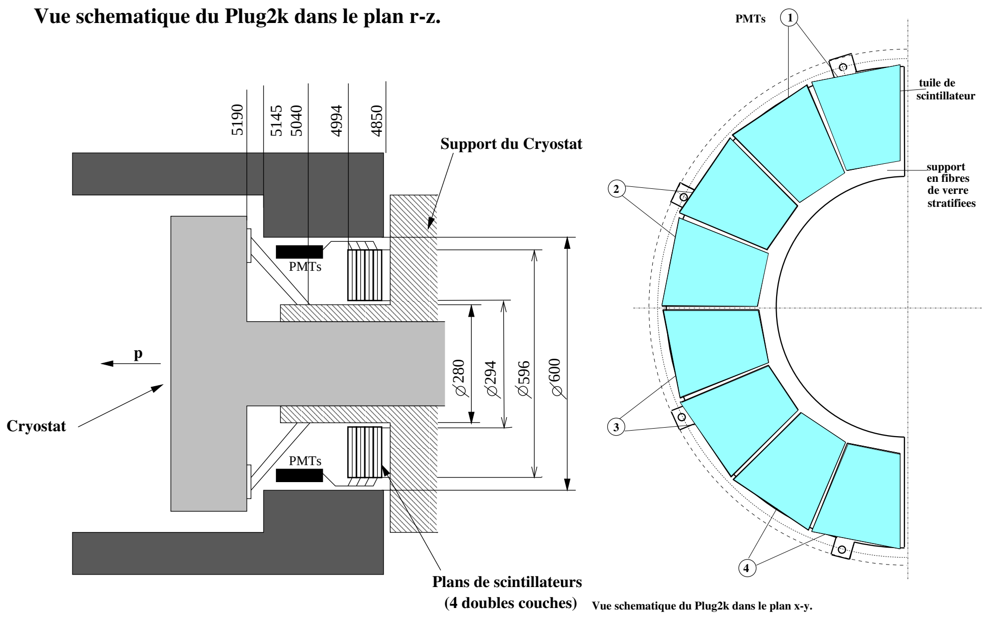


FIG. 4.10: A gauche, coupe longitudinale du Plug2k. A droite, vue de la moitié tuiles de scintillateur dans le plan transverse.

car il n'y a pas de matériau absorbant. Le Plug2k est utilisé pour la mesure du temps de vol (le PToF). Ce détecteur est utilisé pour l'identification des événements diffractifs.

Le calorimètre de fin de gerbe Tail Catcher

Le calorimètre de fin de gerbe ou TC (Tail Catcher) permet une mesure en énergie grossière de la partie des gerbes hadroniques qui traverse la partie hadronique du LAr. C'est un calorimètre formé de plaques de fer instrumentées avec des tubes fonctionnant en mode streamer. Il est divisé en une partie centrale, le tonneau et deux couvercles. La résolution en énergie est de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}. \tag{4.4}$$

Ce détecteur n'est pas utilisé pour les analyses inclusives.

4.2.3 Les détecteurs de traces chargées

Le système de détection de traces chargées de H1 est un ensemble de chambres à dérive multifils et de chambres proportionnelles concentriques, complété par des détecteurs à Silicium. Il opère dans un champ magnétique parallèle à l'axe z de valeur 1,16 T. On distingue une partie centrale, avant et arrière. Un coupe du système est montrée sur la figure 4.11 Le but des détecteurs de traces est de reconstruire le ou les vertex de

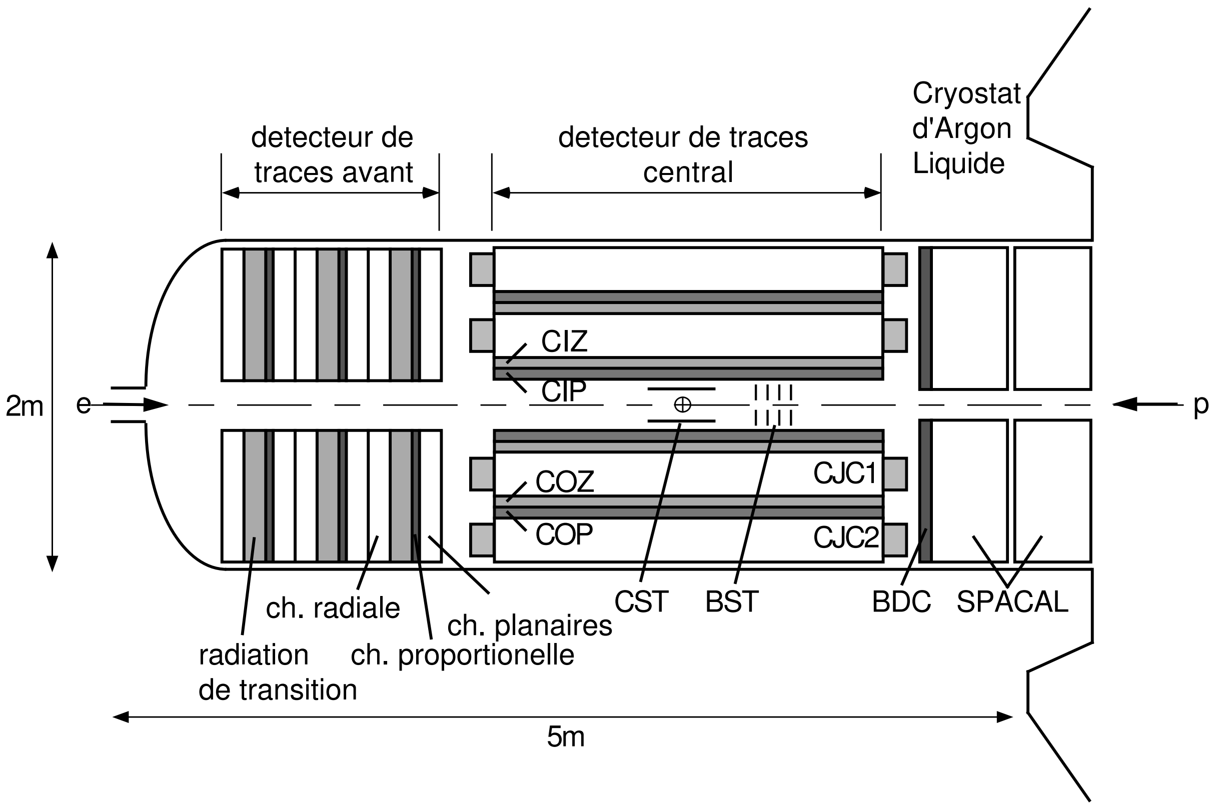


FIG. 4.11: Vue du système de détection de traces central et avant dans le plan $r - z$, dans la configuration HERAI avec l'ancienne CIP et la CIZ, ainsi que le déctecteur de traces avant HERAI.

l'interaction et de mesurer les angles et les impulsions transverses (pt) des particules chargées. La reconstruction des trajectoires est effectuée principalement par les chambres à jet centrales CJC1 et CJC2, alors que la position en z est principalement mesurée par les chambres COZ et le détecteur à Silicium CST (et la CIZ pour HERAI). La combinaison des sous détecteurs pour les traces centrales donne une résolution de l'ordre de :

$$\frac{\sigma_{pt}}{pt} \sim 0,003 \; pt \text{ GeV}^{-1} \quad \text{et} \quad \sigma_\theta \sim 1 \text{ mrad}. \tag{4.5}$$

Une coupe dans le plan transverse du système central est montrée sur la figure 4.12. Partant de $r = 0$ on rencontre dans l'ordre le CST, la CIP, la CJC1, la COZ, la COP et la CJC2. Nous allons maintenant décrire ces composants.

Les chambres à jet centrales CJC

Les chambres à dérive permettent de mesurer avec précision la trajectoire des particules chargées. Le principe de fonctionnement consiste à placer du gaz dans un ensemble de fils créant un champ électrique. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle

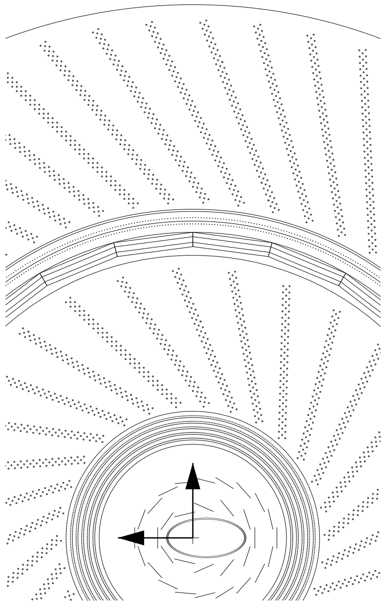


Fig. 4.12: Vue du système de détection de traces central en configuration HERAII dans le plan $x-y$. Partant de l'origine on peut voir le tube à vide, le détecteur de traces à silicium CST (en deux couches), la chambre proportionnelle CIP (cinq couches), la chambre à jet centrale CJC1, la chambre en z COZ, la chambre proportionnelle COP et la chambre à jet centrale CJC2.

ionise le gaz et les électrons (et ions) vont dériver dans le champ électrique puis provoquer une avalanche au voisinage du fil sensitif, ce qui va créer un signal. Il faut noter que les électrons qui dérivent ne vont pas créer d'ionisations secondaires. La connaissance précise de la vitesse de dérive des électrons permet de reconstruire la distance entre le point de passage de la particule et le fil. La coordonnée parallèle au fil peut être déterminée en comparant les charges recueillies des deux cotés du fil avec une précision de 1%. Les CJCs ont des cellules de dérive définies par des fils de 2,2 m de long tendus parallèlement à l'axe du faisceau. Dans le plan transverse, les fils sont montés avec une inclinaison de 30% par rapport à la direction radiale, ce qui permet de lever les ambiguïtés sur la provenance des particules en liant les segments de trace de cellules voisines. La courbure de la trace dans le champ magnétique de 1,16 T permet de mesurer l'impulsion de la particule dans le plan transverse $x-y$. Plus l'impulsion est grande, plus la courbure sera petite et difficile à mesurer ce qui fait que la résolution relative σ_{pt}/pt est proportionnelle à pt. Le gaz est un mélange d'Argon à 50%, d'éthane à 50% et d'éthanol à 0,8%. L'ensemble des CJC1 et CJC2 a un rayon interne de 20 cm, un rayon externe de 79,5 cm et une longueur de 2,64 m. La CJC1 possède 30 cellules ayant chacune 24 fils sensitifs. La CJC2 est quant à elle constituée de 60 cellules de chacune 32 fils sensitifs. La résolution spatiale dans le plan transverse $r-\varphi$ est de 170 μm et de 2,2 cm en z et la perte d'énergie spécifique ou $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ est mesurée avec une résolution typique de 10%. Les CJCs à elles seules permettent une résolution de

$$\frac{\sigma_{pt}}{pt} \sim 0,01\ pt\ \mathrm{GeV}^{-1}. \tag{4.6}$$

Les CJCs peuvent fournir une mesure du temps moyen de l'événements t^0_{CJC}, la résolution étant de l'ordre de 1 ns. On utilisera le temps moyen de la CJC pour discerner les événements ayant lieu au moment des croisements de paquets. Le t^0_{CJC} est traditionellement mesuré en «ticks», 500 ticks correspondant à 96 ns (un croisement de faisceaux).

Les chambres proportionnelles et le détecteur à silicium central

La chambre centrale proportionelle CIP2k La chambre interne proportionelle CIP2k (Central Inner Proportionnal Chamber) est située entre la CJC1 et la CST. La CIP2k est utilisée pour HERAII et à remplacé la CIZ et l'ancienne CIP. C'est une chambre constituée de cellules de gaz enfermé dans des condensateurs et fonctionnant en régime proportionnel, c'est-à-dire que les particules chargées passant dans la cellule ionisent le gaz et que les électrons issus de cette ionisation primaire vont à leur tour provoquer une ionisation et ainsi de suite. La CIP2k est formée de 5 couches cylindriques concentriques de rayon 15 à 20 cm et de longueur 2 m. La segmentation est de 16 parties en φ et de 120 parties en z, ce qui donne une résolution en z est d'environ 1,5 cm. La CIP2k sert principalement au rejet du bruit de fond au premier niveau de déclenchement pour rejeter des événements tels que l'événement proton-collimateur à gauche de la figure 4.13, dans lequel beaucoup de traces ne proviennent pas de la région d'interaction nominale. Le principe de fonctionnement

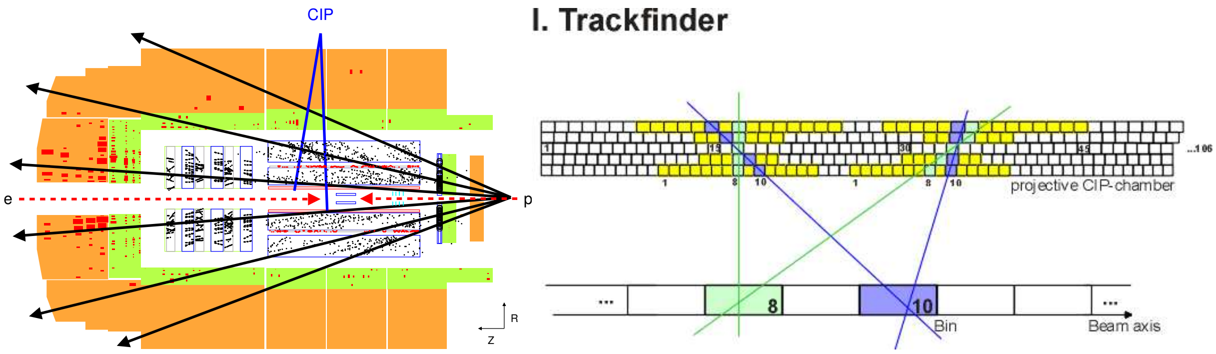


FIG. 4.13: A gauche, vue d'un événement résultant d'une collision entre un proton et un collimateur. A droite, principe de fonctionnement de l'algorithme de recherche du vertex de la CIP2k.

est illustré sur la gauche de la figure 4.13 : les coups enregistrés dans les différentes couches sont combinés et un algorithme (électronique) détermine la position en z d'où peut provenir la particule. De cette façon un histogramme de la distribution de vertex est construit en direct. La taille des bins est d'un vingtaine de centimètres . Le nombre de traces pointant vers l'avant, l'arrière et le centre peut être utilisé pour le système de déclenchement. La résolution temporelle de 25 ns, est suffisante pour corréler les signaux avec les croisements de faisceau. Tout ceci est réalise en 2,3 μs pour que ces informations soient disponibles pour le premier niveau du système de déclenchement (qui sera décrit à la section 4.3.1).

La chambre z externe COZ La chambre en z externe COZ (Central Outer Z chamber) que l'on peut voir sur la figure 4.14 est une chambre à dérive d'épaisseur 0,015 X_0 dont les fils sont perpendiculaires au plan du faisceau. Cette chambre permet une mesure en z avec une précision de l'ordre de 220 μm. Les informations de cette chambre sont cruciales pour la mesure de l'angle polaire θ des traces.

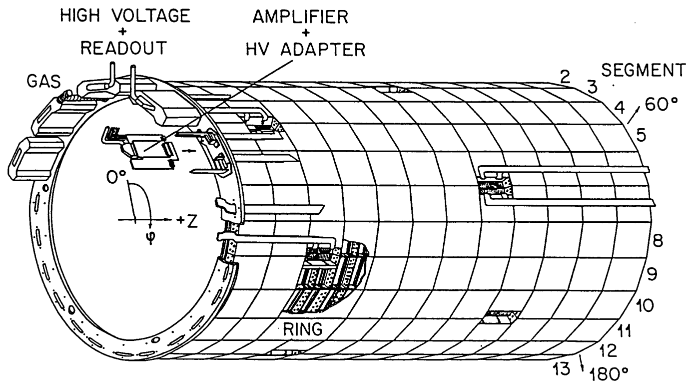


Fig. 4.14: Schéma de la chambre COZ.

La chambre proportionelle externe COP La chambre proportionelle externe COP (Central Outer Proportionnal chamber), située entre la COZ et la CJC2 a un rayon d'environ 50 cm. La rapidité de 60 ns permet au signal de la COP d'être utilisé pour le premier niveau de déclenchement.

Le détecteurs à silicium CST Le détecteur central à silicium CST (Central Silicon Tracker) est un détecteur à semiconducteur dont le but est d'obtenir une mesure spatiale très précise des traces. Le principe de fonctionnement est le suivant : les particules chargées traversant le semiconducteur vont créer des paires électrons–trous qui vont se séparer et dériver sous l'effet d'un champ électrique. Les charges sont ensuite collectées. Le matériau actif est une jonction p-n de semiconducteurs dopés. Le CST, que l'on peut voir sur la figure 4.15 est installé depuis 1997 et permet la reconstruction de vertex secondaires et l'étiquetage des mésons lourds contenant un quark b. Le CST a subi des améliorations en 2001 et couvre la région angulaire $30^o \leq \theta \leq 150^o$. Il y a deux plans de détecteurs. La résolution obtenue sur le paramètre d'impact en $2D$ est de 70 μm pour des traces d'impulsion transverse supérieure à 2 GeV. La résolution sur la position z du vertex principal est de 0,09 cm sans la CST et de 0,02 cm avec la CST.

Le détecteur de traces chargées avant

Le détecteur de traces chargées avant FTD (Forward Tracking Detector) mesure les traces dans la région $5^o \leq \theta \leq 25^o$. C'est un détecteur qui a été profondément modifié entre HERAI et HERAII. Le détecteur HERAI avait une efficacité d'identification de trace inférieure à 50% pour les événements à grande multiplicité ceci à cause d'un trop grand nombre d'ambiguïtés lors de la reconstruction des traces, problème aggravé par les interactions secondaires des particules. Il était constitué de chambres à dérive, de chambres proportionnelles et de détecteurs à rayonnement de transition (le rayonnement de transition étant émis par une particule traversant un milieu inhomogène et son intensité permet une identification entre électron et hadron pour des particules très relativistes). La version HERAII montrée sur la figure 4.16 n'est plus constituée que de chambres à dérives. Il est constitué de trois parties similaires appelées supermodules. Les chambres proportionnelles

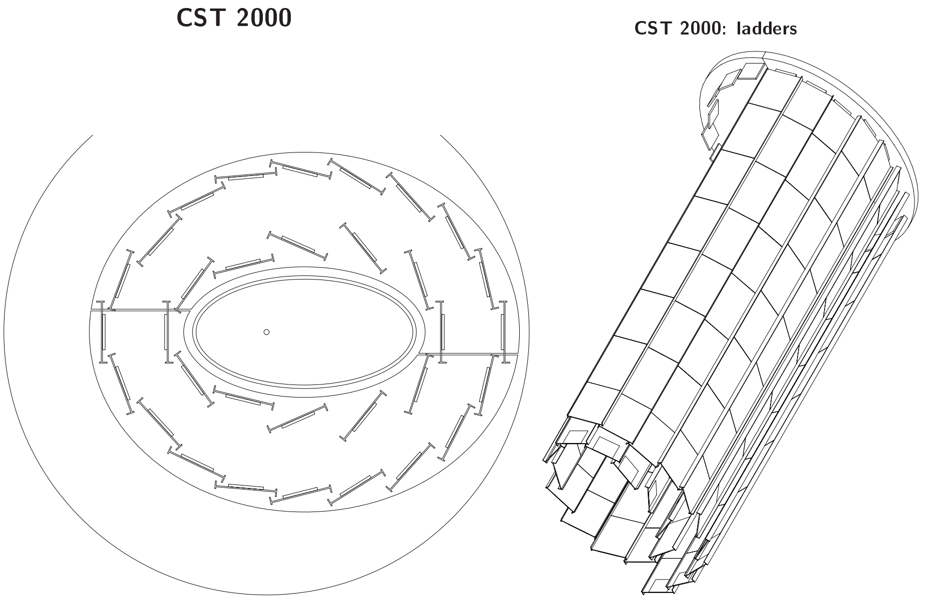


Fig. 4.15: A gauche, vue de la CST dans le plan $x - y$. A droite, vue tridimensionnelle de l'organisation des plans de détection.

(remplacées par des scintillateurs pour le déclenchement) et les détecteurs à rayonnement de transition ont été enlevés. Chaque module est constitué de trois chambres planaires P et de deux (voire une) nouvelles chambres planaires Q. Chaque groupe de trois chambres P a ses fils orientés à 0^o, $+60^o$ et -60^o, et les chambres Q ont leurs fils orientés à $+30^o$ et $+90^o$. Un *filtre de Kalman* reconstruit les traces du FTD.

Le détecteur de traces à silicium avant FST (Forward Silicon Tracker) est un détecteur à semiconducteur couvrant la région $8^o \leq \theta \leq 16^o$. Il n'est pas utilisé dans cette analyse et a été gravement endommagé en 2004.

Les détecteurs de traces chargées arrières

Dans la région arrière les traces (entre autres celle de l'électron diffusé) sont mesurées avec le détecteur de traces à silicium arrière BST (Backward Silicon Tracker) et la chambre proportionnelle BPC que nous avons déjà évoqués. Le BST est constitué de huit disques (pour HERA I) et couvre l'acceptance $162^o \leq \theta \leq 176^o$. La combinaison de la BST et de la BPC permet d'obtenir une résolution sur l'angle polaire de l'électron de l'ordre de $\sigma_\theta \sim 0{,}5$ mrad.

Une section spéciale du BST est utilisée pour contrôler en permanence le taux de radiation dans le détecteur H1. Les détecteurs de traces arrières ne sont pas utilisés directement dans cette analyse.

Les détecteurs de temps de vol

Les détecteurs de temps de vol ToF (Time of Flight) sont utilisés pour rejeter les événements de bruit de fond induits par le faisceau de protons tels que des collisions avec

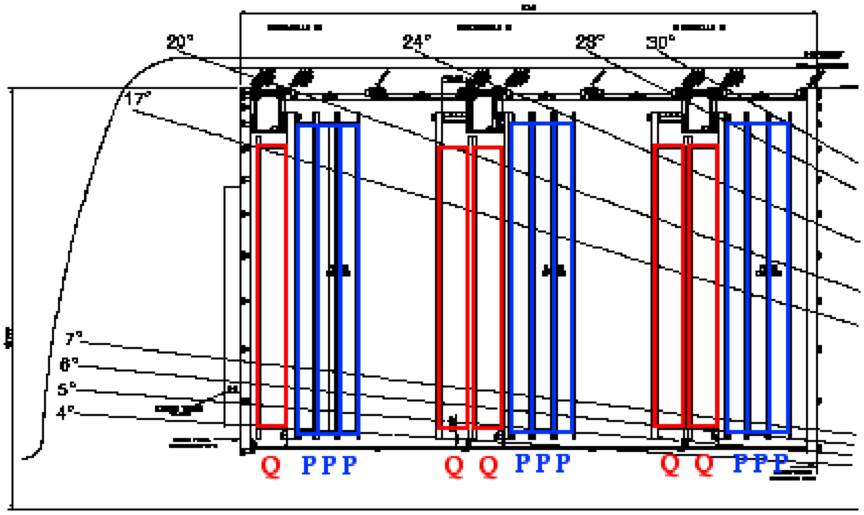


FIG. 4.16: Vue dans le plan $r - z$ du détecteur de traces avant utilisé par H1 pour HERAII.

un collimateur d'HERA ou des collisions avec des molécules du gaz résiduel. Ce sont des plans de scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs. La détection de la lumière de scintillation permet une résolution temporelle très bonne de l'ordre de la nanoseconde. La configuration des différents ToF est montrée sur la figure 4.17. La combinaison des informations permet de déterminer avec précision la position temporelle de l'événement et de la comparer avec l'horloge d'HERA qui donne les instants de croisement des faisceaux. L'information est utilisée par le système de déclenchement. Pour HERAII les détecteurs de ToF ont été modifiés avec notamment l'introduction de scintillateurs dans le détecteur de traces avant.

4.2.4 Mesure de la luminosité

Nous allons maintenant aborder la mesure de la luminosité. Après avoir exposé le principe de la mesure et les deux principales méthodes utilisées en ligne et hors ligne, on verra les détecteurs mis en œuvre que sont le luminomètre et les identificateurs d'électrons.

Principe de la mesure

La luminosité intégrée $L = \int \mathscr{L} \mathrm{d}t$ est le rapport du nombre d'événements par la section efficace $L = N/\sigma$. Il est nécessaire de connaître ce nombre pour la mesure d'une section efficace, et inversement la connaissance précise d'une section efficace va permettre une mesure de la luminosité. Le processus $ep \to ep\gamma$ dit de Bethe–Heitler est calculable avec QED et est connu avec une incertitude théorique de 0,5 %. Ce processus joue le rôle de référence, et on l'étudie dans le régime où l'électron incident, le photon et l'électron diffusé sont colinéaires. Cette section efficace est très grande de l'ordre de 170 mb ce qui

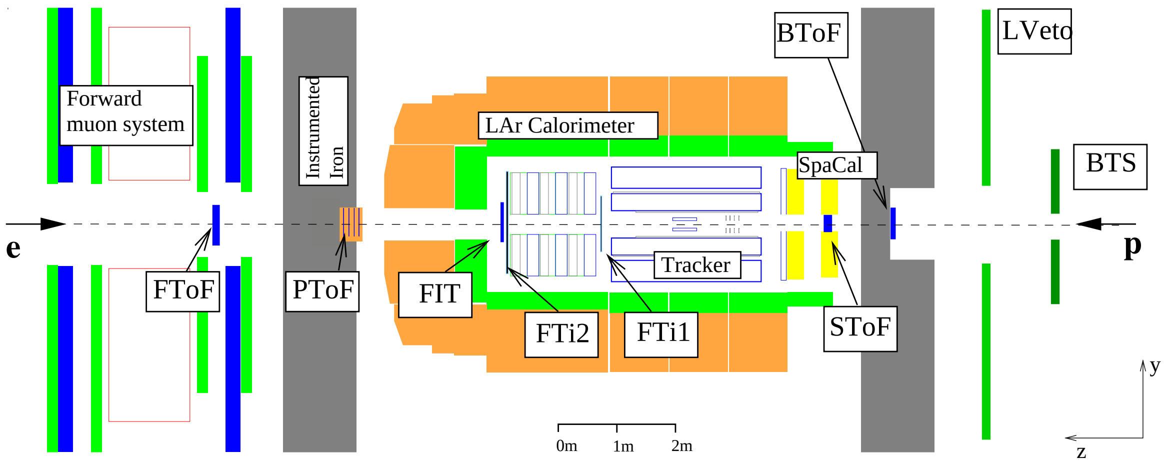


FIG. 4.17: Emplacement des différents systèmes utilisés pour la mesure du temps de vol. Le FTof n'est pas implementé.

permet d'obtenir une très grande statistique. Les photons sont recueillis pratiquement à l'horizontale par un détecteur de photons PD (Photon Detector) situé à $z \sim -100$ m du point d'interaction qui va mesurer leur position et leur énergie. Les électrons qui interagissent sont déviés d'un angle très faibles et partent dans le tube à vide. Après le point d'interaction l'optique va dévier les faisceaux vers l'intérieur de l'anneau dans le plan horizontal. Comme ces électrons n'ont pas la même énergie que le faisceau, il vont être déviés différemment comme le montre la figure 4.18. On peut donc placer un détecteur d'électrons dont la position détermine la gamme d'énergie des électrons qu'il va recevoir. Pour HERAII à -6 m du point d'interaction est placé le calorimètre appelé identificateur d'électrons ETAG (Electron TAGger). La figure 4.19 montre le schéma de principe de la détection en coïncidence par le PD et le ETAG de l'électron et du photon de l'interaction Bethe–Heitler ainsi que la configuration des détecteurs lors de la phase HERAI. Deux méthodes sont utilisées pour mesurer la luminosité, l'une étant utilisée en direct lors de la prise de données et permettant un retour d'information pour l'optimisation de la luminosité par la machine. L'autre méthode est plus précise mais demande une analyse détaillée, c'est pourquoi elle est utilisée en différé et sa valeur est utilisée pour les analyses de physique.

Méthode directe dite «en coïncidence» La méthode dite «en coïncidence» utilise à la fois le PD et le ETAG. La somme des énergies vaut $E_{ETAG} + E_{PD} \approx E_e = 27,6$ GeV et permet le déclenchement de l'acquisition. La détection de photons se fait au dessus d'un certain seuil en énergie E_{seuil}. Or deux (ou plus) photons ayant chacun une

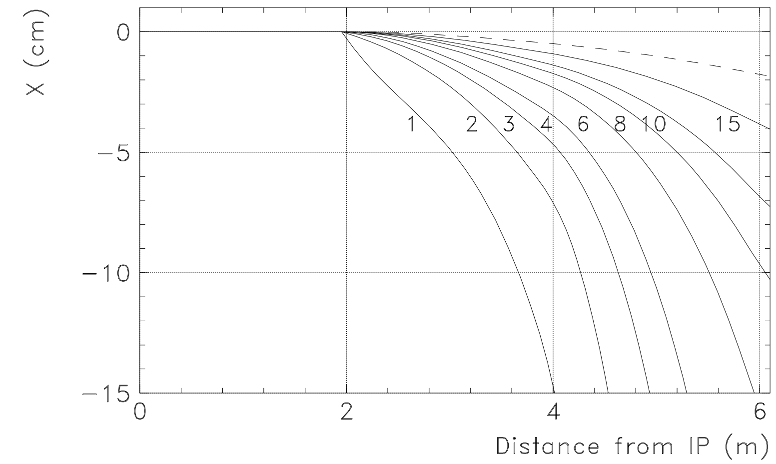


FIG. 4.18: Courbure (position en x) des électrons de faible énergie (notée 1,2,…,15 (en GeV) sur la figure) par l'optique de la machine en fonction de la distance au point d'interaction (IP). La position en z d'un détecteur fixe la gamme d'énergie des électrons qu'il reçoit et donc son acceptance en fonction de y.

énergie au dessus du seuil peuvent interagir simultanément dans le PD, et deux (ou plus) photons d'énergies inférieures au seuil peuvent simuler le signal d'une seul photon d'énergie supérieure à E_{seuil}. Mais il est possible de choisir E_{seuil} (de l'ordre de 5 GeV) de façon à avoir une très bonne compensation des deux effets sur le nombre total d'événements. Un bruit de fond non négligeable (de l'ordre de 10%) est issu l'interaction du faisceau d'électrons avec les ions du gaz résiduel $eA \to aA\gamma$. Le taux de ces événements est évalué avec les paquets d'électrons pilotes (qui n'entrent pas en collisions) et soustrait statistiquement du taux mesuré avec une pondération $I_e(total)/I_e(pilotes)$. La luminosité instantanée est donnée par $\mathscr{L} = R_{BH}/\tilde{\sigma}_{BH}$ où R_{BH} est les taux d'événements par unité de temps et $\tilde{\sigma}_{BH}$ la section efficace Bethe–Heitler une fois prise en compte les corrections liées à l'acceptance du détecteur et l'efficacité de déclenchement. La précision de cette méthode est de 5 à 10 %.

Méthode différée dite méthode «photon» Il est possible de n'utiliser que le PD pour la mesure de l'énergie en se servant de

$$L = \frac{N_{BH}(E_\gamma > E_{min})}{\tilde{\sigma}_{BH}(E_\gamma > E_{min})} \tag{4.7}$$

où $N_{BH}(E_\gamma > E_{min})$ est le nombre d'événements (bruit de fond soustrait) avec photon d'énergie $E_\gamma > E_{min}$ avec $E_{min} = 10$ GeV. Le principe est ici similaire à la méthode en direct, mais d'une part la coïncidence avec le ETAG n'est pas demandée pour le déclenchement, et d'autre part le seuil en énergie E_{min} est plus élevé. Toutes les corrections liées à l'acceptance du PD en fonction des paramètres des faisceaux, les efficacités de détection et l'échelle d'énergie absolue du PD (qui contribue comme l'incertitude dominante) sont prises en compte de manière précise. Il y a aussi une prise en compte de la superposition de deux (ou plus) photons simulant le signal d'un seul. Pour les données 2003-2004

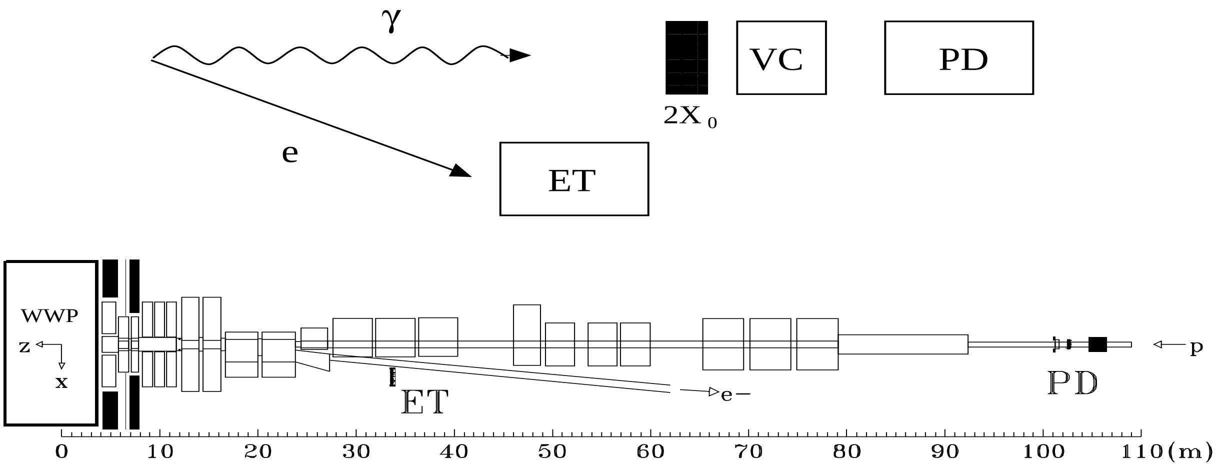


FIG. 4.19: En haut, schéma de principe de la mesure par coïncidence d'un événement Bethe–Heitler avec les mesures simultanées dans le détecteur de photons (PD) et l'identificateur d'électrons (ET). En bas, vue du luminomètre et position du ETAG dans la configuration HERAI.

actuellement l'erreur systématique due à l'échelle d'énergie et à l'acceptance sont de 2% et 1,6%, et l'erreur sur la section efficace théorique Bethe-Heitler de 0,5%. Le système de luminosité étant sensible aux interactions ayant lieu à ±2 m du point d'interaction nominal, les paquets de protons satellites situés à ±70 cm vont contribuer. Il faut alors modéliser leur contribution et la soustraire, ce qu'il est difficile de faire avec une grande précision. Il y a donc une erreur systématique due à cette correction qui ne peut être réduite qu'en réduisant la taille des satellites eux mêmes. Cette erreur vaut 0,4% pour le lot R et 1,3% pour le lot R. L'erreur totale sur la luminosité est de 2,6% et 2,9% pour les périodes[6] L et R. Pour les données de HERAI, l'incertitude sur la luminosité est de l'ordre de 1,5 % à 2 %.

Le luminomètre HERAII

Pour faire face aux hautes luminosités d'HERAII et à l'optique modifiée dont les courbures des faisceaux plus importantes après les points d'interactions produisent plus de rayonnement synchrotron, le luminomètre a du être remplacé par un détecteur plus apte à résister aux radiations. C'est un calorimètre électromagnétique dont la taille transverse est d'environ 12×12 cm^2 qui est présenté schématiquement sur la figure 4.20. Le principe de ce calorimètre est de détecter la lumière Cherenkov issue des particules de la gerbe électromagnétique, technologie permettant une réponse rapide. Le milieu actif est composé de quartz entre des feuilles d'absorbeurs de tungstène et de plomb. Il est protégé du rayonnement synchrotron par un blindage d'épaisseur 2 X_0 qui permet d'initier les gerbes électromagnétiques. Les plans de quartz et d'absorbeurs sont espacés de 1 cm et inclinés de 45^o par rapport à la direction des photons incidents pour permettre une récolte de la lumière Cherenkov. L'ensemble est monté sur une plate forme réglable en hauteur. La

[6]De façon réaliste dans le futur ces valeurs peuvent être réduites à 1% et 1,6%.

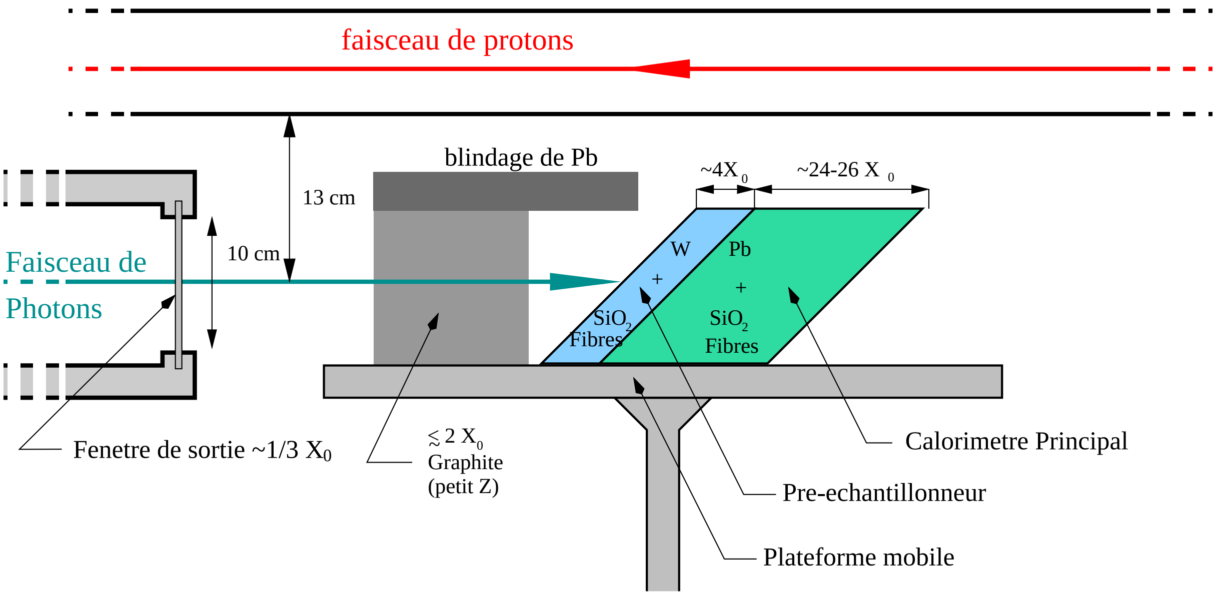


FIG. 4.20: Schéma du luminomètre dans le tunnel dans le plan $y - z$.

résolution en énergie est de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{19\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 0,5\%. \tag{4.8}$$

La lecture est faite sur douze segments dans chaque direction transverse, permettant une mesure de la position du photon incident avec une résolution de $5\mathrm{mm}/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$.

L'identificateur d'électrons ETAG6

Comme nous l'avons vu les identificateurs d'électrons peuvent servir à la mesure des événements Bethe–Heitler, il servent aussi à étudier les événements de photoproduction (interactions à $Q^2 \sim 0$) dans lesquels l'électron est diffusé sous de très petits angles et s'échappe dans le tube à vide. L'état final détecté dans la partie centrale de H1 peut alors être mis éventuellement en correspondance avec l'énergie de l'électron dans un ETAG. De tels événements seront analysés au chapitre 7.

Pendant la phase HERAI trois ETAGs étaient installés respectivement à -8, -33 et -44 mètres du point d'interaction. Comme on a pu le voir d'après la figure 4.18, la position en z détermine la gamme d'énergie E'_e des électrons diffusés. La variable $y \simeq 1 - E'_e/E_e$ est souvent utilisée comme variable pertinente pour l'acceptance. L'acceptance des trois ETAG est montrée à gauche sur la figure 4.21. A cause des changements d'optique effectués pour la phase HERAII, les emplacements disponibles sont devenus -6 m et -40 m. L'acceptance ainsi obtenue est montrée sur la droite de la figure 4.21. En particulier le ETAG6 possède un très bonne acceptance à grand y. C'est un calorimètre électromagnétique similaire au SpaCal, qui présente une bonne mesure de l'énergie et une bonne

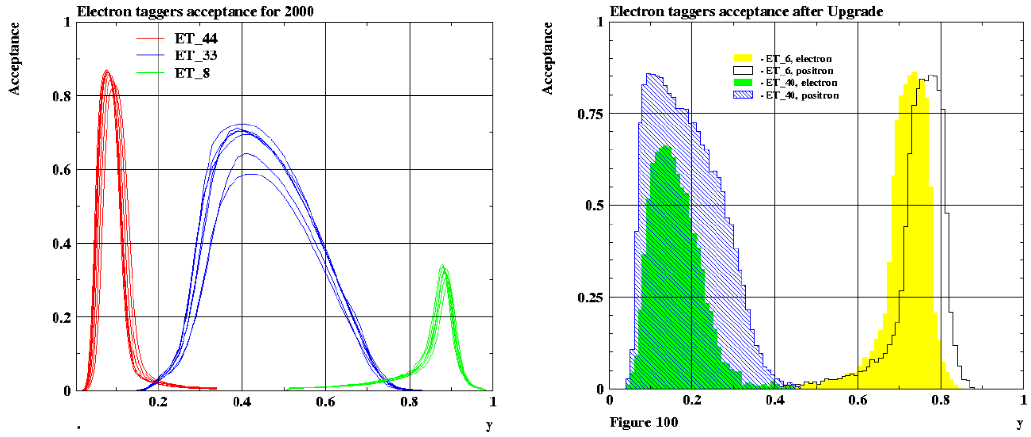


FIG. 4.21: A gauche, acceptance des ETAGs pour la phase HERAI. A droite, acceptance des ETAGs pour la phase HERAII.

résolution spatiale. Il est schématiquement représenté sur la figure 4.22. Sa résolution en

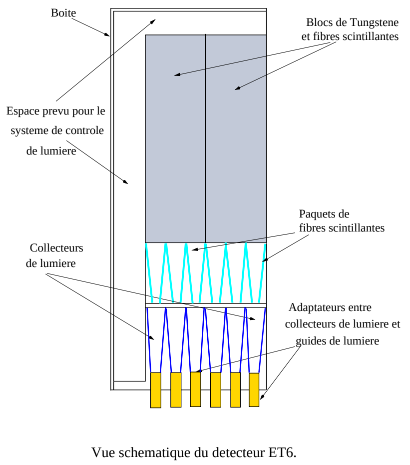


FIG. 4.22: Schéma du calorimètre ETAG6.

énergie est de l'ordre de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}}. \tag{4.9}$$

La calibration du ETAG6 est réalisée à l'aide des événements Bethe–Heitler mesurés en coïncidence avec le PD dont l'énergie vérifie $E_{ETAG6} + E_{PD} \simeq E_e = 27,6$ GeV.

Le ETAG40, qui est lui aussi un calorimètre électromagnétique scintillant, n'a pas encore été installé *in situ* en raison d'un taux de radiation beaucoup trop important et ce même s'il restait en position de garage.

4.3 Acquisition et traitement des données

Nous allons maintenant décrire l'acquisition et le traintement des données de H1, en commençant par décrire le système de déclenchement en détaillant les élements que l'on utilisera dans l'analyse, puis nous verrons la structure des données et enfin la simulation du détecteur.

4.3.1 Le système de déclenchement

Les interactions dans le détecteur H1 sont dominées par le bruit de fond plutôt que par les interactions *ep*. En effet pour les interactions *ep* les sections efficaces de physique vont être des processus d'interaction faible alors que les bruits de fond vont être des processus d'interaction forte. Le faible nombre de molécules de gaz, principalement de l'hydrogène et du monoxyde de carbone dans la pression du tube à vide de 10^{-9} mbar engendre des collisions avec le faisceau de protons à une fréquence de quelques kHz. De plus la fréquence des collisions entre le faisceau de protons et les différents collimateurs de la machine est de quelques dizaines de kHz. Or la fréquence typique (dans des conditions standard de luminosités) des événements de physique *ep* et de l'ordre de quelques dizaines de Hz. La table 4.2 montre les différents ordres de grandeur. La fréquence des événements

Tab. 4.2: Taux d'événements pour une luminosité de $\mathscr{L} = 1,5 \times 10^{31}$ cm^{2}s^{-1}.

interaction proton-gaz	50	kHz
muon cosmique	700	Hz
photoproduction	1000	Hz
$c\bar{c}$ total	15	Hz
DIS NC bas Q^2	2,2	Hz
DIS NC grand Q^2 (électron dans le LAr)	1,4	min^{-1}
DIS CC $pt > 25$ GeV	3	h^{-1}
production de W	0,5	jour^{-1}

du bruit de fond étant de 50 kHz, il n'est pas possible d'enregistrer tous les événements car l'écriture sur bande ne se fait qu'à une fréquence de 10 Hz. Le but du système de déclenchement est de ne sélectionner que les événements intéressants. Ceci doit être fait de façon à minimiser le *temps mort* pendant lequel le système ne peut pas enregistrer de nouvel événement, par exemple pendant la lecture d'un sous système. Le système de déclenchement de H1 permet de réduire le taux d'événements de 50 kHz à 10 Hz avec un temps mort de 10 %.

L'intervalle de 96 ns entre deux croisements du faisceau est court devant le temps de réponse de beaucoup des sous détecteurs, par exemple les CJCs dont le temps de dérive peut aller jusqu'à 1 μs ou le LAr dont le temps de réponse de l'électronique est de plus d'une microseconde. La table 4.3 permet de voir les ordres de grandeur des différentes échelles de temps mises en jeu.

TAB. 4.3: Echelles de temps mises en jeu pour HERA et H1.

largeur d'un paquet de protons	1,4	ns
distance au paquet satellite suivant	5	ns
temps de vol depuis le ToF arrière	6	ns
temps de vol depuis le système à muons central	20	ns
intervalle entre deux croisements de faisceaux	**96**	**ns**
plus long temps de dérive dans les CJC	1	μs
temps d'intégration des préamplificateurs du LAr	1,5	μs
temps de réponse pour le déclenchement L1	2,3	μs

Pour réussir à réduire le taux d'événements un système comportant plusieurs niveaux (Levels) est utilisé, le principe étant que chaque niveau traite des données plus complètes que le niveau précédent en prenant plus de temps. La structure du système de déclenchement est montrée sur la figure 4.23. Un aspect important du système de déclenchement est la *pondération* du nombre de bons événements provenant des interactions *ep* mais qui ne peuvent pas tous être enregistrés (entre autres les événements de photoproduction). Des priorités sont définies et pour certaines classes d'événements un facteur de pondération peut être appliqué ce qui fait que seulement un événement sur n du type considéré est réellement enregistré. Pour la phase HERAII outre les informations de la CIP2k que nous avons déjà évoquée de nouveaux systèmes de déclenchements sont en phase d'installation ou de test comme le déclencheur à traces rapide FTT (Fast Track Trigger) utilisé depuis janvier 2005 pour le déclenchement de certains états finals exclusifs basés sur les traces. Le FTT fournis des informations aux niveaux L1, L2 et L3. Un déclencheur sur les jets (Jet Trigger) utilisant le calorimètre LAr est aussi en cours d'installation.

Le premier niveau de déclenchement L1

Le premier niveau de déclenchement L1 (Level 1) utilise jusqu'à 256 *éléments de déclenchements* TE (Trigger Element) pour l'ensemble du détecteur H1. Les éléments de déclenchement sont des variables logiques combinées pour former des *sous déclencheurs* ST (Sub–Triggers) au nombre maximal de 128.

Pour pallier la lenteur de certains sous systèmes, on utilise un tuyau (pipeline) qui stocke temporairement les informations de différents événements les uns après les autres. Lorsqu'au moins un des sous déclencheurs est *vrai*, le flux du tuyau est arreté et l'événement est passé au niveau L2. Dans le cas contraire l'événement est perdu à la fin du tuyau. C'est principalement à ce niveau que les événements sont pondérés, les facteurs de pondérations dépendent du bruit de fond et sont évalués toutes les heures pendant la prise de données. Les sous déclencheurs associés à la physique «molle» de grande section efficace sont pondérés. Aucun des sous déclencheurs utilisés pour cette analyse n'est pondéré, les sous déclencheurs de la physique à grand Q^2 ayant un taux raisonnable (ce sont les *vaches sacrées* de H1).

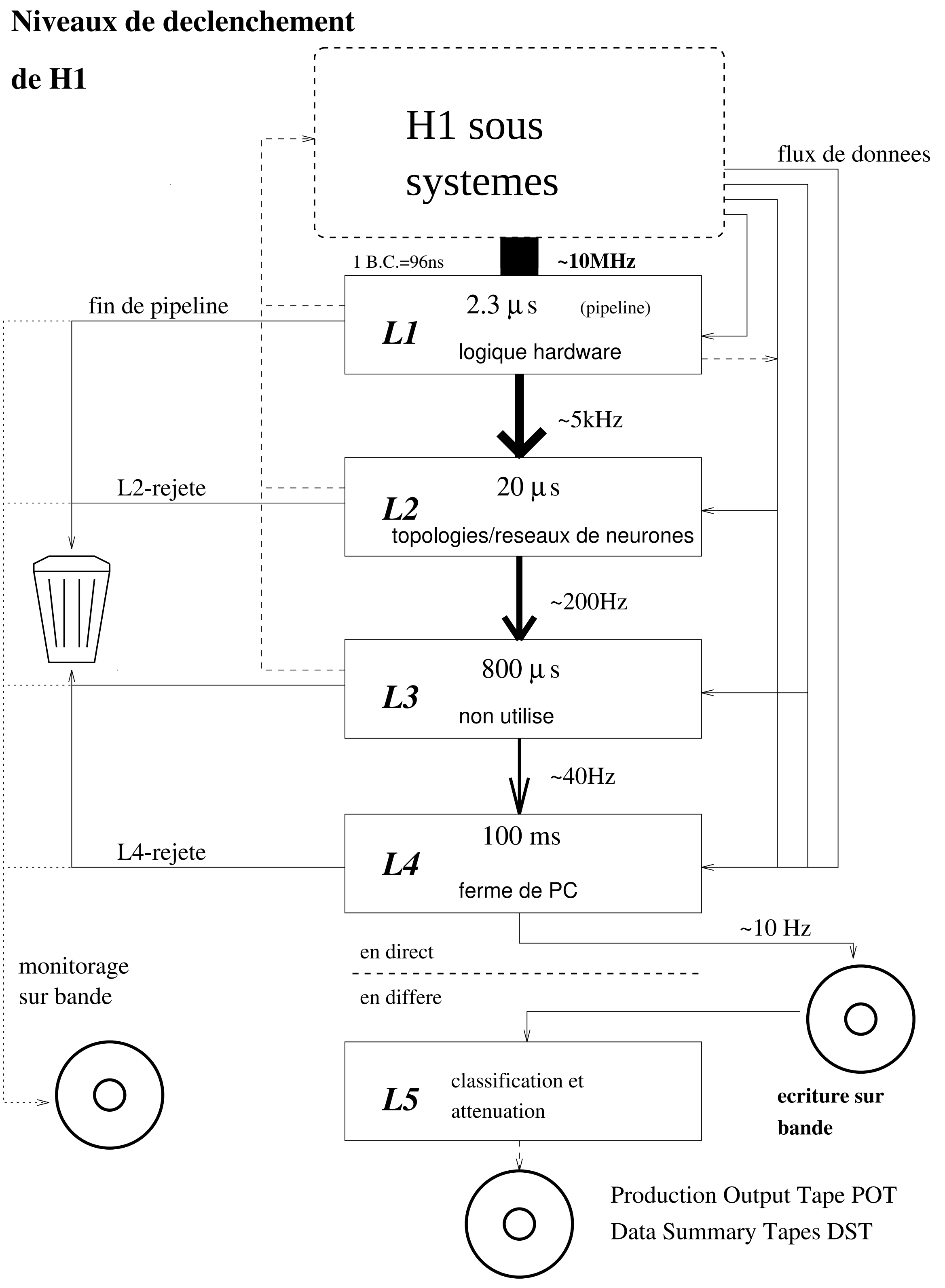


FIG. 4.23: Structure en niveaux du système de déclenchement de H1.

Le deuxième niveau de déclenchement L2

Le deuxième niveau de déclenchement est consistué de deux sous systèmes fonctionnant de façon indépendante : un *déclencheur topologique* L2TT (Level 2 Topological Trigger) et un *réseau de neurones* L2NN (Level 2 Neural Network). Les deux systèmes sont capables de reconnaître les bons événements en effectuant des corrélations complexes entre différentes quantités. Le L2TT identifie des topologies de grilles en η, φ pour donner une décision. Le L2NN utilise des réseaux de neurones pour identifier non seulement des états finals inclusifs mais aussi des états finals exclusifs tels que les désintégrations des mésons J/ψ et D^* ainsi que les courants chargés. Les réseaux de neurones doivent être entraînés régulièrement pour être adaptés aux conditions de bruit de fond.

Le temps de décision du L2 est de 20 μs pendant lequel le détecteur n'est pas capable d'enregistrer de nouvel événement. Si le L2TT ou le L2NN accepte un événement, les informations de l'événement sont lues entièrement ce qui donne lieu à un temps mort de 1,5 ms.

Le niveau L3

Le niveau L3 n'a pas encore été utilisé par H1. Il est prévu que le FTT utilise des microprocesseurs au niveau du L3 pour traiter l'information des traces de manière complète.

Le niveau L4/L5

Le niveau L4/L5 est constitué d'une ferme de plusieurs dizaines de PCs qui traitent un événement en 100 ms, effectuant la reconstruction complète. Il réduit le taux d'événements de 40 Hz à 15 Hz. Le L4/L5 peut rejeter des événements non physiques (par exemple selon la position en z du vertex) et pondérer des événements. Pour la physique à grand Q^2 ce niveau fonctionne de manière quasi transparente en ce sens qu'il n'introduit pas d'inefficacité par rapport aux niveaux de déclenchement précédents.

4.3.2 Sous déclencheurs utilisés pour la physique à grand Q^2

Pour le premier niveau de déclenchement le calorimètre fournit la somme des énergies mesurées dans une grande tour BT (Big Tower) qui est un découpage projectif en 256 morceaux du LAr. L'élément de déclenchement `LAr_electron_1` est activé si l'énergie dans la partie électromagnétique d'une BT est supérieure à un seuil, et que l'énergie dans la partie hadronique est elle aussi inférieure à un autre seuil. Le seuil inférieur vaut 5 GeV dans la partie centrale du LAr et augmente lorsque θ diminue. C'est l'élément de déclenchement primodial pour les événements NC ayant un électron dans le LAr. Les autres principaux éléments de déclenchement utilisés ici sont :

- `LAr_T0` : le LAr étant un système très lent, les informations temporelles sont obtenues de la façon suivante : le signal analogique est décalé de 500 ns et l'intersection de ce signal décalé avec le signal original donne un bit logique.
- `LAr_Etmiss` est activé si l'impulsion transverse totale (donc manquante) mesurée par les BT est au dessus d'un certain seuil. Il faut noter que les BT les plus proches du faisceau ne sont pas incluses dans la somme, ce qui pose des problèmes pour les

événements Courant Chargé dont le système hadronique va vers l'avant, c'est-à-dire à petit y_h ou γ_h.
- LAr_FB, LAr_CB, LAr_IF sont activés selon la somme des énergies des BT se trouvant dans les parties FB, CB et IF.
- LAr_BR : le grand rayon BR (Big Ray) est la coïncidence de l'énergie supérieure à un seuil dans une des BT validée par le signal d'une chambre proportionnelle.
- CIP_T0 : valide la présence pour la CIP2k d'au moins une trace centrale c'est-à-dire pointant dans la région du point d'interaction nominal.
- CIP_T0_nextbc signifie qu'il y a au moins une trace centrale pour la CIP2k correspondant en temps au croisement des faisceaux suivant (next bunch crossing).
- CIP_sig est un nombre qui code la signification statistique du pic central dans l'histogramme z vertex qui est donnée par la CIP2k. Ce nombre est calculé à l'aide du nombre de traces centrales, avants et arrières.

Les sous déclencheurs ST formés avec les éléments de déclenchement contiennent une condition d'*énergie*, une condition de *temporalité* et une condition de *veto*. Les conditions de veto provenant des informations du système de ToF existent pour chaque ST et ne seront pas détaillées ici. La condition de temporalité, qui reposait pour la phase HERAI sur le LAr_T0 et l'ancienne CIP, repose maintenant principalement sur le CIP_T0 fourni par la CIP2k.
- ST66 est formé pour la condition d'énergie avec `LAr_IF && LAr_Etmiss`, pour la partie temporalité avec `CIP_T0 || (LAr_T0 &&!CIP_T0_nextbc)` combinaison qui permet dans une certaine mesure de rattraper l'inefficacité de la CIP2k seule. ST66 est utilisé pour les courants chargés.
- ST67 est formé pour la condition d'énergie de LAr_electron_1 et pour la partie temporelle de `CIP_T0 || (LAr_T0 &&!CIP_T0_nextbc)`. ST67 est le principal sous déclencheur pour les événements NC.
- ST71 n'a pas été opérationnel pendant la majeure partie de 2003–2004. Il repose sur l'utilisation des grands rayons LAr_BR pour le déclenchement des événements CC.
- ST77 est formé de `CIP_sig && LAr_Etmiss` avec le CIP_T0. C'est le principal sous déclencheur pour les événements CC.

Bien que ST77 soit utilisé pour l'analyse des courants chargés, il est aussi utilisé pour les courants neutres car des électrons très énergétiques peuvent dépasser la gamme dynamique des convertisseurs analogique–digital et être interprétés comme de l'énergie manquante pour les grandes tours au niveau du L1.

4.3.3 Structure des données de H1

Pour un événement de H1 les 250000 voies analogiques, une fois lues et digitalisées, font une taille de 3 Mo. La compression de ces données réduit cette taille à 130 Ko, et les événement sont écrits sur bande après le niveau L4/L5 à un taux de 10 Hz (soit 1,3 Mo s^{-1}). Les événements bruts sont les bandes de sortie de production POT (Production Output Tape) et sont organisés sous forme de *banques* contenant les informations. Lorsqu'un certain nombre de POT ont été crées une version plus synthétique ne contenant que les banques les plus pertinentes pour l'analyse est crée : les bandes de données résumées DST

(Data Summary Tape). La taille d'une DST est de 10 Ko par événement. Les banques sont écrites et lues avec le format BOS et l'ouverture des fichiers est gérée par le programme FPACK. Lors du passage de HERAI à HERAII le système d'analyse a été modifié pour passer au langage `C++` et à l'outil `ROOT`. Le nouveau système, appelé OO (Object Oriented) [Peez03a, H1OO] a pour but de rassembler et de mettre à disposition de tous le savoir faire des experts des différents sous systèmes pour améliorer la qualité des analyses. Le OO constitue donc un environnement unique et extensible fournissant des particules identifiées suivant des algorithmes standard, permettant un accès plus rapide et plus simple aux données. Notons que ni la reconstruction (jusqu'au niveau DST) ni la simulation du détecteur en langage `fortran` n'ont été récrites. L'organisation des données est montrée sur la figure 4.24. L'équivalent des DST est appelé ODS (Object Data Store) et fait

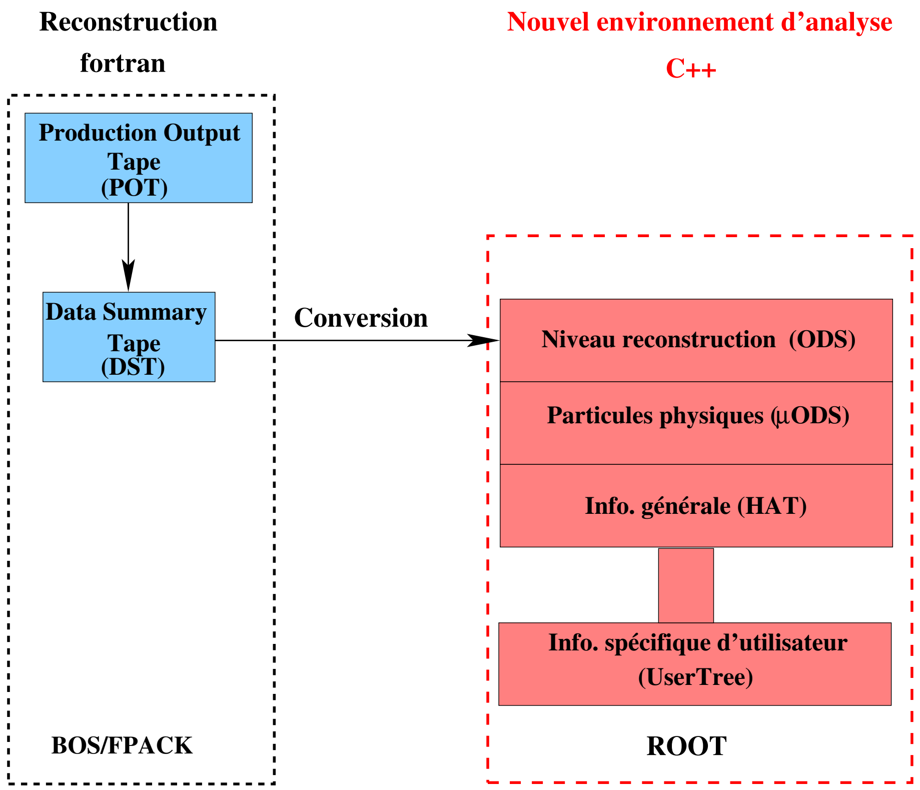


Fig. 4.24: Structure des données. Pour une analyse de physique l'utilisateur n'accède que les μODS et les HAT, éventuellement accompagnés d'un User Tree.

13 Ko par événement. La plupart du temps les ODS ne sont pas stockés mais produits *au vol* à partir des DST. On produit à partir des ODS les formats fondamentaux pour l'analyse : μODS (micro ODS) et HAT (H1 Analysis Tag). Les μODS contiennent les particules identifiées tels que électrons, photons, muons et les particules de l'état final hadronique ainsi qu'une liste de traces de bonne qualité, et des particules composées comme les jets, K^0, ρ, ϕ, J/ψ, Λ_0, $D^{*\pm}$. Pour des événements de Monte–Carlo il y a aussi la liste des particules générées. La HAT contient environ 200 variables caractéristiques de l'événement tels que entre autres les quantités cinématiques ou l'état du système de déclenchement. La HAT peut être lue sans le système d'analyse de H1, et permet de faire

des sélections rapides d'événements. Cette structure est complétée par l'arbre d'analyse (User Tree) contenant des objets ou variables spécifiques à l'utilisateur. Les μODS et HAT sont produits en ligne a partir des DST une journée environ après la prise des données. Les μODS et HAT ont une taille respective de 3 Ko et 0,4 Ko par événement.

4.4 La simulation du détecteur : le Monte Carlo

Le Monte Carlo est une simulation d'événements de physique dans un détecteur. C'est une technique classique en physique. Le format d'un événement Monte Carlo est en tout point similaire à un événement de donnée réel si ce n'est que l'on connaît les quantités «vraies» de l'événement généré. Nous verrons au chapitre 6 que le Monte Carlo est un outil très puissant pour déterminer des corrections expérimentales telles que l'acceptance du détecteur, les migrations cinématiques des événements et de manière générale pour vérifier que l'on maîtrise bien les distributions de bases de l'analyse. La génération d'un événement est réalisée en trois étapes distinctes. Tout d'abord chaque processus de physique est généré par un programme qui calcule la section efficace «dure» (élément de matrice) de l'interaction. Ensuite on ajoute les corrections radiatives électrofaibles et QCD. Pour les corrections QCD deux modèles sont utilisés : le modèle de «cascade de partons» MEPS (pour Matrix Element and Parton Showers) et le modèle des dipoles de couleur CMD (Color Dipole Models). Le modèle MEPS est souvent utilisé. Ensuite l'hadronisation des particules est simulée. Ici on utilise en général le modèle de Lund qui décrit la fragmentation en utilisant un modèle de cordes de couleur. Il existe aussi d'autres modèles. Le résultat de la génération fournit des quadrivecteurs de particules. Ensuite, la réponse du détecteur est simulée par le programme H1SIM, basé sur le programme de simulation GEANT et peut être utilisé soit avec une simulation détaillée comprenant toutes les interactions des particules avec le détecteur, soit en mode simplifié (H1FAST) qui est plus rapide et utilise des paramétrisations pour décrire les gerbes de particules. Les événements simulés sont ensuite reconstruits par H1REC exactement de la même façon que les événements de données réelles. La simulation et la reconstruction d'un événement dans H1 en configuration HERAII prend 18 secondes.

4.5 La polarisation à HERAII

Nous allons maintenant décrire la polarisation des faisceaux à HERA et la mesure de cette polarisation. Pour les références on se reportera à [Zome04].

4.5.1 La polarisation des faisceaux d'HERA

Le vecteur polarisation $\vec{P}$ d'un paquet d'électrons peut être défini de la façon suivante

$$\vec{P} = P_X \vec{u}_X + P_Y \vec{u}_Y + P_Z \vec{u}_Z = \left\langle 2\vec{S} \right\rangle \tag{4.10}$$

c'est-à-dire comme la moyenne d'ensemble du spin $\vec{S}$ des électrons du paquet. Ici la direction z coïncide avec l'axe des faisceaux comme précédemment. P_Z est donc la composante longitudinale de la polarisation et P_X, P_Y sont les polarisations transverses. La polarisation longitudinale peut aussi s'exprimer simplement à l'aide du nombre d'électrons dont le spin est aligné ($N_+ = N_R$) où antialigné ($N_- = N_L$) avec l'impulsion

$$P_Z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \tag{4.11}$$

Une polarisation longitudinale non nulle est donc intéressante au niveau des points d'interactions car cela permet de disposer d'électrons d'hélicité majoritairement droite ou gauche pour la physique[7]. Dans un anneau de collisions comme HERA, les faisceaux se polarisent transversalement de façon naturelle par radiation synchrotron dans la direction du champ magnétique dipolaire (selon y) et l'on obtient alors une polarisation longitudinale en faisant tourner la polarisation à l'aide de rotateurs de spins autour des points d'interactions. La création de la polarisation transverse naturelle est appelée effet Sokolov–Ternov et peut être expliquée simplement de la façon suivante : la probabilité par unité de temps w d'un renversement de spin lors de l'émission de rayonnement synchrotron est différente selon que le spin soit aligné ($w_{\uparrow\downarrow}$) ou antialigné ($w_{\downarrow\uparrow}$) avec le champ magnétique. La polarisation en fonction du temps peut alors s'écrire de façon idéale

$$P_Y(t) = -P_{ST}\left(1 - e^{-t/\tau_{ST}}\right) \tag{4.12}$$

avec

$$\tau_{ST} = \frac{1}{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}} \quad \text{et} \quad P_{ST} = \frac{w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}}{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}}. \tag{4.13}$$

Numériquement on a $P_{ST} \sim 92,4\%$ et pour l'énergie du faisceau d'électrons d'HERA $\tau_{ST} \simeq 40$ min. On remarque que la polarisation naturelle est selon y et est anti-parallèle (parallèle) pour un faisceau de d'électrons (de positrons). En réalité la situation expérimentale est bien plus complexe que le modèle simple de Sokolov–Ternov. En effet la présence de champs magnétiques transverses et les défauts de la machine vont diminuer la polarisation asymptotique P_∞ qu'il est possible d'obtenir par rapport à la polarisation asymptotique théorique P_{ST}. Un effet important participant à la dépolarisation du faisceau est lié à la précession du spin, c'est à dire au mouvement de rotation du spin autour de la direction du champ magnétique. Le paquet d'électrons ayant une taille finie, les champs magnétiques multipolaires vont agir différemment sur les différents électrons du paquet et donc leurs précessions seront différentes. Ceci couplé au rayonnement synchrotron aléatoire entraîne une *diffusion* du spin dans le paquet. HERA doit finalement procéder à une optimisation de la polarisation en ajustant les courants dans les aimants de la machine pour obtenir une polarisation satisfaisante. Finalement l'ordre de grandeur réel de P_∞ que l'on obtient dans la machine est au mieux de l'ordre de 50 % (des valeurs de 60 % ont été atteintes à HERAI).

Pour obtenir des électrons polarisés longitudinalement au niveau des points d'interactions, il faut transformer la polarisation transverse apparaissant naturellement en polarisation longitudinale. Les rotateurs de spins réalisent cela en utilisant la précession du

[7]Disposer d'une polarisation transverse au niveau des points d'interactions reviens à avoir autant d'électrons L que R ce qui est le cas «non polarisé»

spin dans un champ magnétique, avec pour contrainte de perturber le faisceau le moins possible. Les rotateurs de spins installés à HERA, du type mini-rotateurs, utilisent trois aimants dipolaires verticaux en alternance avec trois aimants dipolaires horizontaux. Les rotateurs de spins sont utilisés deux par deux (pour réinstaurer une polarisation transverse) autour des points d'interactions et peuvent produire une polarisation longitudinale positive ou négative pour un type de faisceau. Le temps d'établissment de la polarisation étant très long par rapport aux autres échelles de temps intervenant, la polarisation est la même en norme dans toute la machine, et donc en valeur absolue la polarisation transverse et la polarisation longitudinale entre les rotateurs de spins sont identiques : $|P_Z| = |P_Y|$. Cela permet de pouvoir mesurer la polarisation n'importe où dans la machine, technique que nous allons maintenant détailler.

4.5.2 Mesure de la polarisation à HERA

La mesure de la polarisation est effectuée en utilisant le fait que la réaction Compton

$$e + \gamma \to e' + \gamma' \tag{4.14}$$

permet d'obtenir de l'information sur le spin de l'électron si l'on sait quel est le spin du photon incident. La section efficace QED Compton est bien connue et peut s'écrire :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}E'_\gamma \mathrm{d}\phi} = \Sigma_0 + S_1\Sigma_1(E'_\gamma)\cos(2\phi) + S_3 P_Y \Sigma_{2Y}(E'_\gamma)\sin(\phi) + S_3 P_Z \Sigma_{2Z}(E'_\gamma) \tag{4.15}$$

où S_1 est la composante linéaire de la polarisation du photon, S_3 sa polarisation circulaire, P_Y et P_Z les polarisations transverses et longitudinales de l'électron incident et les Σ_i des fonctions de l'énergie E'_γ du photon qui est diffusé selon un angle azimutal ϕ. On fait interagir avec le faisceau un laser dont le degré de polarisation circulaire S_3 est réglable. La mesure d'asymétries obtenues pour deux valeurs extêmes de S_3 va permettre via l'équation (4.15) de remonter à la polarisation du faisceau. Le LPOL va mesurer la polarisation longitudinale avec une asymétrie en énergie et le TPOL la polarisation transverse avec une asymétrie spatiale.

Le LPOL

Le polarimètre longitudinal LPOL (Longitudinal POLarimeter) est situé près de l'expérience HERMES entre les rotateurs de spin et mesure donc une polarisation longitudinale. Pour cela on voit sur l'équation (4.15) qu'il suffit de mesurer la section efficace en fonction de l'énergie du photon diffusé pour obtenir P_Z. Le LPOL opère avec un laser pulsé de fréquence 100 Hz. Le schéma de fonctionnement est montré sur la figure 4.25. Lorsqu'une impulsion du laser interagit avec un paquet d'électrons, de l'ordre de quelques centaines de photons sont diffusés en même temps et arrivent dans le calorimètre qui mesure la distribution d'énergie intégrée $\langle E \rangle_{S3}$. On dit que le fonctionnement est de type *multi photons*. L'asymétrie obtenue en effectuant la mesure pour les polarisations circulaires droites et gauches du laser permet d'extraire P_Z :

$$P_Z = \frac{1}{A_{LPOL}} \frac{1}{\bar{S}_3} \frac{\langle E \rangle_{S3=L} - \langle E \rangle_{S3=R}}{\langle E \rangle_{S3=L} + \langle E \rangle_{S3=R}} \tag{4.16}$$

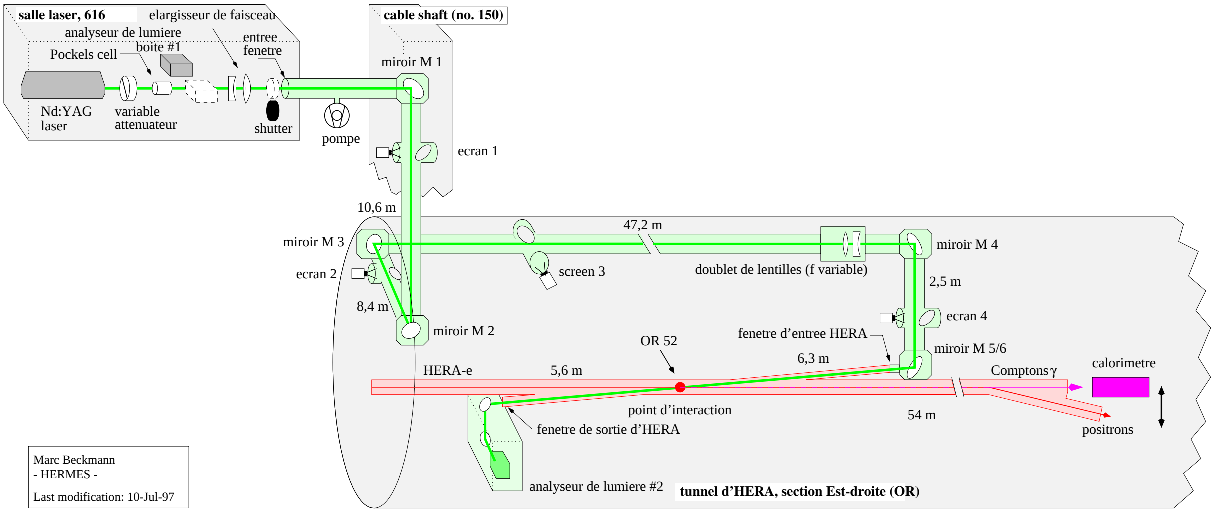


FIG. 4.25: Schéma du LPOL. Un système optique amène le laser dans le tube à vide. Les photons Compton sont diffusés dans la direction des électrons incidents dans un cône étroit. Ils entrent dans le calorimètre situé à 60m de là. La partie du laser n'ayant pas interagi est arrêtée et sa polarisation est analysée.

où la puissance d'analyse A_{LPOL} est une constante dépendant de la réponse en énergie du calorimètre et $\bar{S}_3$ la polarisation moyenne du laser. La figure 4.26 montre les distributions d'énergie obtenues pour les deux polarisations du laser. Un des principaux inconvénients de cette mesure est le contrôle de l'échelle d'énergie du calorimètre car l'énergie reçue en mode multi photons est de l'ordre du TeV. L'incertitude dominante pour la mesure provient des non-linéarités de la réponse du calorimètre. En tout, l'erreur sur la polarisation longitudinale est de l'ordre de 2 à 3 %.

Le TPOL

Le polarimètre transverse TPOL (Transverse POLarimeter) est situé dans la zone ouest d'HERA, loin des rotateurs de spins, où la polarisation des faisceaux est transverse. Pour extraire P_Y le TPOL exploite la dépendance en ϕ de l'équation (4.15). Le TPOL utilise un laser continu qui va interagir avec un paquet mais en ne produisant qu'un seul photon Compton, ce mode de fonctionnement étant appelé mode *simple photon*. Le laser continu ayant une puissance de 10 W, il y aura un photon Compton pour 200 croisements de paquets, et donc une mesure précise de la polarisation est très lente. Le calorimètre est segmenté verticalement en deux parties U (Up) et D (Down) mesure la fraction d'énergie du photon dans chacune des parties E_U et E_D. On définit l'asymétrie η :

$$\eta = \frac{E_U - E_D}{E_U + E_D} \tag{4.17}$$

qui est liée à la coordonnée $y = r\sin(\phi)$ du point d'impact, le rayon $r = r(E = E_U + E_D, d)$ étant une fonction connue de l'énergie du photon diffusé et de la distance au point d'interaction. L'asymétrie moyenne $\langle\eta\rangle$ est mesurée pour les polarisations circulaires

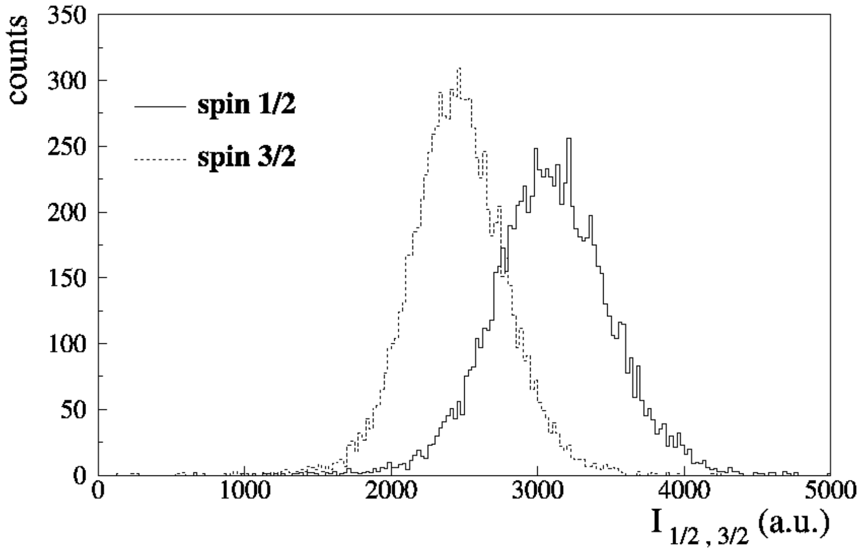


Fig. 4.26: Distributions d'énergie obtenues dans le LPOL pour $S_3 = R$ (spin 3/2 sur la figure) et pour $S_3 = L$ (spin 1/2 sur la figure). La polarisation est extraite de la différence des moyennes des distributions.

gauches et droites du laser. La polarisation transverse est donnée par

$$P_Y = \frac{1}{A_{TPOL}} \frac{1}{\bar{S}_3} \times (\langle \eta \rangle_L - \langle \eta \rangle_R) . \tag{4.18}$$

La puissance d'analyse A_{TPOL} dépend de la transformation $\eta \leftrightarrow y$, des propriétés du calorimètre mais aussi des paramètres du faisceau d'électrons.

Entre HERAI et HERAII le TPOL a été modifié par l'ajout d'un convertisseur de plomb d'épaisseur 1 X_0 suivi d'un détecteur à silicium situé juste devant le calorimètre, pour mesurer la position d'impact y avec plus de précision. Son électronique permet de corréler les signaux du calorimètre avec les paquets d'HERA.

L'erreur globale sur la mesure du TPOL est de l'ordre de 3%, dominée par l'erreur systématique provenant de la transformation $\eta \leftrightarrow y$.

Le nouveau LPOL ou POLCA

Le polarimètre POLCA est un polarimètre longitudinal conçu dans le but de mesurer la polarisation avec une précision de 1% par paquet et par minute. Pour cela il faut obtenir quelques photons diffusés pour chaque paquet d'électrons, c'est-à-dire travailler en mode *quelques photons*. Pour atteindre cet objectif il faut utiliser un laser continu de forte puissance. Un laser de la puissance adéquate n'existant pas, on utilise une cavité amplificatrice Fabry-Pérot, qui est formé de deux miroirs entre lesquels il se forme un système d'ondes stationnaires. Le schéma de principe est montré sur la figure 4.27. Le laser YAG initial de puissance 0,7 W est polarisé circulairement par une lame quart d'onde et injecté dans la cavité formée de deux miroirs sphériques de même foyer et de très haute reflexivité. Si la longueur de L de la cavité est proportionnelle à $n\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde du

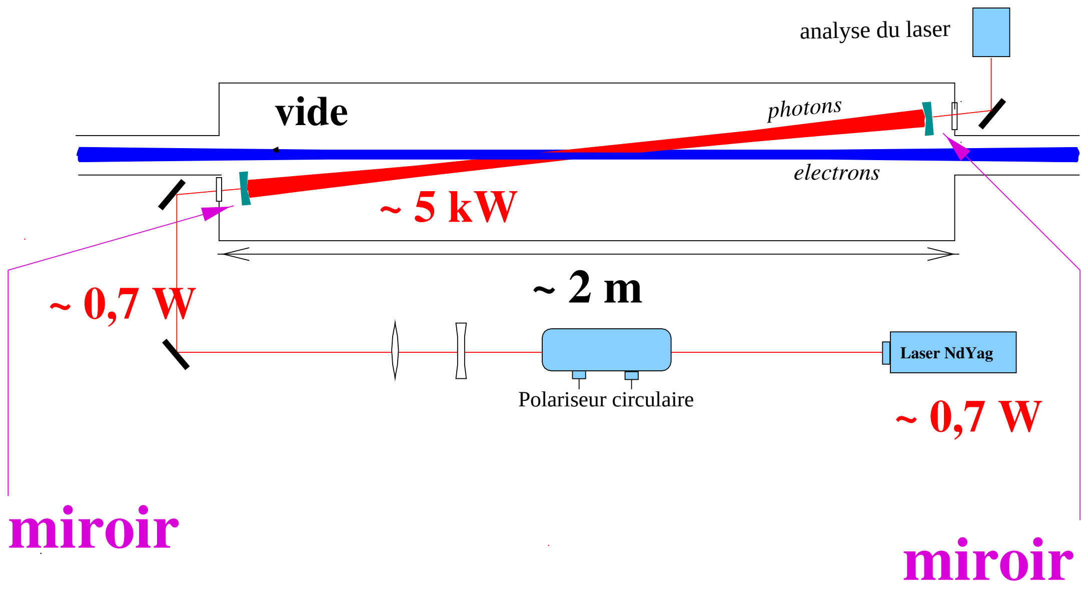


FIG. 4.27: Schéma de principe de la mise en œuvre de POLCA autour du faisceau d'électrons.

laser, il y a formation d'un système d'ondes stationnaires interférant constructivement et la puissance dans la cavité devient de l'ordre de 5 kW. Comme la longueur L de la cavité est constante, on utilise un laser asservi de longueur d'onde ajustable pour se placer en résonance. Une partie du laser sort néanmoins de la cavité et cela permet de mesurer la polarisation des photons, qu'il est nécessaire de bien contrôler pour obtenir la précision requise. La polarisation des paquets est extraite en analysant la distribution en énergie des photons diffusés pour les différentes polarisations circulaires du laser. Un des principaux avantages de travailler en mode quelques photons est le contrôle de l'échelle d'énergie du calorimètre. En effet il est possible de contrôler en direct la calibration à l'aide du front cinématique de la diffusion Compton. Le POLCA n'a pas pu être utilisé en 2003–2004 du fait d'un taux de radiations trop important provenant de HERMES.

En conclusion nous avons vu dans ce chapitre le détecteur H1 installé auprès du collisionneur HERA, en soulignant les principales caractéristiques des sous-appareillages utilisés dans la mesure des événements de DIS à grand Q^2. Les détecteurs de trace (et principalement les chambres à derive CJC) permettent de reconstruire le vertex de l'interaction et de fournir une mesure de l'impulsion des particules chargées. La reconstruction de traces dites de bonne qualité (ou Lee West LW) est combinée avec la mesure des amas dans le calorimètre LAr pour fournir une mesure de l'état final hadronique. La fine segmentation de ce calorimètre permet l'identification de l'électron diffusé. Nous allons dans le chapitre suivant décrire plus en détail les principes de mesure des quantités cinématiques d'un événement et les algorithmes d'identification des particules.

5

Reconstruction et mesure des événements avec le détecteur H1

Sommaire

Dans ce chapitre nous allons aborder plusieurs aspects de la mesure des événements avec le détecteur H1. Après avoir exposé les méthodes de reconstruction de la cinématique, on verra la reconstruction du flux d'énergie, en particulier la reconstruction de l'état final hadronique. A ce sujet nous allons détailler les algorithmes de suppression du bruit calorimétrique que nous avons implémenté. Ensuite on s'interessera aux échelles d'énergies du détecteur avec les tests de l'échelle d'énergie électromagnétique et la méthode de calibration hadronique que nous avons mise au point et testé.

5.1 Détermination des quantités cinématiques de la diffusion profondément inélastique

La cinématique à deux corps $ep \rightarrow eX$ de la diffusion profondément inélastique a été définie dans le chapitre 2. Rappelons que pour H1 les quadrivecteurs incidents sont fixes, mis à part l'impulsion longitudinale du quark. Les quadrivecteurs des particules émergentes (8 variables) sont contraints à vérifier la conservation de l'énergie impulsion (4 contraintes) et l'électron diffusé doit être sur sa couche de masse (1 contrainte). Il reste donc trois degrés de liberté, soit deux variables cinématiques en excluant l'angle azimutal φ. Le but est donc de reconstruire deux variables cinématiques à partir des quantités mesurées que sont les angles et énergies de l'électron et du système hadronique. On voit que l'on mesure plus de quantités qu'il n'y a de paramètres libres, ce qui va permettre plusieurs méthodes de reconstruction. Pour les Courants Chargés la mesure de l'état final hadronique seul ne permet l'utilisation que d'une seule méthode dite *hadrons*. Pour les NC, plus d'une dizaine de méthodes existent [BG97] et leur propriétés ont été comparées. Le choix de la méthode a été guidé par la maximisation de la pureté et de la stabilité (variables décrites à la section 6.5.1 du chapitre 6). Le résultat de ces études a été l'émergence d'une méthode préférentielle, la méthode dite *électron sigma* que nous allons décrire. Enfin nous décrirons une méthode indépendante de la mesure des énergies, la méthode *double angle* qui sera utile pour la détermination des échelles d'énergie des calorimètres.

On définit les variables cinématiques au vertex hadronique et non au vertex leptonique. Les deux sont équivalents à l'ordre dominant mais ne le sont plus si l'on considère les corrections QED où les variable définies au vertex leptonique peuvent être sujettes à des migrations dues à la radiation de photons. La mesure des sections efficaces est faite en fonction des variables définies au vertex hadronique qui sont les variables pertinentes pour les fonctions de structure. Donc dans la mesure du possible, en plus de demander une bonne résolution pour limiter les migrations cinématiques, on cherchera à ce que la méthode de reconstruction soit indépendante de l'énergie du faisceau d'électrons, cette énergie pouvant être affectée par la radiation QED dans l'état initial.

Posons les quadrivecteurs

$$k = (E_e, \vec{0}, -E_e) \tag{5.1}$$
$$p = (E_p, \vec{0}, E_p) \tag{5.2}$$
$$k' = (E'_e, \vec{pt}_e, E'_e \cos\theta) \tag{5.3}$$
$$X = (E_h, \vec{pt}_h, pz_h). \tag{5.4}$$

Vérifiant $k + p = k' + X$. En définissant $q = k - k'$ les variables cinématiques s'écrivent

$$Q^2 = -q^2 \quad \text{et } y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \tag{5.5}$$

En général on reconstruira Q^2 et y, et on obtiendra x avec la relation $x = Q^2/(ys)$.

5.1.1 Reconstruction cinématique des événements Courant Chargé

Pour obtenir la méthode «hadrons» on remarque que $q = X - p$

$$y_h = \frac{(X-p) \cdot p}{k \cdot p} \simeq \frac{X \cdot p}{k \cdot p} \tag{5.6}$$

avec $X = E_p(E_h - pz_h)$ et $k \cdot p = 2E_pE_e$ et avec la relation $pt = \sqrt{(1-y)Q^2}$ on obtient

$$y_h = \frac{E_h - pz_h}{2E_e} \quad \text{et} \quad Q_h^2 = \frac{pt_h^2}{1 - y_h}. \tag{5.7}$$

Cette méthode est la seule disponible pour déterminer la cinématique des événements CC. La résolution relative sur Q_h^2 étant proportionelle à $(1 - y_h)^{-1}$, celle ci est mauvaise à grand y_h et donc à grand Q_h^2. Il est utile de définir l'angle hadronique inclusif γ_h

$$\gamma_h = 2 \arctan \frac{E_h - pz_h}{pt_h}. \tag{5.8}$$

Cet angle correspond à l'angle de diffusion du quark en DIS dans un modèle naïf des partons. Chaque point dans le plan (γ_h, E_h) ou (γ_h, pt_h) correspond a un point dans le plan (x, Q^2). Les lignes de γ_h et E_h constants dans le plan (x, Q^2) sont montrées à droite sur la figure 5.1. On voit que plus l'état final hadronique est énergétique et diffusé vers l'arrière, plus Q^2 est grand.

5.1.2 Reconstruction cinématique des événements Courant Neutre

Pour un événement Courant Neutre on requiert la présence d'un électron diffusé et d'un état final hadronique.

Méthode électron et méthode sigma

La méthode électron comme son nom l'indique consiste à reconstruire les variables cinématiques uniquement à l'aide de de l'électron diffusé

$$Q_e^2 = -(k - k')^2 \simeq 2k \cdot k' = 2E_eE'_e(1 + cos\theta) \tag{5.9}$$

et pour y_e

$$y_e = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{E_p(E_e - E'_e) + E_p(E_e + E'_e \cos\theta)}{2E_pE_e} \tag{5.10}$$

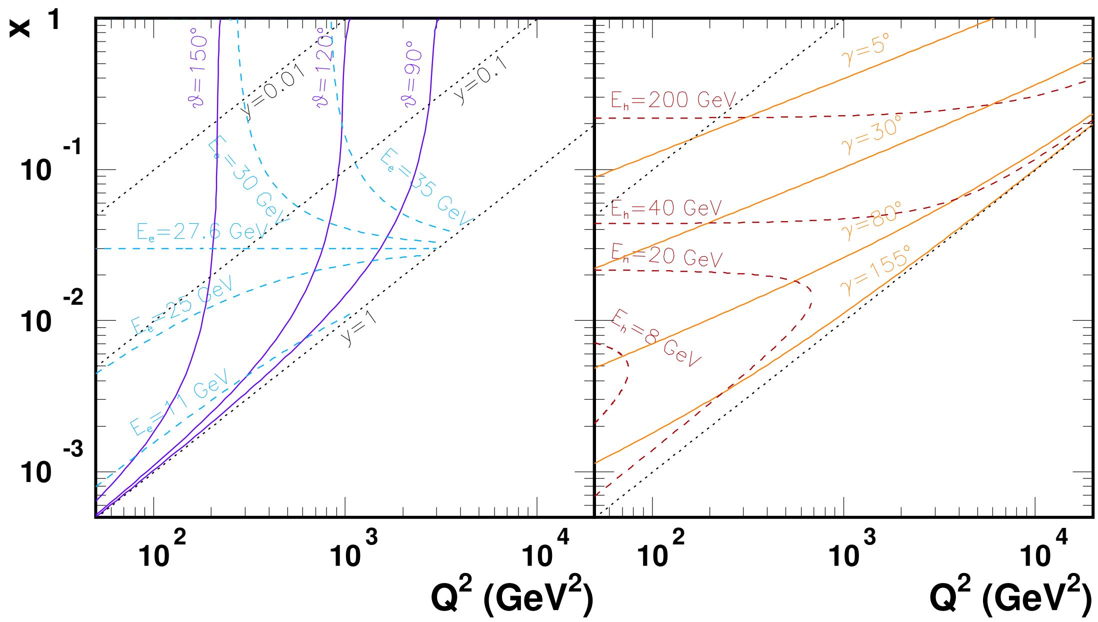


FIG. 5.1: A gauche, courbes d'angle polaire et d'énergie constants pour l'électron diffusé dans le plan cinématique x, Q^2. A droite, courbe d'énergie et d'angle inclusif constants pour l'état final hadronique dans le plan cinématique x, Q^2.

ce qui donne

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \tag{5.11}$$

La méthode électron a une bonne résolution pour Q_e^2 mais la résolution relative sur y_e est proportionnelle à y_e^{-1} et est donc très mauvaise à petit y_e. L'utilisation de l'énergie et de l'angle de l'électron diffusé possède l'avantage de donner une image intuitive des quantités cinématiques. La figure 5.1 à gauche montre les lignes d'énergies et d'angle constant de l'électron diffusé dans le plan x, Q^2. Cette figure permet de voir que plus les électrons sont diffusés vers l'avant et de grande énergie, plus Q^2 est grand. L'étude des événements à grand Q^2 se fait simplement d'après l'acceptance angulaire. L'étude des électrons diffusés dans le LAr ($\theta \lesssim 153^o$) permet d'accéder au régime $Q^2 \gtrsim 100$ GeV^2.

La méthode sigma est peu sensible à la radiation dans l'état initial. Comme séparément l'énergie et l'impulsion pz se conservent on peut écrire la conservation de $E - pz$ total avant et après interaction ce qui donne

$$2E_e = E_h - pz_h + E'_e - pz_e = E_h - pz_h + E'_e(1 - \cos\theta) \tag{5.12}$$

On peut remplacer $2E_e$ au numérateur de l'équation 5.7 pour obtenir

$$y_\Sigma = \frac{E_h - pz_h}{E_h - pz_h + E'_e(1 - \cos\theta)} \tag{5.13}$$

et en utilisant encore une fois $pt = \sqrt{(1-y)Q^2}$ on a

$$Q^2_\Sigma = \frac{pt^2_{e'}}{1 - y_\Sigma} = \frac{E'^2_e \sin^2\theta}{1 - y_\Sigma}, \quad x_\Sigma = \frac{Q^2_\Sigma}{s y_\Sigma}. \tag{5.14}$$

Méthode électron–sigma

La méthode électron–sigma combine les méthodes électron et sigma :

$$Q^2_{e\Sigma} = Q^2_e, \qquad x_{e\Sigma} = x_\Sigma \quad \text{et } y_{e\Sigma} = \frac{Q^2_{e\Sigma}}{s x_{e\Sigma}}. \tag{5.15}$$

Cela permet d'obtenir une très bonne résolution sur l'ensemble de l'espace de phase. C'est la méthode électron–sigma que l'on utilise pour la mesure des NC. Les autres méthodes cinématiques sont éventuellement utilisées pour effectuer des vérifications croisées.

5.1.3 Utilisation de la mesure des angles pour contraindre la cinématique

La méthode dite de *double angle* utilise la mesure des angles pour reconstruire la cinématique. Cette méthode est quasiment indépendante de la mesure des énergies et est très utile pour déterminer l'impulsion transverse de l'événement ou l'énergie de l'électron diffusé. Tout d'abord définissons $\alpha_e = \tan(\theta_e/2)$ et $\alpha_h = \tan(\gamma_h/2)$. On peut écrire que ce soit pour les hadrons ou l'électron

$$\frac{E - pz}{pt} = \frac{E(1 - \cos\theta)}{E \sin\theta} = \tan\frac{\theta}{2} \tag{5.16}$$

donc

$$\frac{E'_e - pz_{e'}}{pt_{e'}} = \alpha_e \quad \text{et} \quad \frac{E_h - pz_h}{pt_h} = \alpha_h \tag{5.17}$$

et donc si l'on remplace ces expressions de $E - pz$ dans l'équation 5.13 en utilisant le fait que $pt_{e'} = pt_h$ on obtient

$$y_{DA} = \frac{\alpha_h}{\alpha_h + \alpha_e}. \tag{5.18}$$

Pour obtenir Q^2_{DA} on peut commencer par additionner α_e et α_h

$$\alpha_e + \alpha_h = \frac{E_h - pz_h + E'_e - pz_{e'}}{pt} \tag{5.19}$$

ce qui permet d'obtenir l'impulsion transverse et l'énergie de l'électron par la méthode double angle

$$pt_{DA} = \frac{2E_e}{\alpha_e + \alpha_h}, \quad E^e_{DA} = pt_{DA}/\sin\theta_e \tag{5.20}$$

et encore une fois la relation $pt = \sqrt{(1-y)Q^2}$ permet d'obtenir Q^2_{DA}

$$Q^2_{DA} = \frac{4E_e^2}{\alpha_e(\alpha_e + \alpha_h)}. \tag{5.21}$$

La résolution de la méthode double angle est meilleure à moyen y_{DA} lorsque toutes les particules sont mesurées dans la partie centrale du détecteur. Notons que la résolution se dégrade significativement quand les angles deviennent très petits ou très grands. On remarque que les expressions 5.20 et 5.21 dépendent de l'énergie du faisceau de leptons incident. Cette méthode va donc être sensible à la perte d'énergie par radiation QED dans l'état initial.

En résumé, la méthode hadrons sera utilisée pour l'étude des CC car c'est la seule disponible. La résolution n'est pas très bonne à grand Q_h^2 et grand y_h. Pour les NC la méthode électron–sigma apporte la meilleure résolution. La mesure des angles permet d'obtenir une détermination des échelles d'énergie d'un événement avec la méthode double angle, sous réserve que la méthode ne soit pas biaisée par la radiation dans l'état initial. Nous allons maintenant détailler la façon dont l'identification des particules et la mesure des quadrivecteurs sont réalisées.

5.2 La reconstruction du flux d'énergie avec le détecteur H1

Un algorithme de reconstruction du flux d'énergie met en commun les informations de plusieurs sous détecteurs pour obtenir une reconstruction optimale des particules. Typiquement cela est réalisé en mettant en correspondance les traces et les amas calorimétriques mesurés ainsi qu'en identifiant la nature des différentes particules. Pour H1 l'environnement d'analyse Orienté Objet (OO) a pour but de fournir à l'utilisateur dans les fichiers μODS les particules reconstruites et identifiées avec le meilleur savoir faire possible. On peut dire que l'ensemble des différents algorithmes identificateurs des particules constitue un algorithme de flux d'énergie. Un des principes de l'algorithme est le verrouillage des traces et des amas déjà identifiés afin qu'il n'y ait pas de double comptage de l'énergie. L'organisation est la suivante :

- Tout d'abord les particules électromagnétiques sont identifiées (électrons, positrons, photons). Les traces et amas sélectionnés sont verrouillés.
- Les muons sont identifiés, et les traces et amas correspondants sont verrouillés.
- L'état final hadronique est identifié et mesuré à partir des traces et des amas restants. A partir de là toute l'énergie des particules de la partie centrale de H1 a été comptée une et une seule fois.
- Les jets sont composés soit avec les particules de l'état final hadronique, soit avec toutes les particules de l'état final hadronique en excluant les leptons isolés.
- D'autres particules composées sont identifiées soit à partir des particules précédemment identifiées, soit à partir des traces de bonne qualité ou d'informations spécifiques.

L'identificateur d'électrons est l'algorithme QESCAT développé dans [Brue98]. C'est l'algorithme utilisé par H1 depuis plusieurs années qui a démontré son efficacité et sa robustesse. L'identification des muons est assez délicate et bénéfice du savoir faire de précédentes analyses [Peez03b, Veel04]. Un grade de qualité est attribué au muon selon ses critères d'identifications. Un identificateur de leptons tau existe [Veel04] mais leur identification ne fait pas partie du processus standard de création des μODS étant donné la très grande difficulté d'identification de ces particules. L'état final hadronique est mesuré avec un algorithme appelé Hadroo2 (Hadronic reconstruction in oo) nouveau pour H1 qui est une évolution des travaux originaux développés dans [Peez03b]. Le travail de cette thèse a contribué à faire la mise au point de ce nouvel algorithme, à y ajouter certains éléments tels que la suppression de bruit et à concevoir et réaliser entièrement la procédure de calibration permettant d'obtenir l'échelle d'énergie de l'état final hadronique. Cet algorithme Hadroo2, la suppression de bruit ainsi que la calibration sont désormais standards dans l'environnement OO et utilisés par la collaboration H1 pour les analyses de physique. Nous allons maintenant décrire de manière synthétique l'identification des différentes particules avant d'aborder en détail dans la section 5.3 l'état final hadronique et l'algorithme Hadroo2.

5.2.1 L'identification des électrons

Il y a trois identificateurs d'électrons distincts : un identificateur calorimétrique pour l'Argon liquide qui est l'identificateur principal et que nous utiliserons pour l'analyse, un identificateur calorimétrique pour le SpaCal et un identificateur basé sur les traces.

Identification calorimétrique dans l'Argon Liquide

Les considérations sur les gerbes et la conception du LAr exposés dans le chapitre 4 vont permettre de bien appréhender l'identification des électrons. Différentes variables discriminantes sont définies pour les amas afin de déterminer si l'amas résulte d'une gerbe électromagnétique où d'une gerbe hadronique. Rappelons que les gerbes électromagnétiques sont plus petites et plus compactes que les gerbes hadroniques. Tout d'abord on préselectionne la liste des amas en demandant $E_{amas} > 2$ GeV, et une fraction d'énergie dans la partie électromagnétique du LAr supérieure à $0,5$. Un amas voisin d'un amas préselectionné peut être regroupé à celui-ci s'il appartient à l'«enveloppe électron». L'enveloppe électron est définie par un cône d'ouverture $7,5^o$ autour de l'axe défini par le vertex et le barycentre de l'amas. Le sommet du cône est situé à un mètre du barycentre de l'amas, et le cône est tronqué à la fin de la première couche hadronique. L'enveloppe électron est montrée sur la figure 5.2. L'amas voisin est regroupé si plus de 50% de son énergie se trouve dans l'enveloppe électron. On part désormais de cette nouvelle liste d'amas regroupés. L'identification des électrons est basée sur une série d'estimateurs utilisés pour caractériser les amas provenant de gerbes électromagnétiques. Les variables discriminantes entre un amas provenant d'une gerbe d'électron et une gerbe de hadron sont :

- La fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique $f_{em} = E_{em}/E_{amas}$.
- Le rayon transverse de l'amas $\sigma_R = \sqrt{\langle r^2 \rangle + \langle r \rangle^2}$ où les $\langle r^n \rangle$ sont les moments des distances transverses (par rapport à l'axe de la gerbe) des cellules de volume V_i pondérées par la densité volumique d'énergie :

$$\langle r^n \rangle = \frac{1}{\sum w_i} \sum_{cellules} w_i r_i^n \quad \text{avec} \quad w_i = \frac{E_i}{V_i}. \tag{5.22}$$

- La fraction d'énergie contenue dans le cœur chaud $f_{coeur} = E_{coeur}/E_{em}$, E_{coeur} étant l'énergie déposée dans la cellule la plus énergétique et ses N cellules voisines spatia-

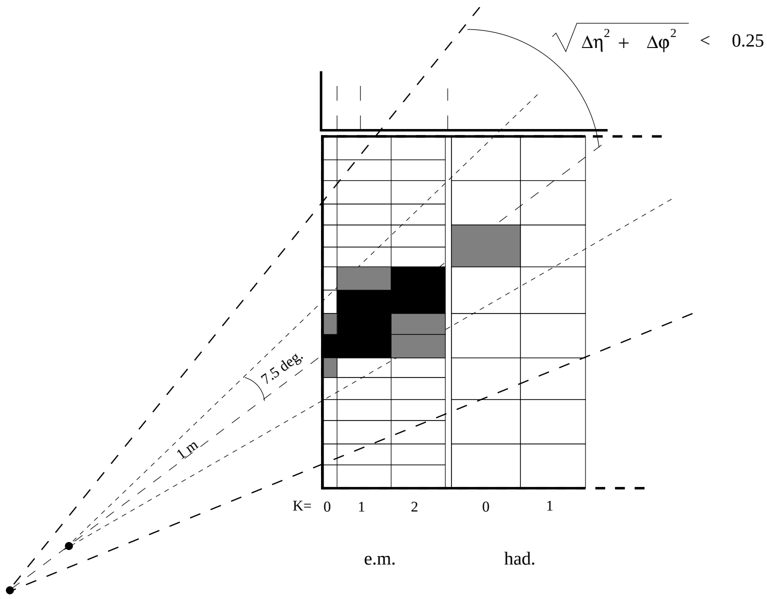


FIG. 5.2: Vue schématique d'un amas dans le LAr et définition de l'enveloppe de l'électron et du cône d'isolation.

lement les plus énergétiques. Pour BBE, CB1 et CB2 on a $N = 4$, pour CB3, FB1 et FB2 on a $N = 8$ et enfin $N = 12$ pour les roues IF.

Les coupures sur ces estimateurs sont des fonctions de θ afin de prendre en compte l'influence de la géométrie du LAr sur la forme des amas et la présence des interstices entre les roues. Néanmoins pour donner des ordres de grandeur loin d'un interstice on aura $f_{em} \lesssim 0,95$, $\sigma_R \lesssim 5$ cm, $f_{coeur} \gtrsim 0,5$.
En plus de ces coupures sur la forme de l'amas on requiert un critère d'isolation pour s'affranchir de l'éventuelle proximité d'un jet ou d'une mauvaise mesure. On définit $f_{iso} = E_{amas}/E_{iso}$ où E_{iso} est l'énergie dans le cône d'isolation, cône de même axe que l'enveloppe électron, de sommet le vertex et d'ouverture $R = 0,25$ en η, φ. Le cône d'isolation est montré sur la figure 5.2. Il est requis $f_{iso} > 0,98$ ou $f_{iso} > 0,95$ et $E_{iso}^{had} < 300$ MeV, E_{iso}^{had} étant l'énergie hadronique dans le cône d'isolation qui n'est pas dans l'enveloppe de l'électron. Finalement on demande $pt_{amas} > 3$ GeV, $E_{amas} > 5$ GeV.
Tous les amas passant ces critères seront écrits sur μODS et dénommés particules électromagnétiques.
Pour différencier les leptons chargés des photons, il est recherché si une trace peut être associé à l'amas. On calcule la distance de plus courte approche *dpca* entre l'extrapolation de la trace dans le calorimètre et le centre de gravité de l'amas. On regarde tout d'abord si $dpca < 12$ cm pour les traces de bonne qualité dites de «Lee West» (qui sont décrites dans la section 5.3.1), et si aucune ne convient le test est répété pour l'ensemble des traces ajustées au vertex (appelées traces DTRA), et si aucune ne convient les traces non ajustées au vertex (appelées traces DTNV) sont considérées. Si aucune trace ne convient

la particule électromagnétique est étiquetée comme photon[8]. Un critère d'*isolation des leptons* est introduit pour les particules électromagnétiques et les muons. Une particule électromagnétique est donc étiquetée comme étant un *lepton isolé* si l'énergie dans un cône de rayon 0,5 dans le plan η, φ vaut moins de 5% de l'énergie de la particule (celle-ci étant soustraite). La particule électromagnétique *isolée* de plus grande impulsion transverse est étiquetée comme étant l'électron diffusé. L'efficacité d'identification des électrons de grande énergie transverse (supérieure à 10 GeV) est proche de 100%.

Identification calorimétrique dans le SpaCal

Pour les amas dans le SpaCal l'identification est aussi calorimétrique. L'énergie minimale de l'amas doit être d'au moins 5 GeV. Le rayon transverse de l'amas calculé avec une pondération non plus linéaire mais logarithmique doit être inférieur à 4 cm. Les critères de proximité avec une trace et de définition du lepton isolé sont les mêmes que pour le calorimètre LAr.

Identification basée sur la trace

Afin de monitorer l'efficacité de l'identificateur calorimétrique de l'électron on utilise un identificateur basé sur les traces. Les critères de sélection sont les suivants :
- Une trace de bonne qualité (Lee West) et d'impulsion transverse $pt > 1,2$ GeV à une distance d'au moins 0,5 en η, φ de toutes les autres traces
- L'énergie déposée dans le LAr dans des cylindres de rayon 30 et 50 cm autour de l'extrapolation de la trace doit vérifier $E_{30}/E_{50} < 0,8$, (et 0,98 pour les électrons d'impulsion transverse inférieure à 3 GeV)
- la fraction d'énergie électromagnétique dans le cylindre doit vérifier $f_{em} > 0,95$, (0,98)
- Ainsi que $0,25 < E_{trace}/E_{amas} < 3$, $(0,65 < E_{trace}/E_{amas} < 1,5)$.

5.2.2 L'identification de l'état final hadronique

Les particules électromagnétiques ainsi que les muons qui ne sont pas des leptons isolés sont étiquetées comme étant des particules de l'état final hadronique mais aucun traitement supplémentaire ne leur est appliqué. L'identification de l'état final hadronique fait l'objet de la section 5.3.

L'identification des muons

A cause de leur masse élevée, les muons vont perdre bien moins d'énergie que les électrons par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) dans les matériaux. L'énergie moyenne qu'ils vont perdre par ionisation, décrite par la formule de Bethe–Bloch va être de l'ordre de 10 MeV par centimètre dans le LAr (Argon liquide et absorbeur compris) pour des muons d'environ 200 MeV. L'énergie perdue par ionisation est alors minimale et

[8]Notons que la distance de 12 cm est trop faible pour être sûr qu'il s'agit d'un photon et donc les analyses dédiées à l'identification de photons utilisent d'autres critères plus restrictifs.

n'augmente que logarithmiquement avec l'énergie. Les muons observés dans le détecteur H1 ayant une énergie typique de quelques GeV à quelques dizaines de GeV vont traverser des distances de plusieurs mètres de matériaux. Le signal caractéristique du passage d'un muon dans le LAr n'est donc pas une gerbe mais un dépôt d'énergie distribuée de manière uniforme dans un cylindre étroit. Si un muon traverse le LAr et la bobine supraconductrice, il peut traverser les 10 plaques de fer en y perdant de l'ordre de 90 MeV. L'identification des muons peut donc être réalisée grâce au dépôt caractéristique dans le LAr ou s'il y a un signal fiable dans le fer instrumenté. Par contre la mesure de l'impulsion nécessite une trace, qui est impérativement demandée aux candidats muons. Le détecteur à muons avant FMD peut fournir à la fois l'identification et la mesure de l'impulsion des muons. L'algorithme d'identification des muons, décrit dans [H1OO] est assez complexe[9].

L'identification des jets

On peut donner une définition intuitive des jets comme étant un flot de particules dans une partie angulaire restreinte. Les jets sont constitués de hadrons mais aussi de leptons et photons issus de leurs désintégrations. Pour faire le lien entre la définition intuitive expérimentale des jets et une définition théorique en terme d'interactions de partons en QCD, des algorithmes définissant les jets de façon rigoureuse doivent être mis en place. Ces algorithmes doivent être insensibles au divergences colinéaires, c'est à dire à la séparation d'un parton en deux partons colinéaires[10], et insensibles aux divergences infrarouges, c'est-à-dire à l'émission d'un parton dont l'énergie tend vers zéro[11]. De plus on cherche à minimiser les corrections d'hadronisation qui déforment le résultat théorique entre le niveau partonique calculé et le niveau hadronique (qui est simulé, et bien sûr mesuré). De nombreux algorithmes de jets existent et l'on se reportera aux références de [Chek02]. L'algorithme utilisé ici est l'algorithme k_T inclusif longitudinalement invariant, proposé dans [ES93] et faisant partie de la famille des algorithmes de « formation d'amas». L'algorithme est le suivant : on part d'un liste de particules ayant les caractéristique $E_{T,i}, \eta_i, \varphi_i$ dans le référentiel du laboratoire et d'une liste de jets vide. On procède en appliquant récursivement la procédure :

1. Pour chaque particule on définit

$$d_i = E_{T,i}^2 \tag{5.23}$$

[9]Cinq niveaux de qualité sont défini suivant la qualité ou la présence d'une trace liée avec une trace dans le fer instrumenté. Les muons de meilleure qualité présentent une trace reliée avec un signal dans le fer instrumenté les deux étant ajustés avec un test de χ^2 de manière correcte. Les muons de la plus basse qualité n'ont qu'un signal calorimétrique en plus de la trace interne. Des muons peuvent aussi être reconstruits uniquement avec le FMD. Environ 75% des vrais muons sont identifiés avec au moins une qualité moyenne, et 60% sont identifiés comme étant de bonne qualité. Un pion a une probabilité d'environ 5% (1%) d'être identifié comme un muon de qualité moyenne (bonne). Un muon est étiqueté comme étant un ***lepton isolé*** si l'énergie calorimétrique dans un cylindre autour de la trace extrapolée est inférieure à 8 GeV (cylindre de rayon 35 et 75 cm dans les régions électromagnétiques et hadroniques du LAr respectivement) et qu'il y a pas d'autre trace de bonne qualité à une distance de 0,5 en η, φ.

[10]Une observable ne respectant pas cela est par exemple une fonction de l'énergie de la particule la plus énergétique de l'événement.

[11]Une observable sensible aux divergences infrarouges est par exemple l'angle θ du jet de plus grande impulsion transverse dans le référentiel de Breit car les jets étant balancés en impulsion transverse leur classement dépend de l émission de partons d'énergies arbitrairement faible.

et pour chaque paire de particules

$$d_{ij} = \min(E^2_{T,i}, E^2_{T,j}) \left[(\eta_i - \eta_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2\right]. \tag{5.24}$$

2. On trouve la valeur la plus petite entre d_i et les d_{ij} et on l'appelle d_{min}.
3. Si d_{min} appartient à la liste des d_{ij} on combine les particules i et j en une nouvelle particule k avec

$$\begin{aligned} E_{T,k} &= E_{T,i} + E_{T,j} && (5.25)\\ \eta_k &= \left[\eta_i E_{T,i} + \eta_j E_{T,j}\right]/E_{T,k} && (5.26)\\ \varphi_k &= \left[\varphi_i E_{T,i} + \varphi_j E_{T,j}\right]/E_{T,k}. && (5.27) \end{aligned}$$

4. Si d_{min} appartient à la liste des d_i la particule i est ajoutée à la liste des jets.
5. Retour à la première étape.

A la fin de l'algorithme il ne reste plus de particules et il ne reste que des jets qui par construction ont une masse nulle. On remarque que le schéma de recombinaison (étape 3) est associatif et commutatif. On note aussi que les impulsions transverses sont additionnées de manière scalaire. Les quantités finales du jet s'écrivent

$$E_{T,jet} = \sum_{part,i} E_{T,i} \quad \text{et } \eta_{jet} = \frac{1}{E_{T,jet}} \sum_{part,i} E_{T,i}\eta_i. \tag{5.28}$$

On choisit que le jet ait une masse nulle. Cet algorithme est insensible aux divergences colinéaires car d'après le schéma de recombinaison deux partons colinéaires sont recombinés en un seul. De même pour les divergences infrarouges dans la limite $E_T \to 0$ un parton émis ne changera aucune variable des jets. Cet algorithme présente aussi l'avantage d'être relativement peu sensible aux corrections d'hadronisation. Dans la pratique seuls les jets d'impulsion transverse $p_t > 2,5$ GeV ont une signification expérimentale et sont écrits dans les fichiers μODS.

Deux listes de jets sont stockées : les jets dits exclusifs formés à partir de toutes les particules sauf les leptons isolés et les jets dits inclusifs formés de toutes les particules excepté l'électron diffusé. Dans la suite pour l'analyse et la détermination de l'échelle d'énergie hadronique nous travaillerons uniquement à partir des jets exclusifs pour éviter les jets formés seulement d'un lepton isolé.

L'identification des particules composées

A partir des particules trouvées précédemment ou des traces de bonne qualité d'autres particules dites composées sont éventuellement identifiées. Il s'agit en l'état actuel des K^0, ρ, ϕ, J/ψ, Λ_0 et $D^{*\pm}$. Ces particules ne sont pas comptées dans l'état final pour les analyses inclusives, car il y aurait double comptage de l'énergie de leurs composants.

5.3 Reconstruction de l'état final hadronique

5.3.1 Sélection des traces

L'esprit étant de bénéficier du savoir-faire des experts, les traces utilisées sont les traces dites de «Lee West» [West] qui sont les traces de bonne qualité utilisées pour les analyses de saveurs lourdes. Les critères de qualité sont là pour s'assurer que les traces proviennent d'une interaction *ep*, et pour obtenir une bonne résolution sur l'impulsion par exemple en demandant une longueur minimale à la trace et une valeur minimale de l'impulsion transverse pour que la trace traverse effectivement les détecteurs de traces les plus externes et ne soit pas trop affectée par les diffusions multiples. Ces traces sont mesurées avec les détecteurs de traces centraux et avants et sont classifiées en trois catégories : Centrales, Combinées et Avants. Les traces peuvent satisfaire les critères de plusieurs catégories ainsi qu'être ajustées au vertex primaire ou à un vertex secondaire, auquel cas la préférence va aux traces Centrales puis Combinées et à l'ajustement au vertex primaire. La figure 5.3 et la table 5.1 résume les principaux critères requis pour les traces de qualité. L'impulsion transverse minimale de 120 MeV a été choisie pour que la trace du pion «mou» des désintégrations du $D^{*\pm}$ puisse être sélectionnée.

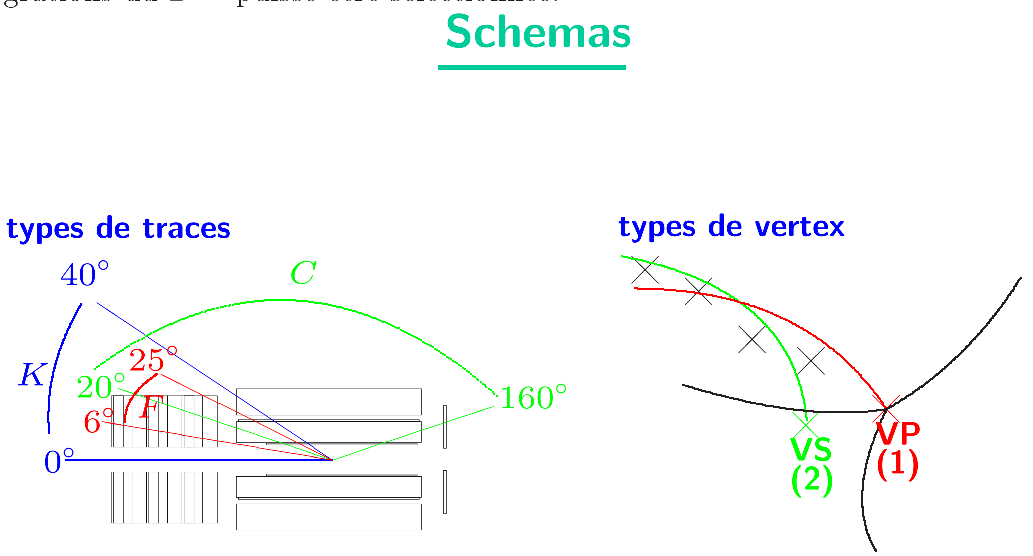


FIG. 5.3: Les différents types de traces et leurs domaines angulaires, et les différentes hypothèse d'ajustement au vertex pour une trace. Les traces choisies peuvent être ajustées au vertex primaire ou secondaire.

5.3.2 Reconstruction des amas et suppression du bruit calorimétrique

On effecue dans un premier temps une toute petite correction due à l'angle des faisceaux (beam tilt) utilisant les paramètres dépendant du temps lus dans la base de données de H1. Les amas ne sont considérés que pour les calorimètres LAr et SpaCal. Si un amas

Traces Combinées (K)	**Traces Centrales (C)**
$p_T > 120$ MeV $0° < \theta < 40°$ $\|dca'\| \leq 5$ cm $R_{debut} \leq 50$ cm $\chi^2_{trace-vertex} \leq 50$ $\chi^2_{central-avant} \leq 50$	$p_T > 120$ MeV $20° < \theta < 160°$ $\|dca'\| \leq 2$ cm $R_{debut} \leq 50$ cm $R_{long} \geq 10$cm for $\theta \leq 150°$ $R_{long} \geq 5$cm for $\theta > 150°$
Traces Avant (F)	
$6° \leq \theta \leq 25°$ $\chi^2_{trace}/Nddl \leq 10$ $\chi^2_{trace-vertex\ fit} \leq 25$ $p \geq 0,5$ GeV	

Tab. 5.1: Résumé des différentes coupures utilisées pour sélectionner les traces de bonne qualité dites de «Lee West». La dca est la distance de plus courte approche de l'extrapolation de la trace au vertex et dca' est la distance de plus courte approche dans le plan x,y à $z = z_{vertex}$. R_{debut} est la distance radiale du premier hit et R_{long} la difference entre les distances radiales du dernier et du premier hit.

du LAr possède des cellules dans le bouchon ou le fer instrumenté, ces cellules sont enlevées. Les cellules d'énergie négative sont gardées, ce qui est obligatoire pour ne pas biaiser systématiquement la mesure de l'énergie. La position du centre de gravité des amas est obtenue en pondérant les positions des cellules de façon linéaire avec leur énergie. Le quadrivecteur énergie-impulsion de l'amas est construit par addition des quadrivecteurs des cellules, ces derniers étant construits de masse nulle. L'amas acquiert une «masse» de cette façon.

Méthode de pondération du calorimètre LAr

Nous avons vu que le calorimètre LAr avait la caractéristique de ne pas compenser la réponse aux électrons et aux hadrons. Pour corriger cela et obtenir un rapport $e/\pi \sim 1$ une procédure de pondération est appliquée. Deux procédures de pondération existent, la première étant utilisée dans les analyses présentées ici et la seconde étant en phase de test. Pour obtenir l'énergie à l'échelle dite *finale* le principe est d'appliquer pour chaque cellule de l'amas

$$E_{finale} = w \times E_0^i \tag{5.29}$$

où E_0^i est l'énergie de la cellule à l'échelle non corrigée c'est-à-dire électromagnétique. Pour $E_0^{amas} < 7$ GeV, w est une constante qui vaut $w = 1,353$ pour la partie électromagnétique et $w = 1,608$ pour la partie hadronique. Pour $E_0^{amas} > 10$ GeV on a

$$w = C_1 e^{-C_2 E_0^i / V^i} + C_3 \tag{5.30}$$

où V^i est le volume de la cellule. Les coefficients $C_{1,2}$ sont paramétrisés en fonction de E_0^{amas} et C_3 en fonction de E_0^{amas} et de la région du calorimètre θ_{LAr}^{amas}. Entre 7 et 10 GeV une transition douce entre les deux paramétrisations est appliquée. Les coefficients sont déterminés avec le MC.

La procédure la plus récente a pour but de remplacer la paramétrisation de l'équation (5.30) par une table de coefficients w tabulés et dépendant de l'énergie volumique de la cellule considérée et de l'énergie dans un groupe de cellules voisines en η, φ. L'énergie à l'échelle dite finale est obtenue par

$$E_{final} = w(E_0^i/V^i, E_{groupe}) \times E_0^i. \tag{5.31}$$

Pour déterminer les constantes w on procède de la manière suivante : on utilise 10^6 pions $\pi^\pm$ d'énergie 0,25 à 300 GeV simulés de manière détaillée. On définit des histogrammes à deux dimensions en fonction de $\log_{10}(E_0^i/V^i)$ et de $\log_{10} E_{groupe}$ pour chaque roue et pour les parties électromagnétiques et hadroniques. On entre dans un histogramme l'énergie «vraie» déposée dans une cellule et dans un autre l'énergie reconstruite. Le rapport des histogrammes permet d'obtenir les facteurs de pondération w.

Suppression du bruit

situation par défaut Toutes les mesures reposant sur le calorimètre LAr sont affectées par une quantité substantielle de bruit, de l'ordre de plusieurs GeV par événement (on se reportera au chapitre 4). Le bruit est dû d'une part à des effets de détection comme le bruit de l'électronique ou la superposition de dépôts d'énergie ne provenant pas des interactions ep comme des muons cosmiques ou provenant du halo du faisceau de protons. L'impact de ce bruit pour les analyses de physique est loin d'être négligeable, même pour les analyses inclusives. La reconstruction de

$$y_h = \frac{\sum_h E_h - pz_h}{2E_0} = \frac{\sum_h E_h(1 - \cos\theta_h)}{2E_0} \tag{5.32}$$

est spécialement affectée. A bas y_h, c'est-à-dire lorsque $E_h \sim pz_h$ la majorité des hadrons sont produits vers l'avant. Tout amas bruyant inclus dans l'état final hadronique va compter dans l'équation 5.32 avec d'autant plus de poids que θ sera grand. De fait même un amas relativement peu énergétique dans la partie centrale du calorimètre va fortement biaiser la reconstruction de y_h. On peut voir ce effet sur la figure 5.4. Une partie du biais sur la reconstruction de y_h est due à la radiation QED dans l'état initial qui entraîne une perte de $E_\gamma - pz_\gamma \simeq 2E_\gamma$. Dans toute la suite des tels événements ne sont pas considérés. On peut voir sur la figure 5.5 le biais réellement introduit par le bruit, le biais moyen en fonction du vrai y_h montre que les événements ayant $y_{gen} \sim 10^{-2}$ ont une reconstruction de y_h biaisé de 60%. Ceci est dû au fait que pour des événements à petit y_h l'énergie reconstruite pour des grands angles polaires θ est plus importante que l'énergie générée. Il existe des identificateurs de bruit de fond dédiés à la réjection d'un événement entier ne résultant pas d'une interaction ep, mais ici on cherche à garder l'événement en ne supprimant que les amas non physiques. Des identificateurs de bruit de fond ont donc été développés et spécialement optimisés pour supprimer le bruit de fond à grand angle. Les études de performance des identificateurs sont faites à l'aide du Monte Carlo dans lequel le bruit n'est pas simulé, mais ajouté en plus des dépôts d'énergie simulés. Le bruit ajouté provient du bruit de données réelles enregistrées pendant des périodes dédiées avec un déclenchement aléatoire.

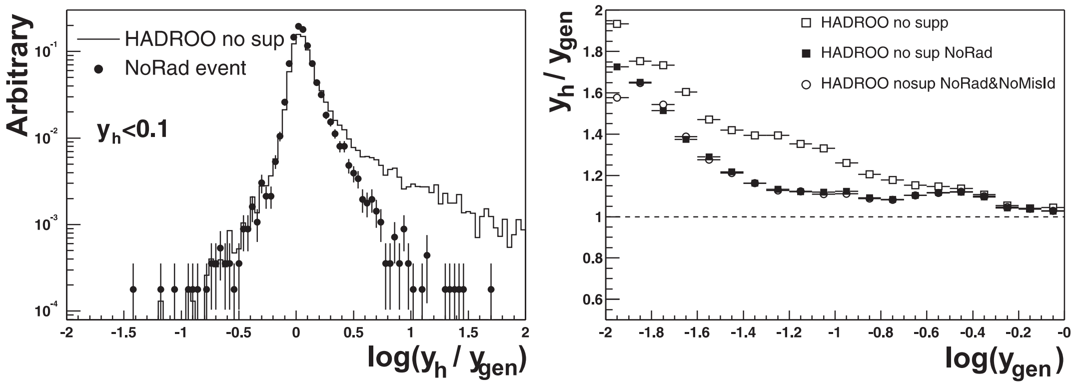


FIG. 5.4: La figure de gauche montre la distribution normalisée y_h/y_{gen} avec et sans l'inclusion des événements radiatifs. La figure de droite montre la moyenne des distributions y_h/y_{gen} en fonction de y_{gen}. Le biais pour $y_{gen} \sim 10^{-2}$ après la suppression de bruit qui intervient au niveau de la reconstruction est de 60%.

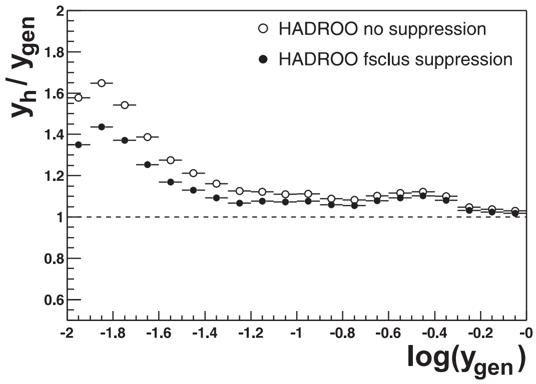


FIG. 5.5: Moyenne de y_{gen} y_h/y_{gen} en fonction de y_{gen} avant et après la suppression de bruit de FSCLUS. Le biais $y_{gen} \sim 10^{-2}$ passe de 60 à 40%.

Stratégie de suppression Tout d'abord tous les amas formés d'une seule cellule ne sont pas considérés comme étant physiques et sont supprimés, de même que les amas d'énergie $E_{amas} < 0,2$ GeV dans le LAr ou d'énergie $E_{amas} < 0,1$ GeV dans le SpaCal. Ensuite un ensemble d'identificateurs de bruit de fond similaires à ceux développés dans [CZ99] sont appliqués. Nous allons maintenant décrire ces identificateurs et étudier leurs performances.

FSCLUS FSCLUS est un algorithme de suppression de bruit hérité du passé. Le principe de FSCLUS est de supprimer des amas isolés de basse énergie. Si l'énergie E_{amas} d'un amas est telle que $E_{amas} < E_1$ alors l'énergie E_{sphere} dans une sphère de rayon R est calculée et si $E_{sphere} < E_2$ alors l'amas est supprimé. Cela permet à l'amas de basse énergie de survivre s'il est placé à côté d'amas plus énergétique, par exemple s'il est dû à la fluctuation d'une gerbe. Les valeurs des différents seuils sont $E_1 = E_2 = 0,4$ GeV et $R = 40$ cm pour $\theta_{amas} > 15^o$, $E_1 = E_2 = 0,8$ GeV et $R = 20$ cm pour $\theta_{amas} < 15^o$. De façon à être cohérent avec la première suppression le seuil E_1 est baissé à $0,2$ GeV pour les amas dans la partie électromagnétique du LAr. Les amas dans le SpaCal et proches du tube à vide sont aussi supprimés si $\sqrt{x_{clu}^2 + y_{clu}^2} < 9,6$ cm. La performance de FSCLUS est montrée sur la figure 5.4, le biais a été réduit de 20 % et est maintenant de 40 %. Cet algorithme n'est clairement pas suffisant à lui seul.

HALOID Cet identificateur est dédié à la suppression des dépôts d'énergie dus aux muons du halo du faisceau de protons qui se superposent à de vrais événements de physique. La signature d'un muon du halo est un dépôt d'énergie étroit parallèle à l'axe du faisceau. Pour identifier une telle structure, pour chaque amas on définit deux cylindres de rayons $R_1 = 25$ cm et $R_2 = 65$ cm. Si il y a un dépôt d'énergie dans ces cylindres dans au moins 4 roues du calorimètre incluant 2 roues CB, et qu'au moins deux des critères suivant sont vrais :

$$E_{cylindre\,1} \geq 0,5 E_{cylindre\,2} \tag{5.33}$$

$$N_{amas\,dans\,cylindre\,1} \geq 0,5 N_{amas\,dans\,cylindre\,2} \tag{5.34}$$

$$N_{cellules\,dans\,cylindre\,1} \geq 0,5 N_{cellules\,dans\,cylindre\,2} \tag{5.35}$$

alors l'amas est identifié comme étant dû à un muon. L'amélioration pour la mesure de y_h avant et après l'application de HALOID pour des événements avec un muon du halo est montrée sur la figure 5.6. Il y a une amélioration claire de la reconstruction de y_h pour ces événements.

HNOISE Contrairement aux muons du halo, les dépôts d'énergie des muons cosmiques n'ont pas nécessairement de topologie caractéristique. Cependant on s'attend à ce qu'un dépôt d'énergie dans le LAr soit corrélé à une activité dans la partie électromagnétique du LAr ou à des traces. L'algorithme HNOISE supprime des amas dans la partie hadronique du LAr si les conditions suivantes sont réunies

– Il n'y a pas de dépôt d'énergie dans la première couche de la partie hadronique du LAr ou il n'y a pas d'amas plus énergétiques à une distance de moins de 75 cm.

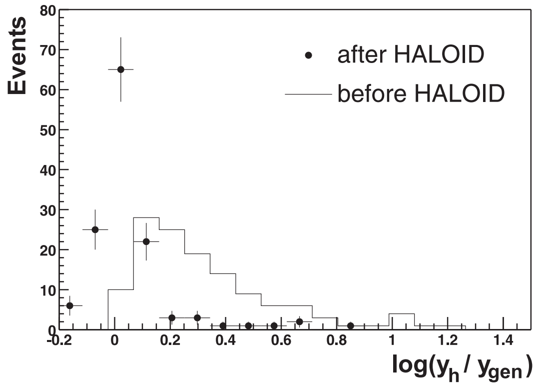


FIG. 5.6: Amélioration pour la reconstruction de y_h après l'algorithme HALOID pour des événements simulés dans lesquels il y a superposition avec un muon du halo.

- Il n'y a pas de dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du LAr dans un cylindre de sécurité de rayon 50 cm et dont l'axe est défini avec le vertex et le barycentre de l'amas.
- Il n'y a pas de trace ajustée au vertex dont la distance de plus courte approche (*dpca*) entre l'extrapolation de la trace et le centre de gravité de l'amas soit moins de 50 cm.

HNOISE contribue à la suppression de bruit mais il y a toujours une contribution importante à grand angle.

NEWSUP L'algorithme NEWSUP est inspiré de FSCLUS, il est conçu pour supprimer les amas isolés de basse énergie. Cependant pour enlever le bruit présent des seuils plus élevés que précédemment sont appliqués, mais seulement dans la partie centrale du calorimètre, où le biais introduit sur y_h est le plus important. Contrairement à FSCLUS l'algorithme cherche si les amas peuvent être liés à des traces, et s'il existe une trace ajustée au vertex avec $dpca$ < 25 cm pour un amas dans la partie électromagnétique ou $dpca$ < 50 cm dans la partie hadronique alors l'amas n'est pas supprimé. Les mêmes seuils que dans FSCLUS sont appliqués, excepté que maintenant $E_1 = E_2 = 1,5$ GeV pour $\theta > \alpha_h$. L'angle α_h est choisi comme étant l'angle maximal entre l'angle de la particule qui va le plus vers l'arrière et l'angle inclusif hadronique[12] $\tan(\gamma_h/2) = (E_h - pz_h)/pt_h$. Cet algorithme est appliqué de manière itérative jusqu'à ce qu'il ne reste plus d'amas à supprimer. La figure 5.7 montre les performances des algorithmes combinés. On voit que dans la partie centrale du calorimètre le bruit est bien sous contrôle. On peut conclure que ces identificateurs de bruit complémentaires permettent une bonne reconstruction de la variable cinématique y_h. La suppression d'amas non physique est aussi importante dans l'optique de la détermination de l'échelle d'énergie du calorimètre.

Tests de sécurité Comme ces identificateurs de bruit de fond sont appliqués par défaut, il a fallu vérifier qu'ils n'étaient pas dangereux par exemple qu'ils ne supprimaient pas de signal pertinent pour les analyses de physique étudiant des états finaux exclusifs. Des tests ont donc étés effectués sur des événements de Monte Carlo, à savoir la production de $D^{*\pm}$ produits en DIS et en photoproduction, et des événements où un J/ψ est produit

[12] Si $\gamma_{h\,LAr} \leq 50^o$ ou si $y_{h\,LAr} \leq 0,1$ les amas dans le SpaCal n'entrent pas dans le calcul de γ_h.

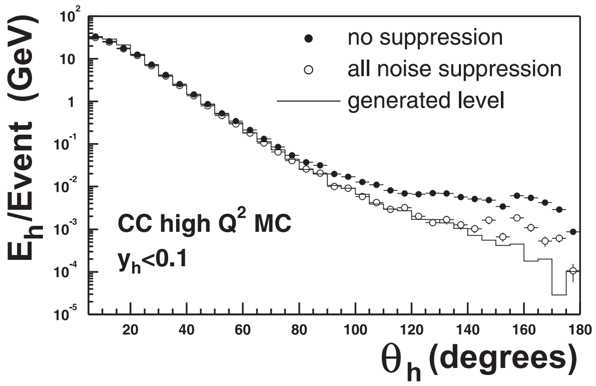


FIG. 5.7: Comparaison entre les distributions d'énergies totales générées et reconstruites pour des événements à bas y_h avec et sans suppression de bruit.

de manière diffractive. Le principe du test est simplement de regarder si la suppression de bruit ne supprimait pas trop de signal dû à de vraies particules. Pour cela on regarde la distance minimale d dans le plan η, φ entre chaque particule générée (avec $pt_{gen} > 180$ MeV pour que la particule atteigne le calorimètre) et tous les amas. En regardant cette distance minimale avant suppression de bruit d_{nosup} et après suppression de bruit d_{sup} on peut voir si du signal a été supprimé. Les figures 5.8 et 5.9 sont des histogrammes de d_{sup} en fonction de $d_{sup} - d_{nosup}$. On remarque tout d'abord que les entrées sont

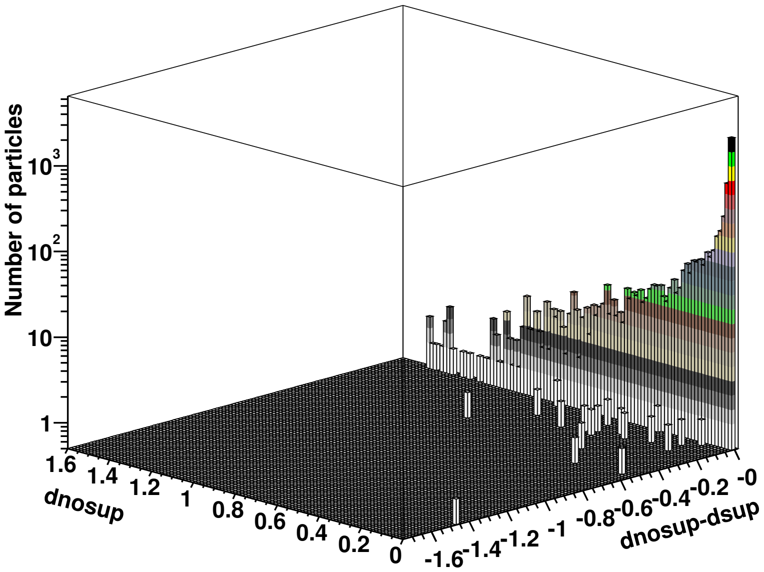


FIG. 5.8: Histogramme du nombre d'entrées selon la distance minimale en η, φ entre une particule générée et une particule candidate avant d_{nosup} et après d_{sup} suppression de bruit. Ici échantillon de production de charme en DIS.

concentrées à $d_{sup} - d_{nosup} = 0$, ce qui veut dire que la suppression de bruit ne supprime pas trop de signal, et dans le plan $d_{sup} - d_{nosup} = 0$ la région $d_{nosup} \simeq 0$ domine, donc la particule générée est en général correctement associée à un candidat. La région pertinente pour regarder le signal supprimé est la région $d_{nosup} \simeq 0$ (où les particules générées et reconstruites sont correctement associées) et $d_{nosup} - d_{sup} < 0$. On voit deux entrées sur la

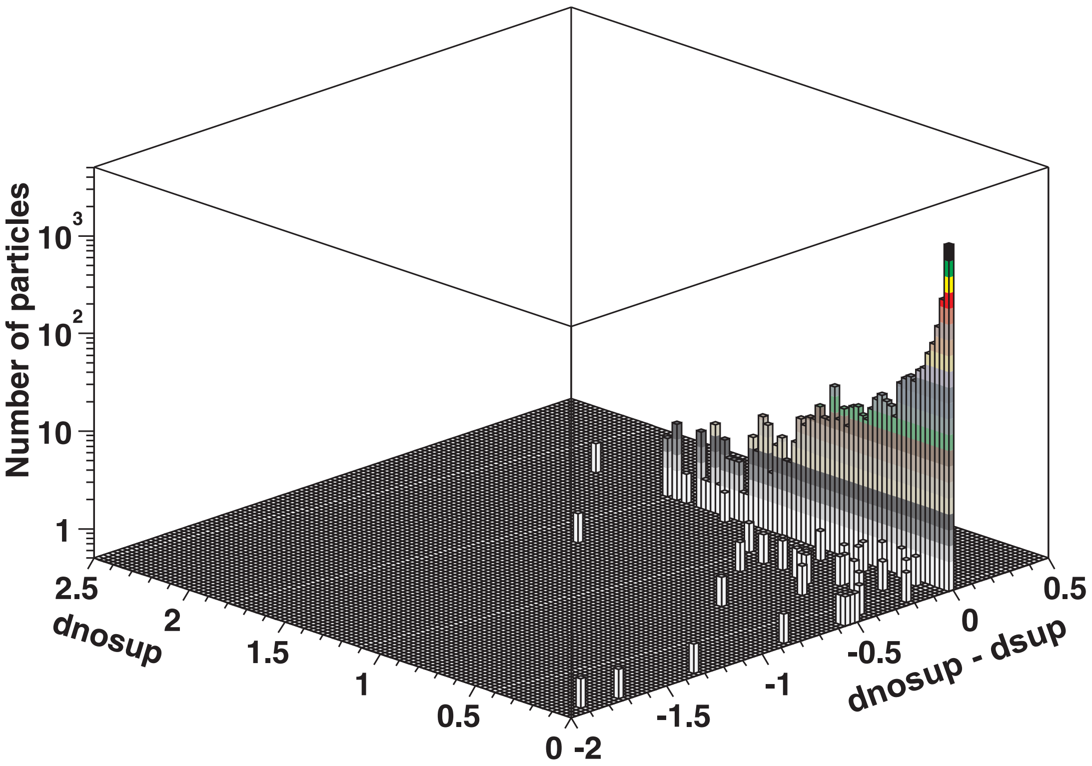


FIG. 5.9: Histogramme du nombre d'entrées selon la distance minimale en η, φ entre une particule générée et une particule candidate avant d_{nosup} et après d_{sup} suppression de bruit. Ici échantillon de production de charme en photoproduction.

figure 5.8, à $d_{nosup} - d_{sup} = -0,5$ et $-1,5$. La première correspond à un π^- supprimé par l'algorithme NEWSUP et la deuxième un neutrons supprimé par l'algorithme HNOISE. Pour l'histogramme de la figure 5.9 cinq particules (deux γ, deux K_0^L et un n) sont supprimées. Ceci est dû à la topologie spéciale de ces événements de production de mésons charmés dans lesquels un grand nombre de particules est produit sur un grand domaine en η. On peut conclure en regardant la table 5.2 que la perte de signal authentique est très faible par rapport au bruit supprimé. Un test a aussi été réalisé sur un échantillon de J/Ψ

TAB. 5.2: Inefficacités des identifiacteurs de bruit de fond.

D^* photoproduction		Inefficacité
2 suppressions de signal	717 amas newsup	0,2%
3 suppressions de signal	114 amas hnoise	2,6%
D^* en DIS à bas Q^2		Inefficacité
1 suppression de signal	562 amas newsup	0,2%
1 suppression de signal	140 amas hnoise	0,7%

produits de manière diffractive. Deux muons sans traces associées et bien sur pas trouvés par l'identificateur de muons ont été supprimés par HNOISE, et ce pour 10^4 événements J/Ψ. Il n'y a donc pas de problème vis-à-vis de l'identification des muons.

On peut conclure en disant que la suppression de bruit réalise un bon compromis entre efficacité et sécurité. Chaque amas supprimé est étiqueté et le quadrivecteur de l'ensemble du bruit est stocké sur la HAT. Au niveau de l'analyse, on peut vérifier que la suppression de bruit est identique entre données et MC. La figure 5.10 montre les distributions d'énergie et angulaires du bruit supprimé dans l'analyse NC. On voit que la

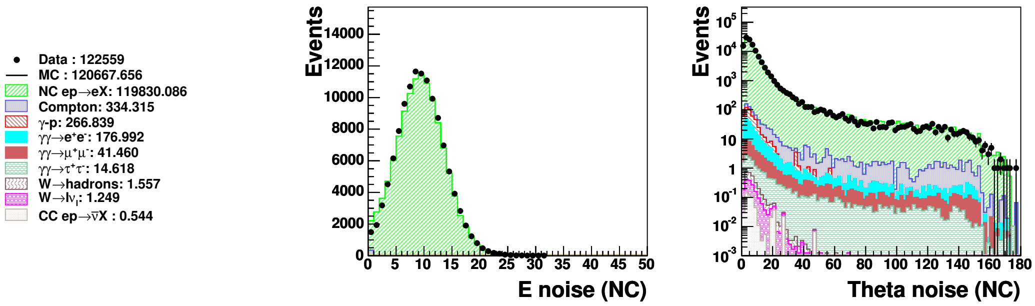


FIG. 5.10: Distribution d'énergie et d'angle polaire du bruit supprimé dans l'analyse pour les données 2003–2004.

suppression de bruit au niveau de l'analyse (10 GeV en moyenne) représente environ 20% de la suppression de bruit en ligne (de l'ordre de 50 GeV). On note un assez bon accord entre les données et le MC, on va attribuer une erreur systématique de 10% sur le bruit supprimé, c'est-à-dire que l'on ajoutera (ou retranchera) 10% du quadrivecteur du bruit supprimé à l'état final hadronique total pour évaluer l'impact sur les sections efficaces.

5.3.3 L'algorithme Hadroo2

Nous allons maintenant décrire l'algorithme Hadroo2 qui réalise la création des particules de l'état final hadronique à partir des traces et des amas.

Choix d'une trace ou d'un amas

L'algorithme utilise la liste des bons amas issus des corrections de la section 5.3.2 et la liste des traces de bonne qualité précédemment décrite. L'idée centrale de l'algorithme de flux d'énergie est la combinaison des traces et des amas. Comme les deux sont disponibles pour une particule chargée, on cherche à obtenir la meilleure mesure, c'est à dire la plus précise. Pour cela, pour chaque trace on évalue quelle serait l'erreur correspondante si l'énergie de la particule était mesurée dans le calorimètre. On note que cette évaluation est basée uniquement sur la trace, mais il n'est pas possible de prendre une décision basée sur l'énergie déposée dans le calorimètre car il peut y avoir une contribution provenant des particules neutres. On suppose que chaque trace provient d'un pion, avec pour énergie $E^2_{trace} = p^2_{trace} + m^2_\pi = pt^2_{trace}/\sin^2\theta + m^2_\pi$. L'erreur sur cette énergie est obtenue par propagation d'erreur standard utilisant les erreurs déterminées lors de l'ajustement de la trace :

$$\frac{\sigma_{E_{trace}}}{E_{trace}} = \frac{1}{E_{trace}}\sqrt{\frac{pt^2_{trace}}{\sin^4\theta}\cos^2\theta\sigma^2_\theta + \frac{\sigma^2_{pt}}{\sin^2\theta}} \tag{5.36}$$

où σ_{pt} et σ_θ sont les erreurs sur pt et θ et l'on néglige les corrélations. On vérifie que l'utilisation de la matrice de covariance entière donne des résultats similaires à au plus 2%.

La base de l'algorithme est de comparer les résolutions relatives obtenues avec la mesure des détecteurs de traces et la mesure avec le calorimètre. On fait maintenant l'hypothèse que l'erreur correspondante de la mesure de cette particule dans le LAr donnerai lieu à une erreur $\sigma_{E\,LAr\,attendue}$

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{LAr\,attendue} = \frac{\sigma_{E\,LAr\,attendue}}{E_{trace}} = \frac{0,5}{\sqrt{E_{trace}}}. \tag{5.37}$$

Si le test suivant est vrai :

$$\frac{\sigma_{E_{trace}}}{E_{trace}} < \frac{\sigma_{E\,LAr\,attendue}}{E_{trace}} \tag{5.38}$$

la trace est considérée comme bien mesurée et l'on crée une particule candidate avec elle. La figure 5.11 montre les résolutions relatives sur les traces comparées avec ce qui est attendue pour le LAr. Le point de croisement donne une idée du moment où l'information du calorimètre est préférée à celle des détecteurs de traces. On voit que la mesure des traces est plus précise que celle du calorimètre jusqu'à 12 GeV pour les traces Avants, 25 GeV pour les traces Centrales et environ 13 GeV pour les traces Combinées. On voit aussi que l'erreur sur les traces est relativement bien décrite par le Monte Carlo, au moins jusqu'au point de croisement.

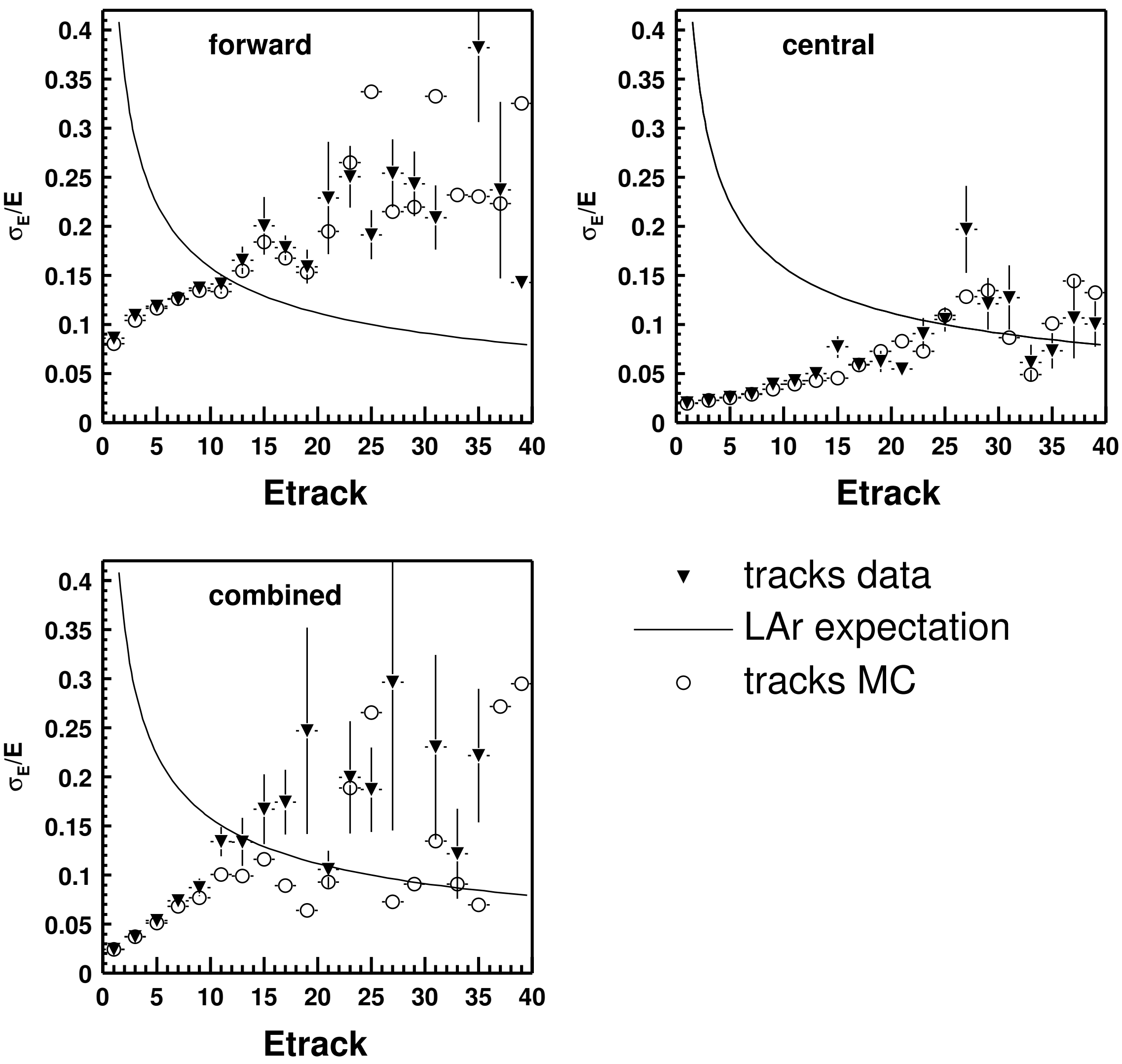


Fig. 5.11: Résolutions relatives obtenues pour les différents types de traces comparées à la résolution attendue dans le calorimètre LAr.

Procédure de soustraction

Chaque trace est extrapolée jusqu'à la surface du calorimètre comme une hélice, et en ligne droite une fois dans le calorimètre. On calcule l'énergie calorimétrique $E_{cylindre}$ comme étant la somme de tous les amas dans le volume commun d'un cône d'ouverture $2\pi/3$ et de deux cylindres de rayons 25 (50) cm dans la partie électromagnétique (respectivement hadronique) du LAr. Ce volume sera maintenant appelé «le cylindre» et est montré sur la figure 5.12. Les valeurs de ce cylindre sont telles qu'il contient raisonnable-

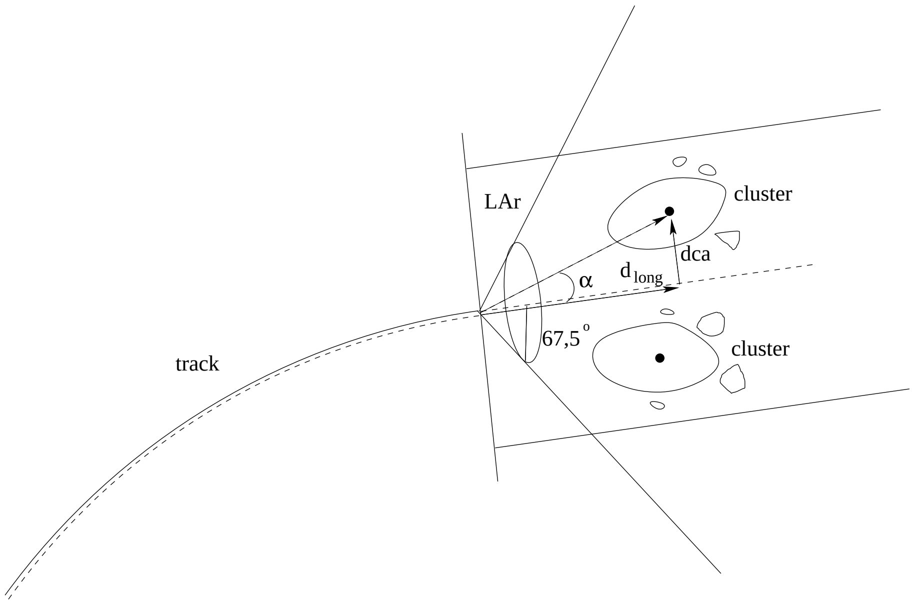


Fig. 5.12: L'axe du cône et des cylindres est l'extrapolation en ligne droite de la trajectoire de la particule dans le calorimètre. La distance de plus courte approche *dca* d'un amas est définie par rapport à cette ligne droite.

ment toute une gerbe hadronique. Des petites variations de ces valeurs ne donnent pas lieu à des changements significatifs des performances de l'algorithme.

La trace est considérée comme compatible avec la mesure calorimétrique si

$$E_{trace} \in \left[E_{cylindre} - 1,96\sigma_{E_{cylindre}}, E_{cylindre} + 1,96\sigma_{E_{cylindre}}\right] \tag{5.39}$$

avec $\sigma_{E_{cylindre}} = 0,5\sqrt{E_{cylinder}}$. Maintenant si l'équation (5.38) est vraie ou que l'équation (5.38) est fausse et que

$$E_{trace} < E_{cylindre} + 1,96\sigma_{E_{cylindre}}, \tag{5.40}$$

alors la mesure de la trace est utilisée pour faire une particule candidate. Dans ce cas de l'énergie calorimétrique doit être supprimée pour éviter tout double comptage. Si

$$E_{cylindre} < E_{trace} \times \left[1 + 1,96\sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_{trace}}}{E_{trace}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2_{LAr\,attendue}}\right] \tag{5.41}$$

alors $E_{cylindre}$ est supprimée, autrement seulement une quantité d'énergie égale à E_{trace} est supprimée. Les amas sont supprimés par ordre de dca croissante, et si plusieurs amas sont supprimés dans le cône l'énergie du dernier peut être ajustée de façon à ce que seulement E_{trace} soit supprimée. La signification de l'équation (5.41) est la suivante : la mesure calorimétrique a pu fluctuer, mais les traces bien mesurées contraignent la quantité d'énergie provenant des particules chargées. On supprime donc toute la mesure calorimétrique sauf si la fluctuation observée est au-delà de 97,5 % (correspondant au 1,96 dans la formule en supposant des fluctuations gaussiennes) auquel cas on suppose que l'énergie $E_{cylindre} - E_{trace}$ provient de particules neutres. C'est donc une façon de décider s'il y a une composante neutre dans la mesure d'énergie du calorimètre sans croire systématiquement aux fluctuations positives de cette mesure. Au cas où l'équation (5.38) est fausse et que l'équation (5.39) est vraie alors la mesure du calorimètre est utilisée et la trace n'est pas considérée. Une fois que toutes les traces ont été considérées on crée des particules candidates à partir des amas restants. L'impulsion de ces amas est ajustée pour obtenir des particules de masse nulle.

La figure 5.13 illustre le fonctionnement de l'algorithme dans plusieurs cas.

Composition de l'état final hadronique

La composition de l'état final hadronique est montrée sur la figure 5.14 qui représente le poids relatif des différentes contributions à l'impulsion transverse totale. Lorsque l'énergie transverse augmente, la contribution des traces diminue, conformément à l'équation 5.38. En fonction de l'angle hadronique γ_h, on voit que dans la région centrale l'état final hadronique est composé pour moitié de traces et pour moitié d'amas. Vers l'avant l'état final est quasiment dominé par les amas calorimétriques car les traces purement Avant ne sont pas considérées, leurs contributions étant très mal décrites par le MC. La figure 5.15 montre les contributions relatives au $y_h \propto E_h - pz_h$ des amas du LAr, des traces, du Spacal, du bruit (supprimé, soit $(E_b - pz_b)/(E_h - pz_h + e_b - pz_b)$) en fonction de y_h. On voit qu'à bas y_h, c'est-à-dire vers l'avant, la contribution du LAr est dominante. La contribution du bruit est conforme à ce que l'on s'attend (voir par exemple la figure 5.5).

Comparaison avec d'autres algorithmes

Dans le passé plusieurs approches ont été utilisées. Pour les analyses inclusives, des algorithmes utilisant seulement les amas du calorimètre ont été utilisés, ce que l'on appelle algorithme «amas seulement». Cet algorithme souffre du manque de la composante des traces à bas pt. L'algorithme FSCOMB, très utilisé dans le passé, a été une des premières tentatives de combiner les traces et les amas. Les traces n'étaient considérées que pour $pt < 2$ GeV, car les traces de grandes impulsions n'avaient pas encore été étudiées en détail au moment de la conception. La procédure de soustraction était faite de telle manière que seulement E_{trace} était supprimée, et jamais $E_{cylindre}$. Il n'y avait donc pas d'équivalent à l'équation (5.41) et l'on faisait automatiquement confiance à la mesure du LAr.

FIG. 5.13: Exemples de comportement de l'algorithme Hadroo2 dans trois situations impliquant des traces et des amas. Sur la première ligne, une trace d'énergie 10 GeV mesurée avec une précision de 4% est gardée d'après l'équation (5.38) et toute l'information calorimétrique est supprimée d'après l'équation 5.41. Sur la deuxième ligne l'information de la trace est toujours gardée, mais l'énergie de 15 GeV dans le cylindre est identifiée comme étant due à une composante neutre d'après l'équation (5.41) et seulement l'énergie de la trace est soustraite. Sur la troisième ligne la trace n'est pas bien mesurée (15% de précision) et donc l'information calorimétrique est utilisée.

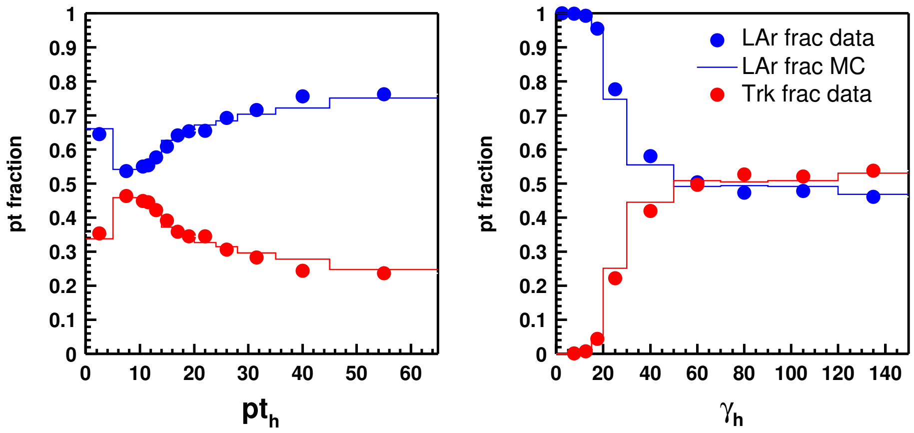


FIG. 5.14: Contribution des traces et des amas à l'impulsion totale de l'état final hadronique.

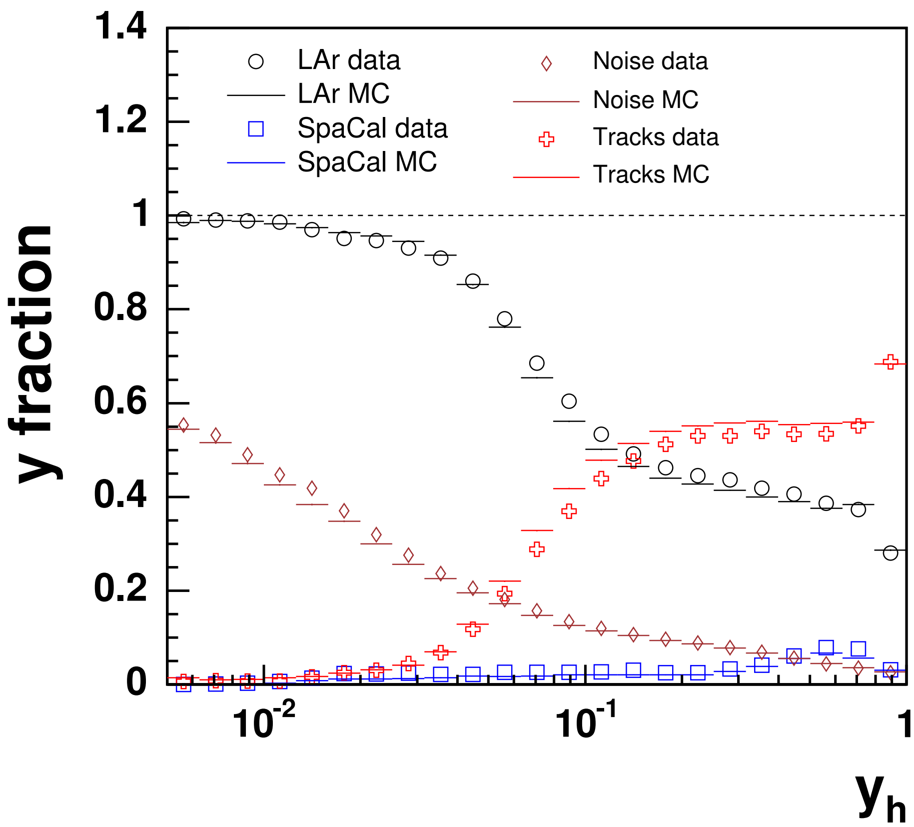


FIG. 5.15: Contributions du LAr, des traces, du SpaCal et du bruit au $y_h \propto E_h - Pz_h$ total en fonction de y_h.

5.4 Contrôle de l'échelle d'énergie électromagnétique

L'échelle d'énergie électromagnétique est un élément fondamental pour la mesure des NC, étant donné que l'énergie de l'électron est un élément fondamental de la reconstruction cinématique. En plus de la connaissance de l'échelle d'énergie absolue, l'accord entre les données et la simulation MC est aussi cruciale car c'est par comparaison avec le MC que s'effectue la correction d'acceptance expérimentale. Nous allons voir ici les tests effectués pour le contrôle de l'échelle d'énergie électromagnétique, avec un échantillon d'événements inclusifs et un échantillon d'événements QED Compton élastiques.

5.4.1 Principe de la calibration électromagnétique

Je n'ai pas pris part à la réalisation de la calibration électromagnétique réalisée dans [Hens] suivant la méthode décrite dans [Hein99]. Pour résumer le principe de cette méthode, il s'agit d'utiliser l'énergie de l'électron E_{DA} calculée par la méthode double angle comme référence. Pour cela on se restreint à la zone $y_\Sigma < 0,3$ pour garantir une bonne résolution. Ensuite on ajuste la réponse globale de chacun des octants de chaque roue du calorimètre. Cette méthode est limitée par la statistique de l'échantillon dans la partie avant du calorimètre. La zone de la BBE est aussi difficile à calibrer à cause des pertes importantes.

5.4.2 Contrôle de la calibration électromagnétique pour les événements inclusifs et les événements QED Compton élastiques

Nous allons maintenant effectuer le test de la calibration électromagnétique. D'une part avec un échantillon inclusif, mais comme on va le voir la sélection des événements inclusifs implique de se restreindre à de grandes énergies de l'électron, supérieures à 20 GeV. Pour tester la calibration dans un domaine d'énergie plus bas utilisé dans l'analyse NC (qui inclus les électrons jusqu'à environ 11 GeV) on utilise des événements QED Compton élastiques. Ce processus à été décrit dans la section 2.3.5 du chapitre 2 auquel il est utile de se reporter.

Sélection des événements inclusifs

La sélection des événements inclusifs utilisés pour tester la calibration est la suivante (avec les données 03–04)

- Bonne qualité de l'événement (HV, etc)
- Un seul électron, hors d'un interstice du LAr
- $E_{DA} > 11$ GeV,$y_{DA} < 0,9$
- $|z_{vtx}| < 35$ cm,
- $44 < E_{tot} - pz_{tot} < 66$ GeV,
- $\gamma - h > 8^o$,
- $y_\Sigma < 0,3 || z_e > 20$ cm
- $y_\Sigma < 0,5 || z_e < 20 || z_e > 100$ cm

Les trois dernières coupures étant destinées à obtenir une bonne résolution sur la mesure de l'énergie double angle, en font que l'on se restreint à de petites valeurs de y_Σ sauf dans la région avant du calorimètre. Ceci à pour effet de sélectionner des événements ayant $E_{DA} > 20$ GeV.

Sélection des événements de QED Compton Elastiques

Les événements de QED Compton élastiques on une signature claire : deux particules électromagnétiques isolées dos à dos sans aucune autre énergie mesurée. Il est inutile ici d'essayer de distinguer l'électron diffusé du photon, les deux ayant un rôle symétrique pour le test de la calibration. On appelle 1 et 2 les particules telles que $\theta_1 > \theta_2$. Le détail de la sélection est donné par

- Bonne qualité de l'événement (HV, etc)
- exactement deux particules électromagnétiques hors des interstices du LAr,
- $E_{1,2} > 11 GeV$
- $|z_{vtx}| < 35$ cm,
- $45 < E_{tot} - pz_{tot} < 65$ GeV pour réduire la contribution des événements radiatifs, leur reconstruction des énergies à partir des angles étant biaisée,
- un nombre de traces DTRA ≤ 3, car la probabilité de conversion du photon n'est pas négligeable
- les deux particules sont dos à dos $\Delta(\phi_1, \phi_2) < 165^o$
- toute autre énergie mesurée $< 0,5$ GeV pour assurer qu'il n'y ait que les deux particules électromagnétiques, ce qui rejette les événement de QED Compton inélastiques.

D'après le MC, l'échantillon ainsi sélectionné est composé à $95,6\%$ d'événements de QED Compton, à $2,5\%$ d'événements $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ et à $1,7\%$ d'événements NC. La figure 5.16 montre les distributions de contrôle E_1 et θ_1. On remarque que la majorité de la statis-

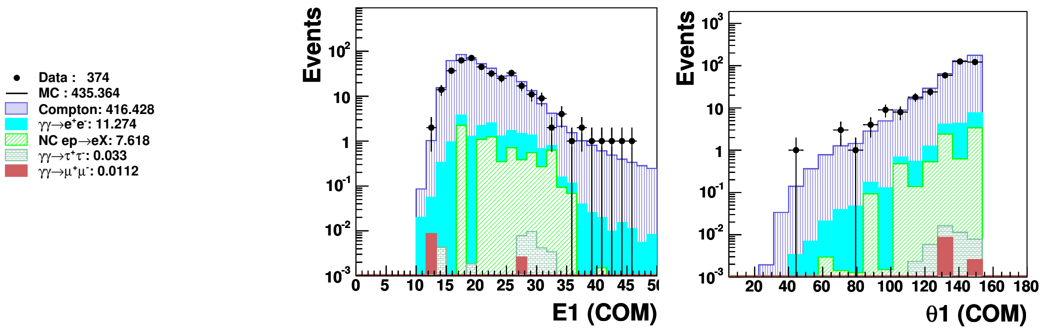


FIG. 5.16: Distributions de contrôle de l'échantillon sélectionné. Cela confirme la qualité de la sélection.

tique se trouve dans la région arrière et que la région $E < 20$ GeV est assez bien couverte. Maintenant on peut utiliser l'équation 2.121 pour déterminer l'énergie des particules électromagnétiques de chaque événement.

Résultats

On réalise les histogrammes d'énergie balance $E_{bal} = E/E_{DA}$ pour plusieurs domaines en E_{DA} et plusieurs domaines en θ, puis on réalise un ajustement gaussien de la partie centrale de ces distributions. Les figures 5.17 et 5.18 montrent les tests pour l'énergie absolue E_{bal} et l'accord entre les données et le MC avec le double rapport $E_{bal}^{data}/E_{bal}^{MC}$. Pour la figure 5.17 on voit qu'entre 120^o et 140^o où la statistique est la plus importante, il y a un relativement bon accord tant sur l'échelle absolue que sur l'accord entre les données et le MC. En fonction de l'énergie, sur la figure 5.18 on voit que les événements Compton permettent d'étendre le test de la calibration vers des énergies plus faibles.

En conclusion, ce test permet d'établir la validité de la calibration préliminaire. D'après les figures 5.17 et 5.18 on estime l'erreur systématique totale sur l'énergie de l'électron à $1,5\%$ (et 3% dans la région avant $z_e > 100$ cm à cause de la statistique limitée), dont $0,5\%$ seront considérés comme une erreur systématique corrélée due à la méthode de calibration qui se repose sur l'énergie double angle comme référence. Une calibration finale devrait pouvoir permettre de diminuer cette erreur. Maintenant que l'échelle d'énergie électromagnétique du détecteur est sous contrôle, on va s'intéresser à l'échelle d'énergie hadronique qui est un point clé en particulier pour l'analyse CC.

5.5 Détermination de l'échelle d'énergie hadronique

La connaissance de l'échelle d'énergie hadronique est cruciale pour de nombreuses analyses. Les analyses de recherches de nouvelles particules ont besoin de la meilleure résolution possible pour la reconstruction de la masse invariante. La calibration hadronique est aussi déterminante pour les analyses étudiant l'état final hadronique et l'analyse des événements CC. Dans cette section nous allons voir le principe de la calibration hadronique, la détermination et l'application des constantes de calibration et enfin les tests de cette calibration qui sera utilisée dans l'analyse.

5.5.1 Principe de la calibration

On va utiliser les quantités déterminées avec la cinématique double angle comme référence. Le principe de la calibration dite *absolue* est de faire coïncider l'impulsion transverse du système hadronique total pt_h avec le pt_{DA}. L'état final hadronique de Hadroo2 étant constitué de traces et d'amas, on vérifie que les traces sont calibrées en regardant la masse invariante du K^0 reconstruite à partir des traces de la désintégration en deux pions, ce qui est montré sur la figure 5.19. L'échelle d'énergie des traces est connue à mieux que 1% près. On va donc chercher à calibrer le pt_h en ne modifiant que l'échelle d'énergie des amas calorimétriques. On définit la balance des impulsions transverses $pt_{bal} = pt_h/pt_{DA}$ qui reçoit des contributions des traces et des amas non calibrés

$$\frac{pt_h}{pt_{DA}} = pt_{bal} = pt_{bal\,Traces} + pt_{bal\,Amas\,Non\,calibres}, \tag{5.42}$$

ce que l'on peut écrire

$$F_{ptbal} = F_T + F_{A.N.}. \tag{5.43}$$

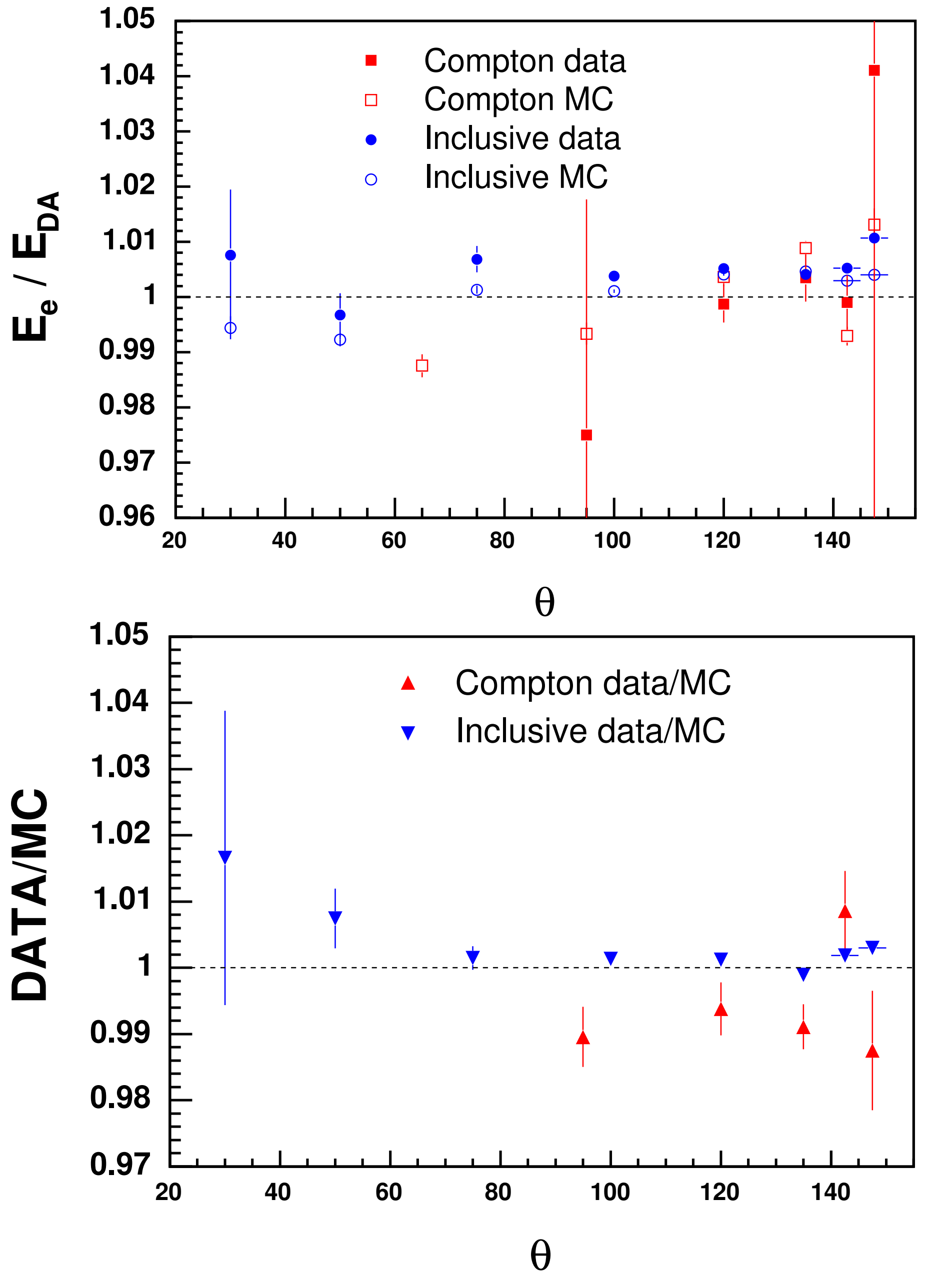


FIG. 5.17: Valeurs centrales des ajustements pour les distributions d'énergie balance et les rapports $E_{bal}^{data}/E_{bal}^{MC}$ en fonction de θ.

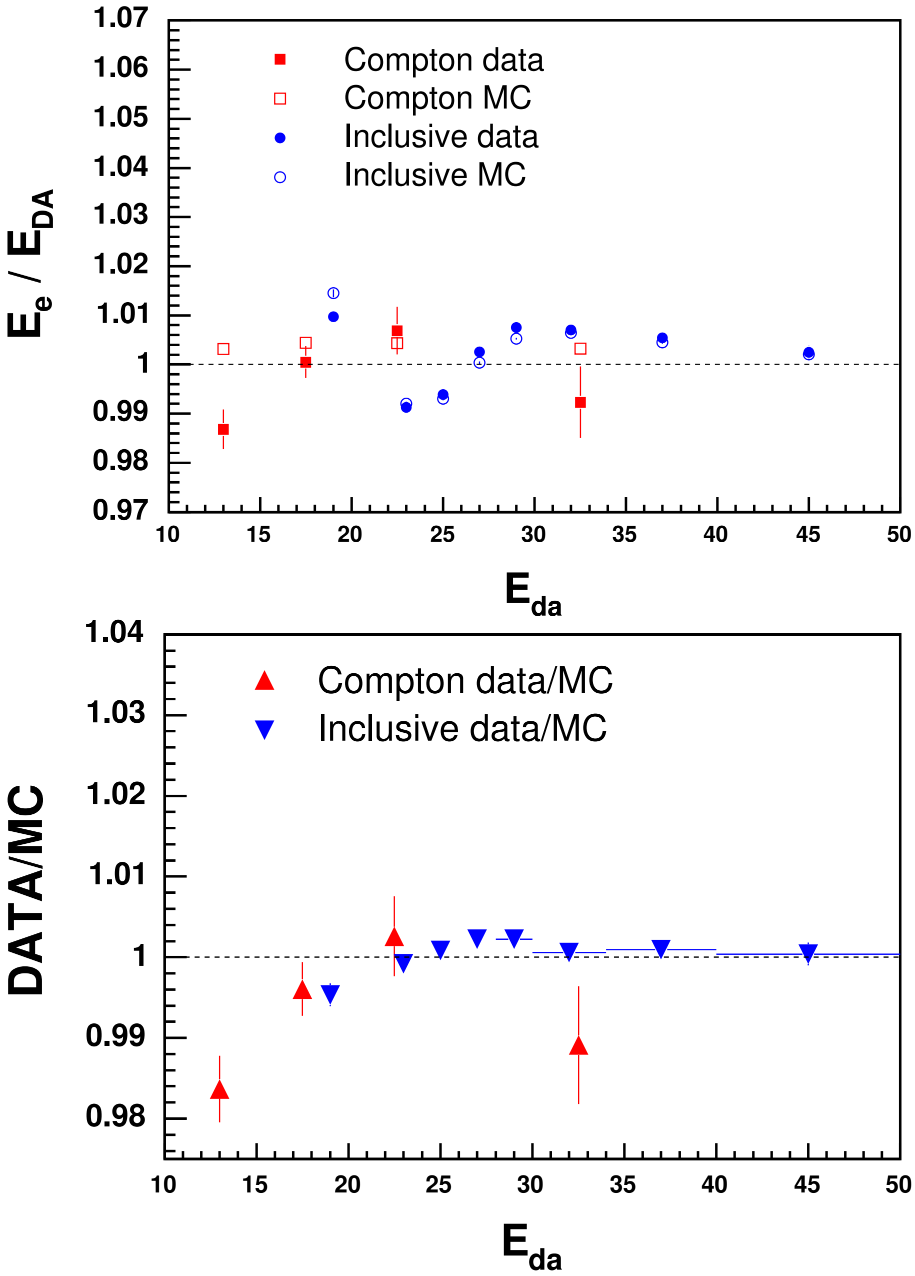


FIG. 5.18: Valeurs centrales des ajustements pour les distributions d'énergie balance et les rapports $E_{bal}^{data}/E_{bal}^{MC}$ en fonction de E_{DA}.

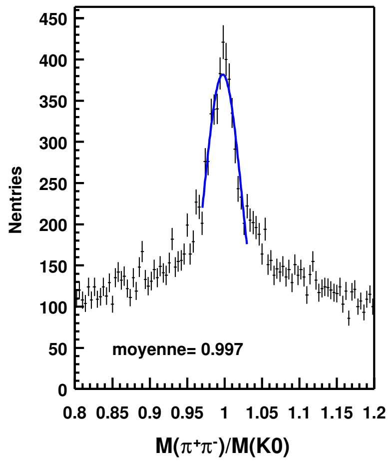


Fig. 5.19: Masse invariante du K^0 calculée avec les traces des deux pions de désintégration.

Or on cherche à obtenir

$$pt_{bal} = 1 = pt_{bal\,Traces} + pt_{bal\,Amas\,Calibres} \tag{5.44}$$

$$\text{soit} \quad 1 = F_T + F_{A.C.}. \tag{5.45}$$

Nous allons calibrer les amas de telle sorte que

$$F_{A.C.} = f \times F_{A.N.} \tag{5.46}$$

où f est le coefficient de calibration. En insérant (5.46) dans (5.44) on obtient simplement

$$f = \frac{1 + F_{ptbal} \times (F_{A.N.} - 1)}{F_{ptbal} \times F_{A.N.}}. \tag{5.47}$$

On corrigera les amas de chaque jet avec un facteur de ce type qui est fonction de θ et de pt_{DA} et donc va varier d'un jet à l'autre. En résumé, l'état final hadronique calibré est obtenu de la façon suivante : on part du quadrivecteur énergie–impulsion du système hadronique non calibré, obtenu par addition de toutes les particules excepté l'électron diffusé

$$p_{HFS,Uncalibrated} = \sum_i p_{jet\,i,Uncalibrated} + p_{HFS,not\,in\,jet} \tag{5.48}$$

où $p_{HFS,not\,in\,jet}$ est la partie de l'état final hadronique qui n'est pas dans les jets. Pour chaque jet la calibration est réalisée en multipliant l'énergie des amas par un facteur f. Pour être cohérent avec le schéma de combinaison kt les quantités $\varphi_{jet}, \eta_{jet}, pt_{jet}$ sont recalculées après calibration de manière adéquate et le jet final est de masse nulle. La partie qui n'est pas dans les jets reçoit quand même l'application d'un facteur de calibration relatif $f^{rel}(\theta)$ pour obtenir un accord entre données et MC. On applique un facteur

$$p_{HFS,not\,in\,jet\,Calibrated} = \sum_i f^{rel}(\theta_i) p_{HFS\,i,not\,in\,jet}(\theta_i). \tag{5.49}$$

Le système hadronique total calibré est obtenu avec

$$p_{HFS,Calibrated} = \sum_i p_{jet\,i,Calibrated} + p_{HFS,not\,in\,jet\,Calibrated}. \tag{5.50}$$

Nous allons voir maintenant la méthode mise en place pour déterminer les constantes de calibration f et f^{rel}.

5.5.2 Détermination des constantes de calibration

Pour calculer f pour un jet donné on a besoin de F_{ptbal} et de $F_{A.N.}$. Ce dernier est calculé pour chaque jet $F_{A.N.} = pt_{amas}/(pt_{amas} + pt_{traces})$ mais F_{ptbal} ne peut en général pas être calculé pour chaque événement car la méthode double angle peut ne pas être fiable et l'impulsion transverse peut être partagée par plusieurs jets. On utilise donc une paramétrisation de F_{ptbal} ajustée sur un échantillon de calibration bien choisi. La sélection des événements utilisés pour la calibration est :

- Bonne qualité générale de l'événement (hautes tensions, vertex, *etc*),
- $Q^2 \geq 100$ GeV^2,
- un électron avec $pt_e \geq 10$ GeV,
- un et seulement un jet,
- selection pour la qualité de mesure de pt_{DA} :
  - $pt_e/pt_{DA} > 0.88$ pour réduire l'effet de la radiation dans l'état initial,
  - Coupures contre la fuite dans les autres calorimètres $E_{SpaCal}/E_{total} < 1$ %, $pt_{SpaCal}/pt_{total} < 1$ %, $E_{iron}/E_{total} < 1$ % ou $pt_{iron}/pt_{total} < 1$ %
  - $d\theta = |\theta_{had} - \theta_{jet}| < 1.5$. Cettte coupure améliore la mesure de pt_{DA} à bas pt_{jet} et θ_{jet} (voir [JZ99]).

La figure 5.20 montre le rapport pt_{DA}/pt_{gen} avant et après les sélections pour la qualité de mesure de pt_{DA}. L'amélioration sur la mesure de pt_{DA} est claire, et spéciallement le biais

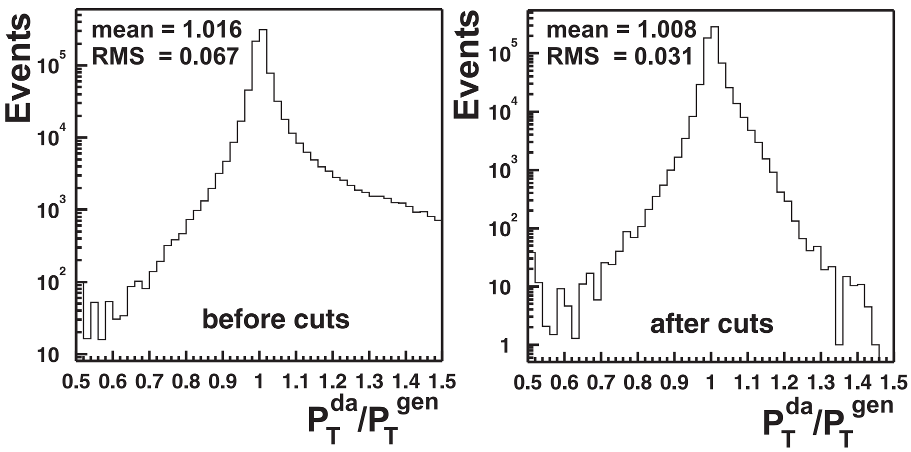
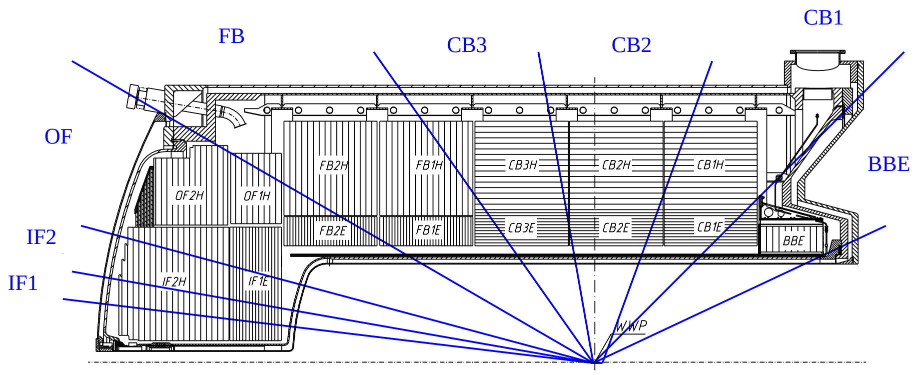


FIG. 5.20: Distributions P_T^{da}/P_T^{gen} avant et après avoir appliqué les sélections de qualité de la mesure de l'impulsion transverse double angle.

vers de grandes valeurs de pt_{DA} due à la radiation QED dans l'état initial est réduit significativement. On peut donc dire que la mesure de l'impulsion transverse avec la méthode double angle est sous contrôle. On note qu'aucune coupure sur l'énergie hadronique n'est réalisée dans la sélection, car une telle coupure introduirait un biais dans les distributions utilisées pour déterminer les constantes de calibration. La sélection des événements avec *un seul jet* permet d'avoir des événements pour lesquels l'état final hadronique est contenu dans une seule région du LAr, ce qui permet d'avoir une estimation de la réponse du détecteur dans cette région particulière.

Les valeurs moyennes de F_{ptbal} en fonction de pt_{DA} sont ajustées pour plusieurs régions d'angle polaire θ, correspondant grossièrement aux différents octanrs du calorimètre, et montrées sur la figure 5.21. La forme fonctionnelle utilisée pour les ajustements est de la



IF1	IF2	OF	FB	CB3	CB2	CB1	BBE
7°-10°	10°-15°	15°-30°	30°-55°	55°-80°	80°-110°	110°-135°	135°-155°

FIG. 5.21: Les différentes parties angulaires du calorimètre LAr définies pour la calibration hadronique.

forme

$$F^{\theta}_{ptbal}(pt_{DA}) = A_{\theta}(1 - \exp^{-B_{\theta} - C_{\theta} pt_{DA}}). \tag{5.51}$$

Un exemple d'ajustement pour les données 03–04 est montré sur la figure 5.22. Pour les constantes de calibration relative f^{rel}, on les détermine pour les données et le MC avec

$$f^{rel}(\theta) = \langle pt_h/pt_{DA} \rangle (\theta), \tag{5.52}$$

et on inclus en plus la région $0 < \theta < 7^o$.

5.5.3 Application de la calibration

Les coefficients de calibration étant déterminés avec des données à grand pt, l'extrapolation de F_{ptbal} vers des régions d'énergie plus basse n'est pas fiable. C'est pourquoi on ne va appliquer la calibration absolue que pour les jets d'impulsion transverse supérieure à 4 GeV. De plus la région très à l'avant $\theta_{jet} < 7^o$ est affectée par une perte d'impulsion transverse dans le tube à vide, et il n'est donc pas possible non plus d'appliquer une calibration absolue. Pour calibrer les hadrons ne faisant pas partie des jets, ou les jets qui ne sont pas calibrés en utilisant F_{ptbal}, on applique le facteur de correction relatif f^{rel}. Pour appliquer la calibration absolue sur un jet, on calcule le facteur f en utilisant $F_{A.N.}$ et F^{θ}_{ptbal} et on multiplie le quadrivecteur p des amas du jet par f. Cependant dans le cas général le

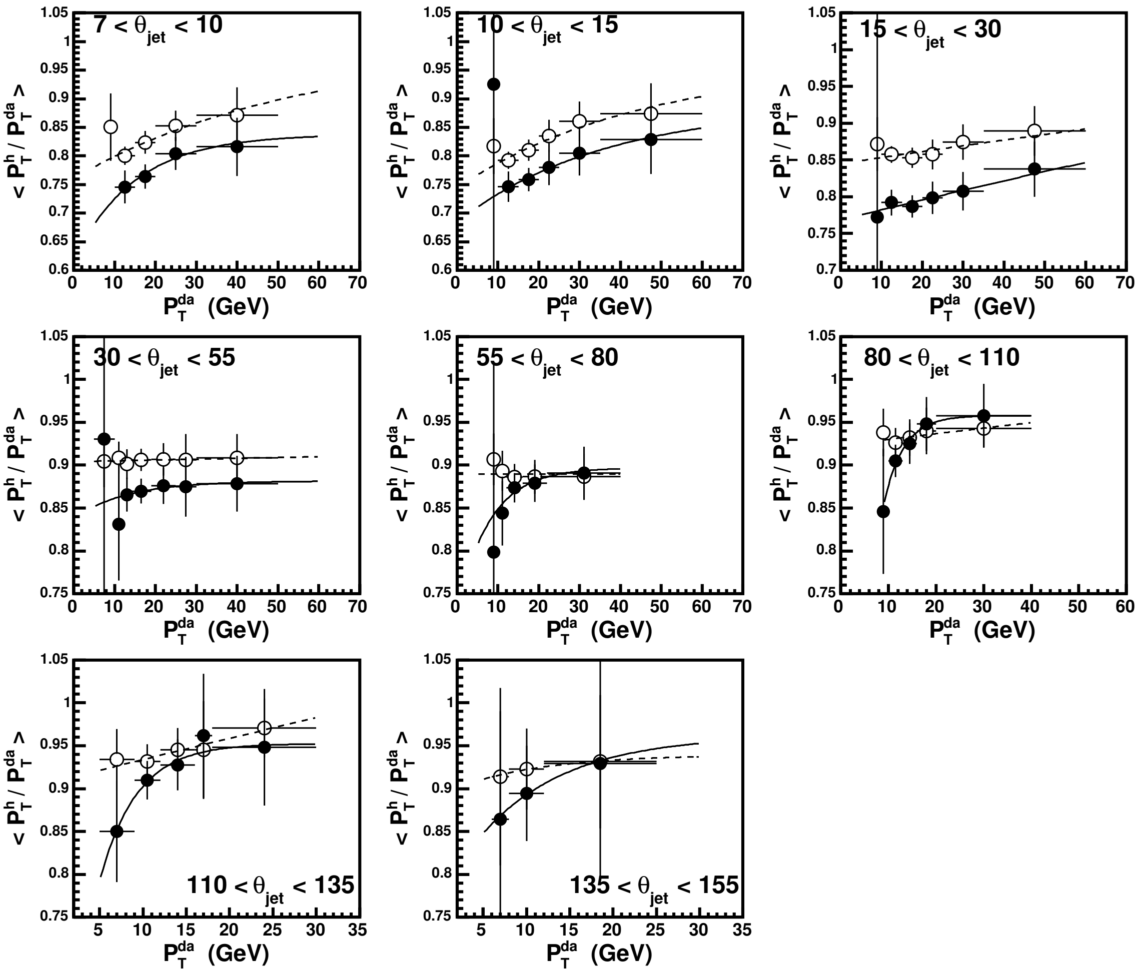


FIG. 5.22: Evolution des valeurs moyennes des distributions de pt_{bal} en fonction de pt_{DA} pour les différentes régions θ_{jet}. Les données sont représentées par des disques noirs et le MC par des disques blancs cerclés de noir. Les lignes pleines et pointillées représentent les ajustements correspondants. Ici les données et le MC correspondent à la période 03–04.

pt_{DA} ne peut pas être utilisé en argument de F^{θ}_{ptbal} car la mesure n'est pas nécessairement fiable, et aussi l'impulsion transverse totale peut être partagée entre plusieurs jets. On va donc utiliser une méthode itérative, et calculer une première fois $pt_{jet\,Cal\,1}$ en utilisant $F^{\theta}_{ptbal}(pt_{jet\,NoCal})$ puis on va recalibrer le jet en utilisant $F^{\theta}_{ptbal}(pt_{jet\,Cal\,1})$. Une itération est suffisante.

5.5.4 Tests de la calibration

La sélection utilisée pour déterminer les constantes de calibration étant assez restrictive, l'utilisation d'une sélection inclusive plus standard permet de disposer de beaucoup plus d'événements pour les tests de la calibration. On utilise la combinaison logique des conditions suivantes :

- Bonne qualité générale de l'événement (hautes tensions, Vertex, *etc*),
- $Q^2 \geq 100$ GeV^2,
- un électron avec $pt_e \geq 10$ GeV,
- $pt_h/pt_e > 0.35$,
- $(E_{tot} - pz_{tot}) > 42$ GeV permet de réduire la radiation dans l'état initial et d'assurer que l'impulsion double angle est relativement correcte,
- $\theta_{jet} > 7°$, ceci permet d'assurer que les jets sont biens contenus dans l'acceptance du calorimètre, et permet donc le test de l'échelle d'énergie absolue.

On va pouvoir déterminer si la méthode de calibration dépend de la sélection utilisée pour déterminer les coefficients. On va séparer les échantillons contenant un jet, deux jets, trois jets, le lot contenant plusieurs jets étant totalement indépendant du lot de calibration et permettent un important test de la méthode.

Echantillon contenant un jet

La distribution de pt_{bal} pour les données et le MC avant et après calibration (période 99–00) est montré sur la figure 5.23. On obtient une mise à l'échelle absolue après calibra-

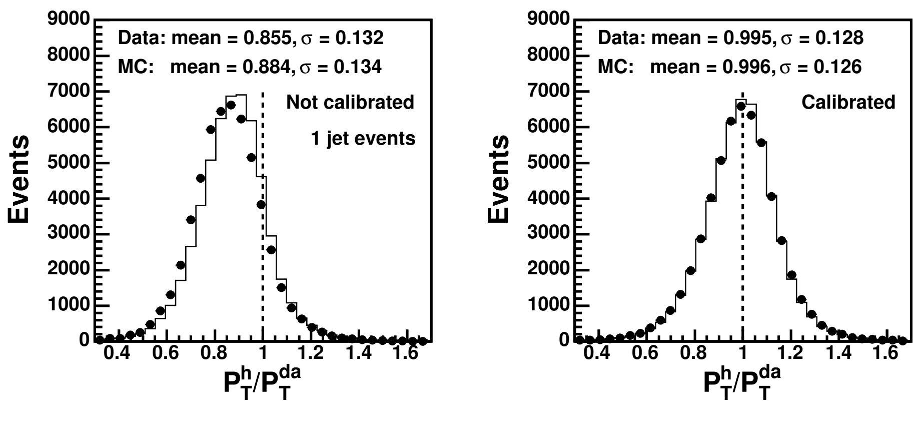


FIG. 5.23: Distribution pt_h/pt_{DA} pour les événements de la sélection de test contenant un seul jet, avant (à gauche) et après (à droite) application de la calibration des jets.

tion, ainsi qu'un très bon accord entre les données et le MC. On remarque que l'application de la calibration améliore la résolution, et ceci peut se comprendre car l'application de la calibration n'est pas linéaire : les événements dont le pt_h a eu tendance à fluctuer par valeur supérieure sont relativement moins corrigés que ceux qui ont fluctué par valeur inférieure. Cela est dû à la forme de F^{θ}_{ptbal}.

Echantillon contenant deux et trois jets

La distribution de pt_{bal} pour les données et le MC avant et après calibration (période 99–00) pour les événements contenant deux jets et trois jets sont montrés sur la figure 5.24. Ici aussi on obtient une mise à l'échelle absolue après calibration, ainsi qu'un bon

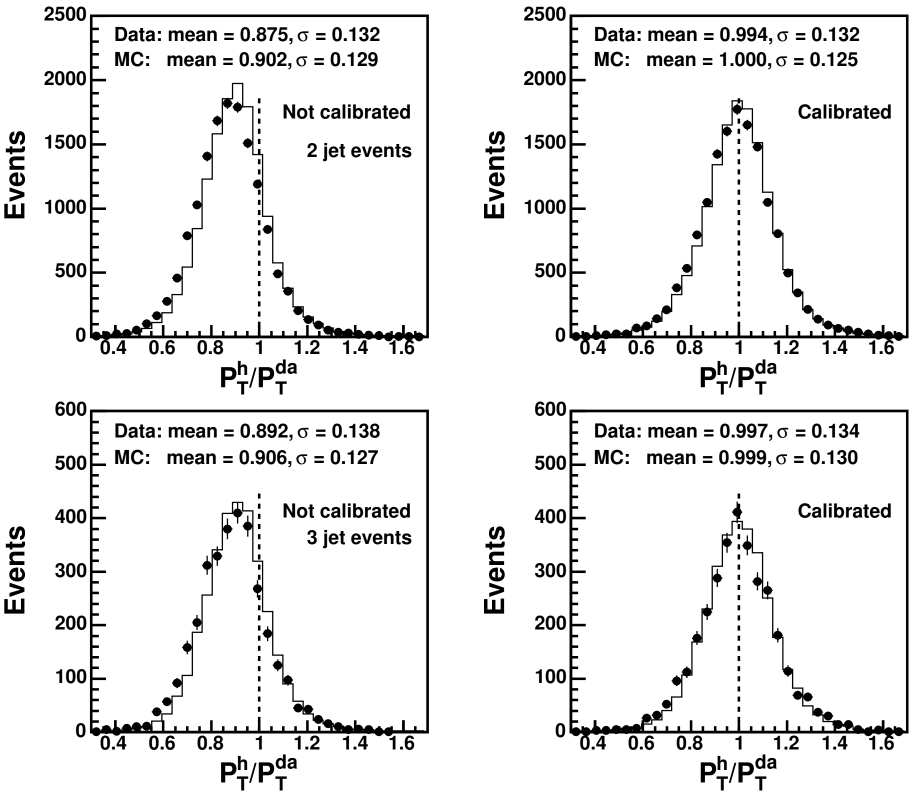


FIG. 5.24: Distribution pt_h/pt_{DA} pour les événements de la sélection de test contenant un seul jet, avant (à gauche) et après (à droite) application de la calibration des jets.

accord entre les données et le MC. Ces résultats valident la méthode de calibration.

Echantillon inclusif

On peut finalement réaliser un test pour un échantillons inclusif, regroupant les événements quelque soit le nombre des jets. La figure 5.25 montre la moyenne des distributions de pt_{bal} en fonction de θ et de pt_{DA} pour les données 03–04 avant et après calibration. Avant calibration l'échelle absolue est sous-estimée de près de 20%. Après calibration l'échelle absolue est atteinte à $\pm 2\%$ près partout. Il faut préciser que dans la sélection

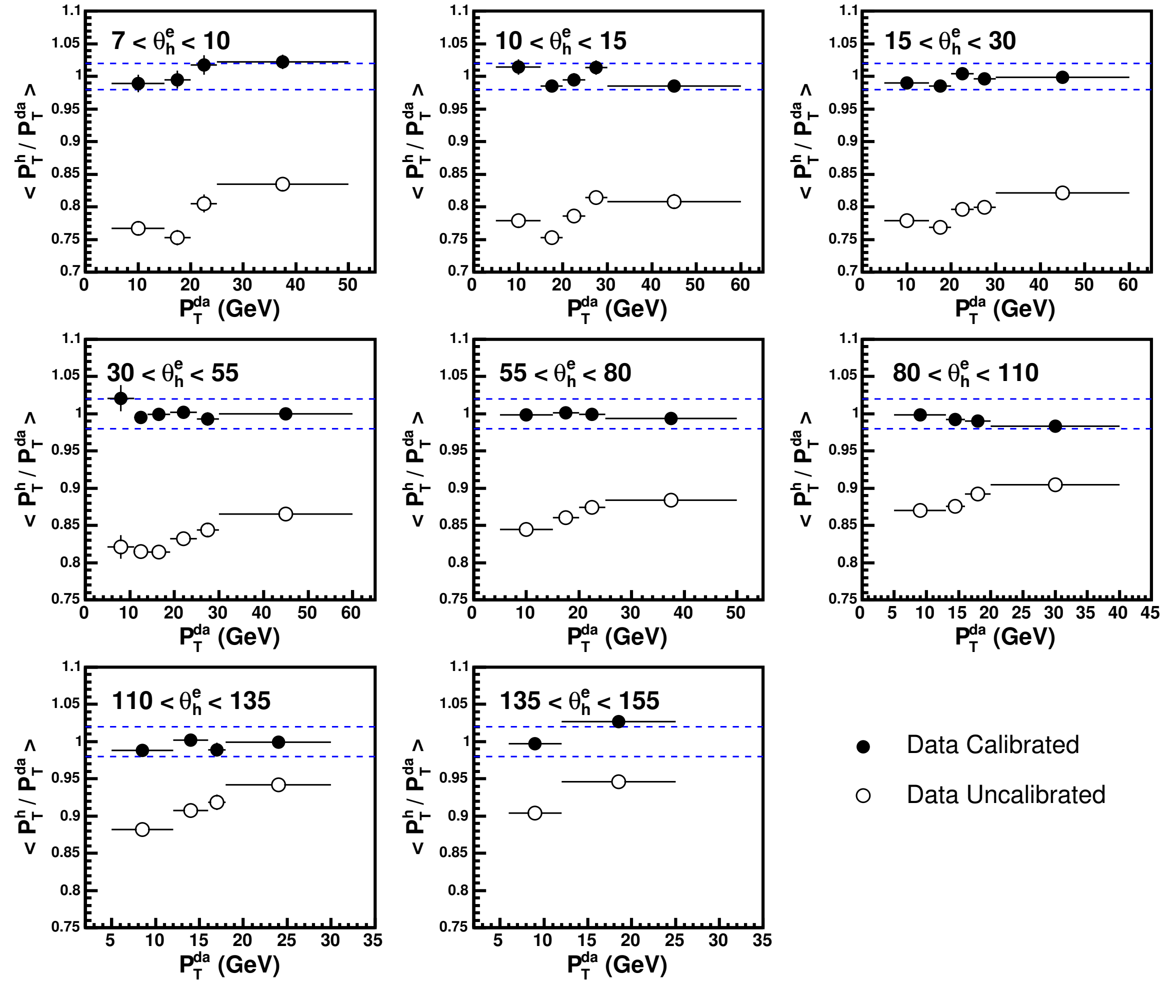


FIG. 5.25: Valeur moyenne des distributions de pt_{bal} en fonction de θ et de pt_{DA}. Pour des données 03–04 avant et après calibration.

utilisée pour l'analyse des événements NC du chapitre 6, on ne s'attend pas à ce que l'échelle absolue soit atteinte, car la pt_{DA} ne constitue pas une référence fiable pour tous les événements. Par contre ce qui sera important est la description des biais par le MC. L'accord entre les données et le MC pour $\langle pt_{bal} \rangle$ avant et après calibration est montré sur la figure 5.26. On obtient un bon accord entre données et MC sur les valeurs moyennes,

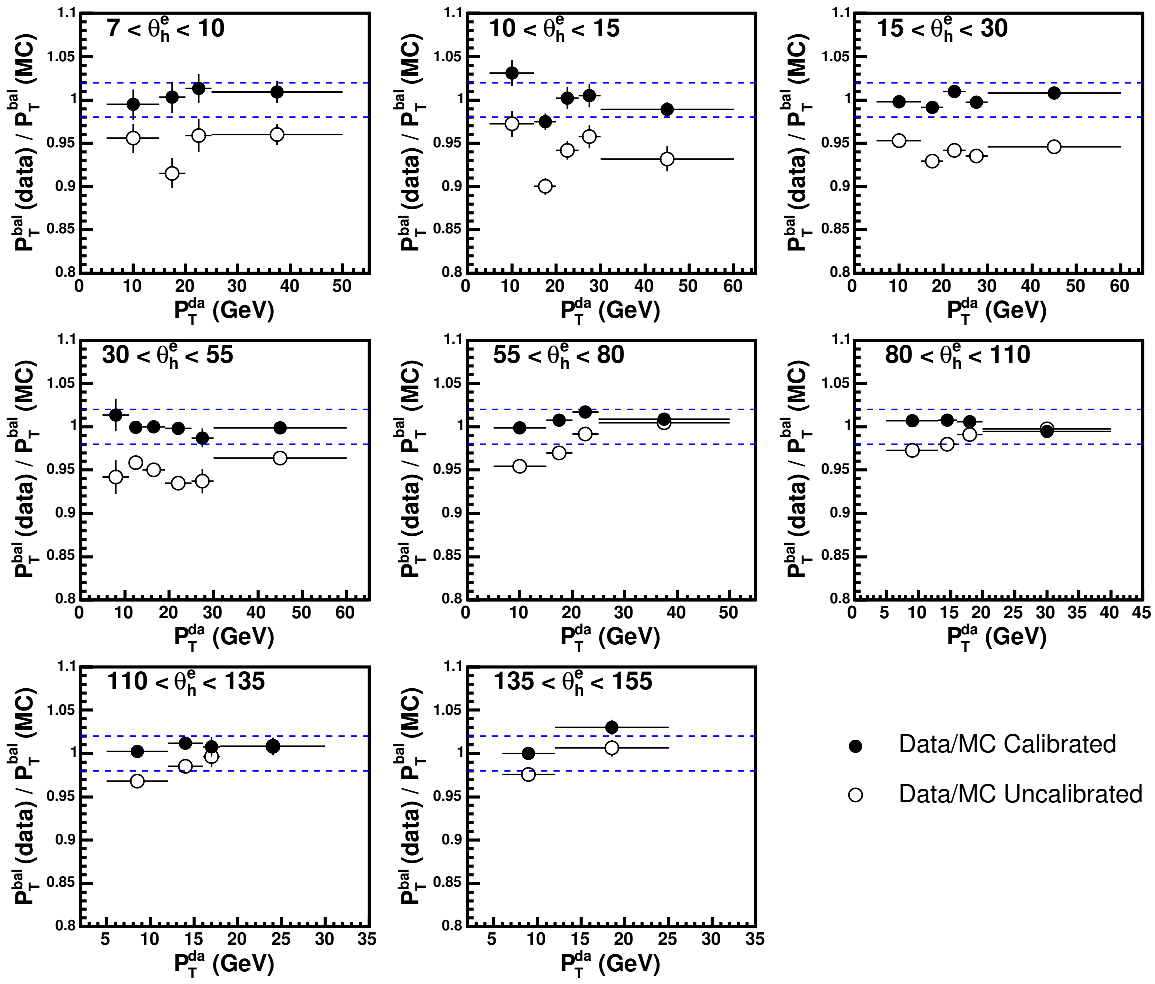


FIG. 5.26: Rapport $\langle pt_{bal}^{data} \rangle / \langle pt_{bal}^{MC} \rangle$ en fonction de pt_{DA} et θ avant et après calibration pour la période 03–04.

ainsi que sur les distributions elles mêmes. Cette figure nous permet d'estimer que l'erreur systématique à appliquer est de l'ordre de 2%, dont on considérera que 1% constitue une erreur corrélée dûe à la méthode de calibration. Des performances relativement similaires sont atteintes pour tous les lots de données de H1 (94–97, 98–99, 99–00, 03–04) et les constantes de calibration ainsi que le code d'application est officiellement disponible dans le OO [PPS05]. C'est la seule calibration hadronique existant en OO pour Hadroo2.

Pour résumer, nous avons participé à la mise au point d'un algorithme de mesure du flux d'énergie avec le détecteur H1 dans l'environnement d'analyse OO. En particulier nous avons implémenté et validé les algorithmes de suppression du bruit calorimétrique, et conçu et implémenté la méthode de calibration hadronique. Nous obtenons une mise à l'échelle absolue ainsi qu'un accord entre les données et le MC à 2% près. Nous avons aussi testé la validité de la calibration électromagnétique. Ce sont ces outils que l'on va maintenant utiliser pour réaliser l'analyse des données polarisées et mesurer les sections efficaces de DIS inclusives à grand Q^2.

6

Analyse des données polarisées et mesure des sections efficaces de DIS Courant Neutre

Sommaire

Dans cette partie nous allons présenter l'analyse des événements de DIS NC enregistrés 2003–2004 avec le détecteur H1. On va dans un premier temps décrire les lots de données et de MC utilisés, puis décrire la sélection des événements. On verra ensuite certains aspects de la mesure du positron diffusé avant de présenter la mesure des sections efficaces polarisées.

6.1 Les lots de données et de MC utilisés

6.1.1 Les lots de données utilisées

Les données e^+p utilisées dans l'analyse présentée ici ont été enregistrées par le détecteur H1 entre novembre 2003 et juillet 2004. Entre novembre 2003 et avril 2004 la polarisation était positive, c'est le lot R (Right) de luminosité intégrée $L_R = 20,4$ pb^{-1} de polarisation moyenne $\langle P_L \rangle = 33,0\%$. Entre avril 2004 et juillet 2004 la polarisation était négative, c'est le lot[13] L (Left) de luminosité intégré $L_L = 21,3$ pb^{-1} de polarisation moyenne $\langle P_R \rangle = -40,2\%$. Le profil de polarisation pondéré par la luminosité est montré sur la figure 6.1. En août 2004 des données R ont de nouveau été prises, mais les correc-

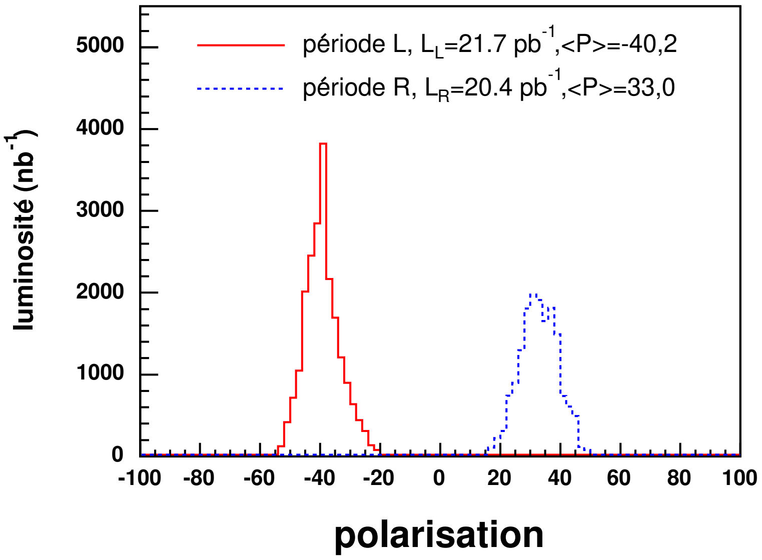


FIG. 6.1: Profil de polarisation pondéré pas la luminosité pour les données 03–04 utilisées dans cette analyse.

tions finales pour la mesure de la luminosité n'étant pas encore disponibles, ce lot n'est pas inclus. Les données correspondent au lot analysé pour ICHEP04 [H104]. La mesure de la polarisation utilisée suit la prescription du groupe de polarisation [Schm04], c'est-à-dire que la mesure de polarisation utilisée est celle du LPOL. Au cas où la mesure du LPOL n'est pas disponible celle du TPOL est utilisée, et si aucune n'est disponible on utilise la polarisation moyenne, étant donné la stabilité de la polarisation[14]. L'erreur relative sur la polarisation est de 3% et celle sur la luminosité de 2,6% et 2,9% pour les lots R et L respectivement (on se reportera au chapitre 4). Dans l'analyse, les MC NC et CC DIS sont générés avec une section efficace non polarisée $\sigma^{gen}_{P=0}$. Pour chaque événements de

[13] Un lot de basse polarisation et luminosité ($L = 1,86$ pb$^-1$, $\langle P \rangle = -12,4\%$) à été pris au début de la période L. Ce lot est exclu de l'analyse

[14] Cette procédure ne concerne que quelques pourcents des données et est justifiée car la prise des données exploitables intervient typiquement au moins une heure après l'injection du faisceau de positrons, et la polarisation est déjà établie et ne varie pas de façon significative sur l'échelle d'une interruption de mesure des polarimètres.

MC on tire au sort la polarisation selon la loi de probabilité correspondant au profil de polarisation pondéré par la luminosité. Ensuite on modifie le poids de chaque événement en le multipliant par $\varepsilon_{pol} = \sigma(P)/\sigma^{gen}_{P=0}$. Cela permet d'obtenir des événements MC avec la même distribution de polarisation que dans les données.

6.1.2 Les lots de MC utilisés

Parmi les lots de MC utilisés on inclus les processus suivants :

- Des événements de DIS NC et CC inclusive générés avec Djangoh [ScSp91] qui regroupe LEPTO [IER97] générant l'interaction dure et HERACLES [KSM92] qui calcule les corrections radiatives.
- La photoproduction directe, résolue ainsi que les photons directs générés avec Pythia version 6,2 [Sjos00].
- Des événements QED Compton élastiques[15] générés avec Wabgen [BK98].
- La production de leptons e^+e^-,$\mu^+\mu^-$,τ^+,τ^- générés avec Grape [Abe00]. La production de leptons est dominée par les processus $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$ et inclus aussi les désintégrations leptoniques du Z.
- Les processus de production de bosons W et Z générés par Epvec [BVZ92] sont inclus lorsque les MC sont disponibles. On inclus des désintégrations leptoniques et hadroniques du W dans les NC et les CC, et les désintégrations du Z en neutrinos dans les NC (les désintégrations purement leptoniques du Z étant comprises dans le MC Grape).

Les programmes utilisés pour générer sont interfacés avec JETSET [Sjos95] qui simule l'hadronisation avec le modèle de Lund. La reconstruction des événements de MC est similaire à celle utilisée dans les données.

6.2 Sélection des événements NC

La sélection NC se réalise en deux étapes. Tout d'abord une présélection est effectuée à partir des μODS et HAT officiels produits en ligne, puis ces données sont extraites et l'on crée à nouveau des μODS, HAT et un arbre d'utilisateur privé. Ce sont ces fichiers qui sont utilisés pour sélectionner les événements finals. La sélection des NC est simple par rapport à celle des événements CC. Elle repose sur l'identification d'un électron de bonne qualité, et pour cela il est bien sûr nécessaire de demander une bonne qualité générale de l'événement. Quelques coupures simples permettent d'amener le bruit de fond à un niveau négligeable. Decrivons maintenant la préselection puis la sélection.

6.2.1 Présélection des données

La présélection mise en œuvre pour cette analyse vise à sélectionner les événements NC et CC, elle est ajoutée (avec un ou || logique) à la présélection générale dite «H1France».

[15] La partie inélastique est supprimée pour ne pas qu'il y ait double comptage avec les événements de DIS radiatifs.

Le code s'inspire de la présélection utilisée pour les analyses inclusives précédentes. Schématiquement, les coupures principales de présélection d'un événement NC sont

- Un vertex existe, et $|z_{vtx}| < 50$ cm,
- Il y a au moins une particule électromagnétique identifiée dans le LAr avec $E_e > 10$ GeV.

6.2.2 Sélection d'analyse

La sélection d'analyse demande l'ensemble des critères suivants :

- On demande que les hautes tensions des détecteurs cruciaux pour la mesure et le système de déclenchement soient à niveau de fonctionnement nominal, pour la CJC1, la CJC2, la CIP2k, le LAr, le SpaCal, le ToF et le luminomètre.
- L'événement a déclenché[16] ST67 ou ST77. Ce choix a déjà été motivé dans le chapitre 4.
- Pour garantir une efficacité de déclenchement de 100%, on supprime les régions où `LAr_Electron_1` est inefficace, coupure dite de «volume fiduciel» : $(135^o < \varphi_e < 157,5^o)$ et $(-85 < z_e < -5)$ cm, $(157,5^o < \varphi_e < 180^o)$ et $(-80 < z_e < -60)$ cm, $(90^o < \varphi_e < 112^o)$ et $(-85 < z_e < -65)$ cm.
- On rejette les électrons qui sont à moins de 2^o en φ d'un des interstices du LAr, ainsi que la région de l'interstice entre CB2 et CB3 : $15 < z_e < 25$ cm. On rejette les électrons au bord de l'acceptance de la BBE, soit pour $z_e < -190$ cm.
- On demande que l'électron de plus grande impulsion transverse soit isolé (au sens défini dans le chapitre 5) et trouvé par l'identificateur calorimétrique du LAr.
- Pour $\theta_e > 30^o$ on demande que l'électron soit lié à une trace, c'est-à-dire que la distance de plus courte approche entre le centre de l'amas et l'extrapolation d'une trace qu'elle soit LW, DRTA ou DTNV doit être inférieure à 12 cm. Dans le cas d'une trace DTNV on demande que cette dernière s'approche à au moins 5 cm du vertex dans le plan xy.
- Le vertex de l'événement doit être trouvé par les détecteurs de traces chargées centraux et vérifier $|z_{vtx}| < 35$ cm.
- On rejette le bruit de fond dû aux événements non *ep* et cosmique en appliquant avec précaution un jeu restreint d'identificateurs de bruit de fond selon la prescription décrite dans [Duba03].
- On demande la présence d'un état final hadronique qui est nécessaire à la méthode de reconstruction électron-Σ avec pt_h et $E_h - pz_h$ non nuls.
- La conservation de l'impulsion longitudinale totale $E_{tot} - pz_{tot} > 35$ GeV permet de supprimer le bruit de fond issu de la photoproduction, car dans ce dernier processus l'électron diffusé et non détecté emporte $E'_e - pz'_e \approx 2E'_e$.

[16] Il n'a pas été possible d'utiliser ST75 à cause d'une avarie ayant affecté la validation de ce ST au niveau du L2TT. La perte entraînée est n'est pas significative, mais ST75 aurait pu éventuellement servir de déclencheur pour monitorer l'efficacité d'autres sous déclencheurs.

- On demande $y_e < 0,9$ pour supprimer le bruit de fond de photoproduction qui est très important au delà de 0,9 [Hein99].
- La condition $(y_e \leq 0,63)\,||\,(Q_e^2 > 890\ \mathrm{GeV}^2)$ est à peu près équivalente dans le plan x, Q^2 à se restreindre à $E_e \geq 11$ GeV, comme on peut le voir sur la figure 5.1 du chapitre 5.
- et on demande $Q^2 > 89,12\ \mathrm{GeV}^2$.

Enfin tous les événements de données ayant $Q^2 > 15000\ \mathrm{GeV}^2$ sont scannés visuellement et tous sont de bons événements NC.

6.3 Mesure de l'électron diffusé

Nous allons aborder maintenant quelques aspects de l'analyse NC, notamment l'efficacité d'identification de l'électron, la mesure de son angle polaire et la repondération de vertex. Dans cette analyse, la valeur θ_e que l'on utilise (entre autre pour cacluler la cinématique) proviens de l'amas.

6.3.1 Efficacité d'identification de l'électron

L'efficacité d'identification d'un électron peut se décomposer d'un part en l'efficacité d'identification de l'amas dans le LAr, et d'autre part en l'efficacité de la condition d'avoir une trace liée à l'électron. L'efficacité de l'identificateur calorimétrique a été vérifiée avec l'identificateur d'électrons basé sur les traces et l'inefficacité a été trouvée comme étant négligeable. L'efficacité d'obtention d'une trace est par contre le d'ordre de 96% dans les données, et il est nécessaire de corriger l'efficacité dans le MC. Pour déterminer les efficacités, nous avons sélectionné un lot de NC propres en demandant une bonne conservation des impulsions longitudinales ($45 < E_{tot} - pz_{tot} < 80$ GeV) et transverses $0,5 < pt_h/pt_e < 1,5$. Le rapport des efficacités dans les données et le MC montre qu'il faut dégrader l'efficacité du MC d'un facteur 0.99 dans la région centrale $50^o < \theta_e < 140^o$ et d'un facteur 0.97 et 0.98 dans les régions $30^o < \theta_e < 50^o$ et $140^o < \theta_e$ qui correspondent aux régions à partir desquelles la CJC2 n'est plus traversée totalement. Les efficacités après correction du MC sont montrées sur la figure 6.2. On obtient une description correcte de l'efficacité par le MC. On attribue une erreur systématique de 1% sur cette efficacité.

6.3.2 Repondération du vertex

Le MC est généré avec une distribution de vertex gaussienne qui ne décrit pas les données. Or l'accord entre les données et le MC au niveau de la distribution de vertex est primordial pour que la distribution de l'angle polaire θ_e (et donc l'acceptance du détecteur) soit reproduite. Pour obtenir un meilleur accord on effectue une repondération des événements MC en fonction de leur z_{vtx} reconstruit. Pour cela on réalise un ajustement de la distribution z_{vtx} (dans le domaine $-35 < z < 35$ cm) des données et de chaque lot de MC avec une forme fonctionnelle du type

$$f(z) = A \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(z-B)^2}{C^2}\right) + D + Ez + Fz^2 \tag{6.1}$$

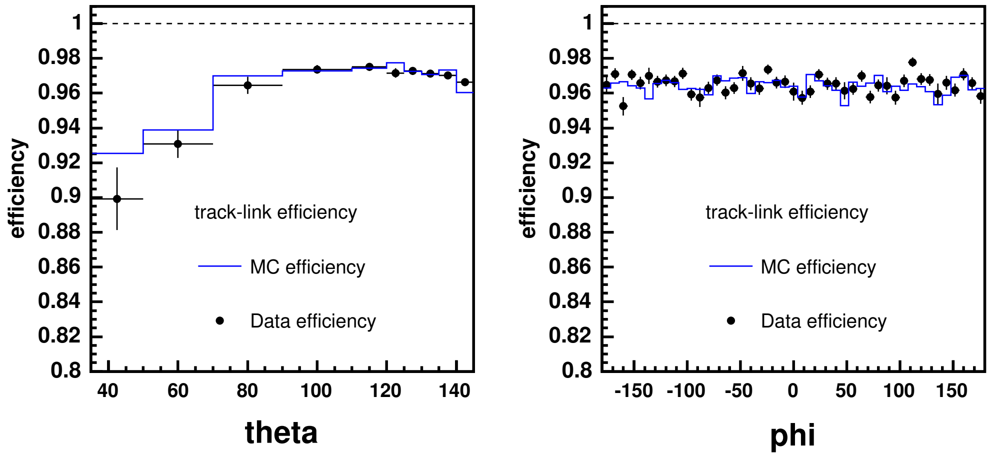


Fig. 6.2: Efficacité d'obtention d'une trace liée à l'électron dans les données et le MC en fonction de θ (à gauche) et φ (à droite).

ce qui est assez flexible pour reproduire les queues non gaussiennes de la distribution. On normalise ensuite cette distribution et on applique un poids $\varepsilon_{zvtx}(z) = f^{norm}_{data}(z)/f^{norm}_{MC}(z)$ pour chaque événement simulé. La figure 6.3 montre les distributions de vertex (normalisées) pour les données et le MC avant et après repondération, ainsi que la distribution de l'angle polaire de l'électron diffusé θ_e. On voit une très nette amélioration après repondération. Nous avons remarqué une forte dépendance temporelle (entre les lots L et R) pour la forme des distributions de vertex, et donc chaque lot est traité séparément.

6.3.3 Mesure de l'angle polaire de l'électron

La mesure de l'angle polaire de l'électron est bien plus délicate pour HERAII que pour HERAI, étant donné que la mesure HERAI disposait des mesures polaires de la CIZ et la COZ, et que la CIZ a été enlevée pour HERAII. La CST qui devait pallier ce manque n'est pas alignée[17] pour la période 03–04 et n'est donc pour l'instant incluse dans la reconstruction des traces. La mesure de l'angle polaire repose donc pour beaucoup sur la mesure en z des CJC. La calibration de cette mesure en z n'a été réalisé (par les experts) qu'en octobre 2004 et cela a permis de résoudre des anomalies observées jusqu'alors. Pour tester le désalignement relatif entre les données et le MC, on peut regarder la différence entre la mesure de l'angle polaire avec la trace et avec l'amas $\Delta\theta(trace, amas)$ dans les données et le MC. Ceci est montré sur la figure 6.4. On notera qu'aucun alignement n'est appliqué au niveau de l'analyse. D'après la figure 6.4 on estime l'incertitude systématique sur la mesure de θ_e à 5 mrad, que l'on appliquera dans l'analyse pour couvrir tout effet qui serait dû à l'alignement. A moyen terme, pour diminuer cette erreur et obtenir une analyse finale il serait nécessaire de reprocesser les données en incluant la mesure de la CST alignée et d'effectuer l'alignement relatif correct entre CST,CJC et LAr pour les données et le MC.

[17] De plus un quart de ce détecteur est malheureusement inutilisable pour les données 03–04.

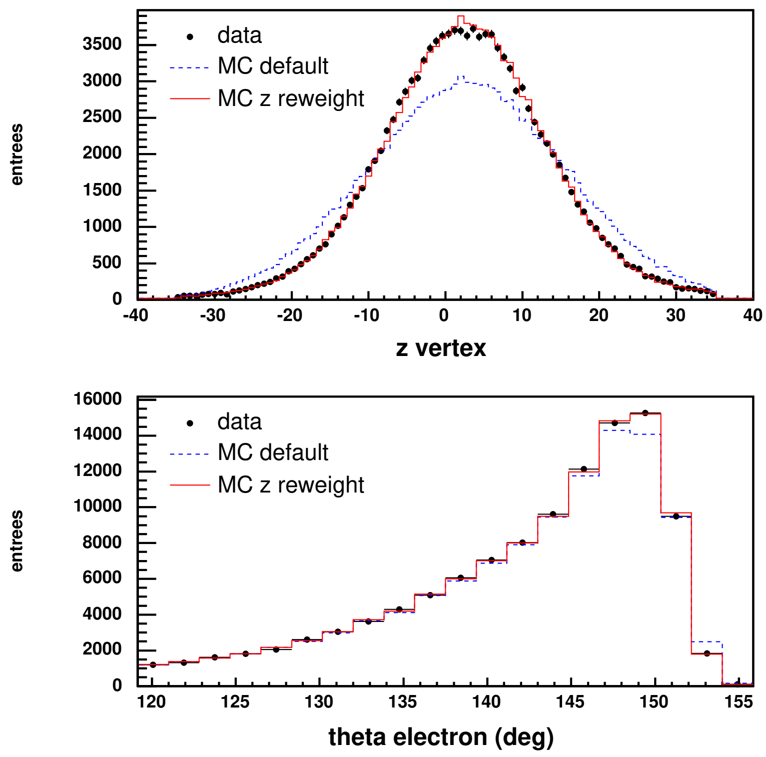


FIG. 6.3: En haut, distribution z_{vtx} pour les données et le MC avant et après repondération. En bas, distribution de l'angle polaire de l'électron diffusé.

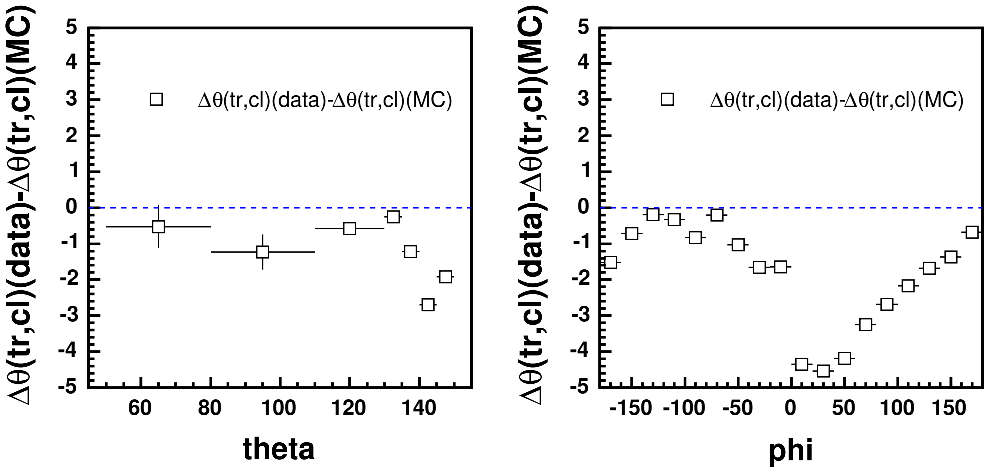


FIG. 6.4: Différence entre les données et le MC pour la différence des angles polaires du positron diffusé mesuré avec la trace et l'amas (en mrad).

6.3.4 Inefficacité de déclenchement

Les coupures fiducielles décrites précedamment permettent de se restreindre à la région où l'efficacité de déclenchement de l'électron diffusé est de 1. Des runs spéciaux pris sans les conditions de veto incluses dans le déclenchement au niveau 1 ont montré que ces conditions de veto avaient une inefficacité de 0,5%. On applique donc cette dégradation et on applique une erreur systématique de 1% sur cette correction.

6.4 Mesure des sections efficaces de DIS NC polarisées

Nous allons maintenant présenter la mesure des sections efficaces NC polarisées.

6.5 Distributions de contrôle de l'analyse

Le résultat de la sélection pour les données 03–04 L et R ajoutées est montré sur la figure 6.5. La contribution du bruit de fond est très faible, de l'ordre de 0,7%, dominée par les événements Compton et de photoproduction avec pour chaque une contribution de 0,3%. Sur cette figure on peut voir les distributions angulaires du positron diffusé θ_e, l'énergie et l'angle azimutal φ_e de l'amas, et la conservation de l'impulsion longitudinale $E - pz$. La figure 6.6 montre le rapport pt_h/pt_e ainsi que les distributions des variables $Q^2_{e\Sigma}$, $y_{e\Sigma}$ et $x_{e\Sigma}$. On remarque que le spectre en énergie de l'électron (et donc le $E - pz$ total) est légèrement décalé. On observe aussi un déficit dans les données à très petit y_h. A part cela, on note une bonne description des données par le MC. Il est donc parfaitement valide d'effectuer une mesure des section efficaces, moyennant la prise en compte correcte des différents effets systématiques. Nous allons maintenant décrire la méthode de mesure des sections efficaces que nous avons utilisée.

6.5.1 Méthode de mesure des sections efficaces

La section efficace dans un bin x, Q^2 d'un processus est simplement le rapport du nombre d'événements divisé par la luminosité intégrée

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{N}{L}. \tag{6.2}$$

Une mesure de section efficace est donc simplement un comptage d'événements. Il faut cependant apporter des corrections à cette formule simple. Tout d'abord la présence de bruits de fond qui contribue au nombre d'événements sélectionnés, ce qui fait que l'on va donc soustraire ce bruit de fond grâce au MC qui donne une estimation du nombre d'événements de bruit de fond N_{bg}. Le détecteur n'étant pas parfait tous les événements ne sont pas enregistrés pour des raisons géométriques (acceptance «géométrique» $\mathscr{A}$) et pour des raisons d'efficacité de détection (efficacité ϵ). Il faut aussi prendre en compte que l'on compte les événements contenus dans un bin (x_{min}, x_{max}) et (Q^2_{min}, Q^2_{max}) donc pour mesurer la section efficace en un point x_c, Q^2_c il faut une correction de centre de bin δ_{bc}

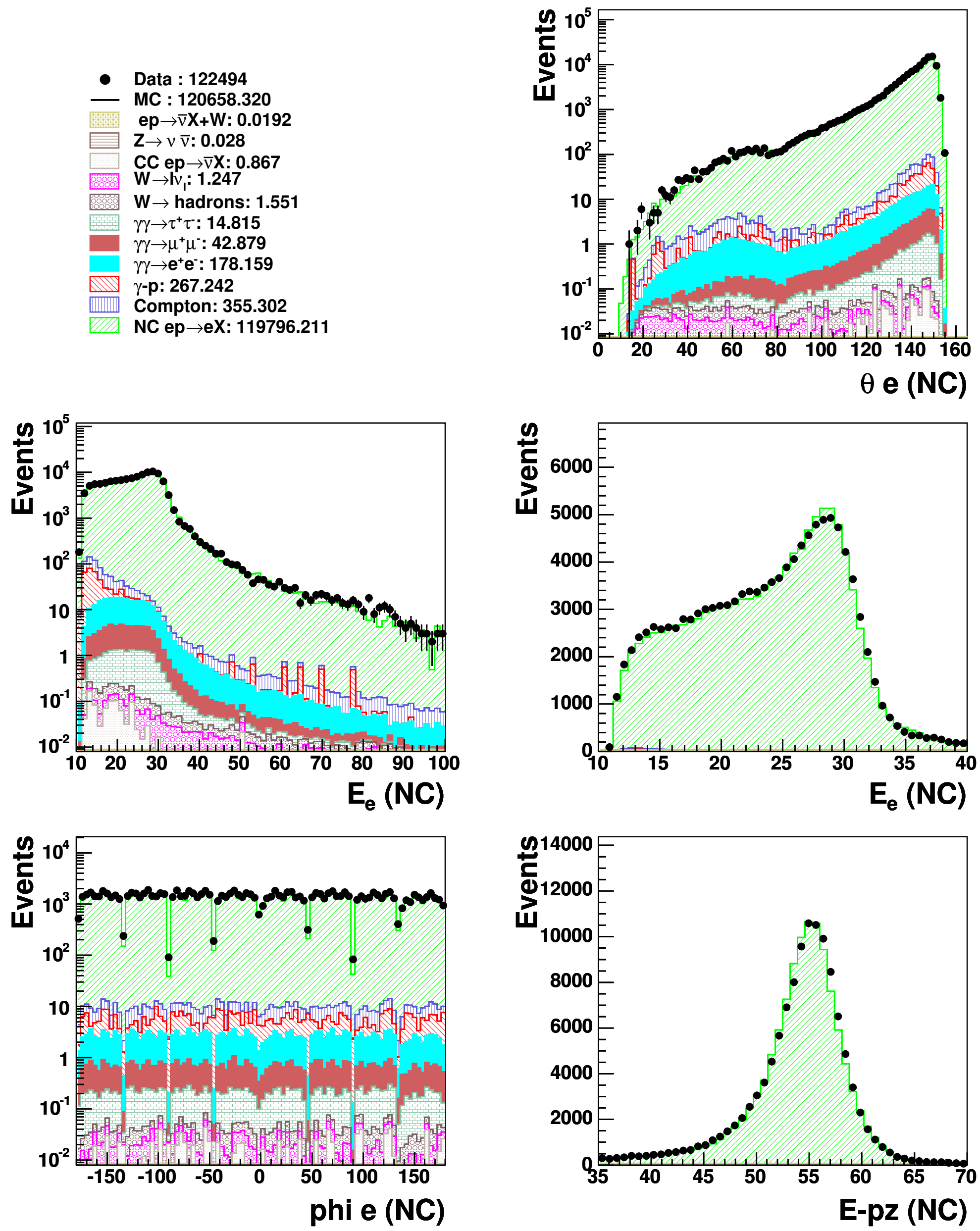


FIG. 6.5: Distributions de contrôle de l'analyse NC.

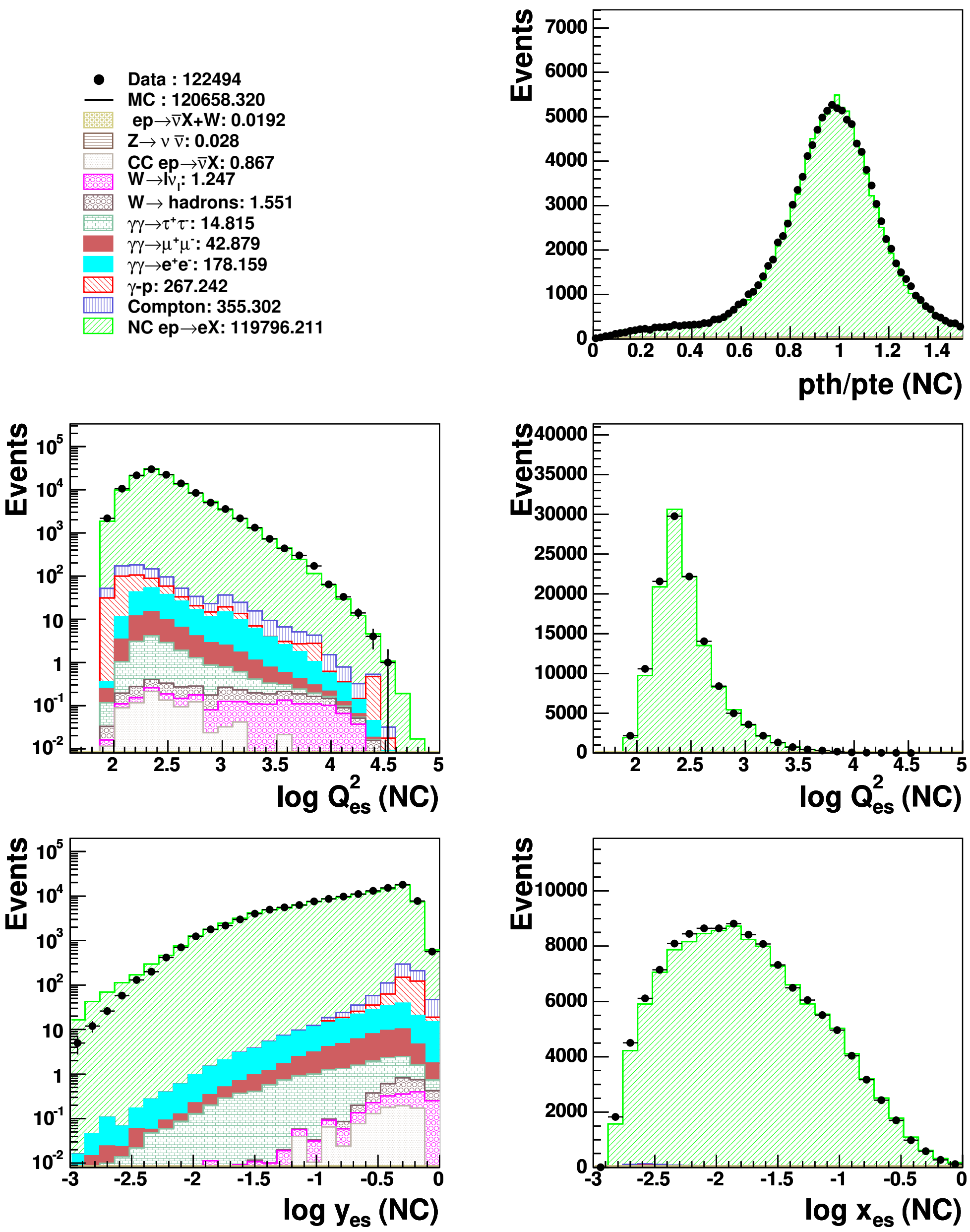


FIG. 6.6: Distributions de contrôle de l'analyse NC pour les périodes L et R ajoutées.

que l'on évalue à l'aide de la section efficace DIS σ^{th} utilisée dans la génération du MC

$$\delta_{bc} = \frac{\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{th}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}(x_c, Q_c^2)}{\int_{x_{min}}^{x_{max}}\int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}}\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{th}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{L_{MC}}{N_{gen}}\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{th}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}(x_c, Q_c^2). \tag{6.3}$$

Il faut aussi corriger le fait que l'on ne mesure pas simplement la section efficace de DIS à l'ordre le plus bas $ep \to eX$ mais que des corrections radiatives sont inévitables à cause des processus $ep \to e\gamma X$ qui sont aussi mesurés. On cherche à mesurer une section efficace de Born, reliée de façon simple aux fonctions de structure et qui permet l'utilisation des mesures par exemple dans les ajustements QCD. On introduit la correction radiative

$$\delta_{rad} = \frac{\int_{x_{min}}^{x_{max}}\int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}}\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{th}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}{\int_{x_{min}}^{x_{max}}\int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}}\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{th}_{rad}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{N_{gen}}{N_{gen}^{rad}} \tag{6.4}$$

les processus radiatifs étant inclus dans le MC avec la section efficace σ^{rad}. La section efficace mesurée s'écrit donc

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{mes}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{N^{data} - N_{bg}}{L\mathscr{A}\varepsilon}\delta_{bc}\delta_{rad} \tag{6.5}$$

On définis l'acceptance $A = \mathscr{A}\varepsilon$. On émet l'hypothèse que cette acceptance A peut être déterminée à partir du MC comme le rapport du nombre d'événements reconstruits et sélectionnés dans l'analyse sur le nombre d'événements générés $A = N_{MC}^{rad}/N_{gen}^{rad}$. Ceci est valide si toutes les efficacités de détection de l'appareillage réel sont reproduites dans le MC, ce que nous prenons un soin particulier à vérifier et à corriger. En explicitant les différents facteurs de l'équation (6.5) on obtient

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{mes}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{N^{data} - N_{bg}}{L}\frac{N_{gen}^{rad}}{N_{MC}^{rad}}\frac{N_{gen}}{N_{gen}^{rad}}\frac{L_{MC}}{N_{gen}}\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{th}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}(x_c, Q_c^2) \tag{6.6}$$

donc après simplification

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{mes}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{N^{data} - N_{bg}}{N_{MC}^{rad}}\frac{L_{MC}}{L}\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{th}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}(x_c, Q_c^2). \tag{6.7}$$

Ceci est la formule utilisée dans cette analyse pour la mesure des sections efficaces. Elle reste valable pour les sections efficaces simple différentielles et les sections efficaces totales. On peut aussi simplement voir que l'on peut prendre en compte les corrections dans les régions non mesurées de l'espace des phases en adaptant la valeur de la section efficace théorique. Dans la pratique les MC sont générés avec une section efficace utilisant un ensemble de pdf relativement ancien (MRSH), et donc on repondère chaque événement de MC avec le facteur σ^{th}(H1PDF2000)/σ^{th}(MRSH). Et cela permet d'utiliser σ^{th}(H1PDF2000) dans les formules précédentes. L'ajustement H1PDF2000 est décrit dans le chapitre 8.

En résumé la méthode consiste à mesurer le rapport données/MC, ceci étant valide seulement si le MC donne une description raisonnable des données[18].

[18]Lors de la première mesure de F_2 à petit x – domaine qui était alors inconnu, les acceptances

6.5.2 Estimateurs de contrôle de la mesure

On peut vérifier la qualité de la mesure en s'assurant par exemple que les événements reconstruits (et sélectionnés) dans un bin proviennent effectivement de ce bin, c'est-à-dire que la mesure n'est pas trop affectée par des *migrations*. Pour cela on définit l'acceptance $\mathcal{A}$, la pureté $\mathscr{P}$ et la stabilité $\mathscr{S}$. On va définir quatre classes d'événements indépendantes :

- *reste* le nombre d'événements générés dans un bin et reconstruits dans ce même bin,
- *arrive* le nombre d'événements reconstruits dans un bin mais générés dans un autre,
- *quitte* le nombre d'événements générés dans un bin mais reconstruits ailleurs (pas nécessairement dans un bin de mesure)
- *sort* le nombre de d'événements générés dans un bin mais reconstruits dans un autre bin.

On définis l'acceptance $\mathcal{A}$ comme le rapport du nombre d'événements reconstruits (égal à $reste + arrive$) par le nombre d'événements générés $(reste + quitte)$

$$\mathcal{A} = \frac{reste + arrive}{reste + quitte}. \tag{6.8}$$

La pureté $\mathscr{P}$ est définie telle que $1 - \mathscr{P}$ représente la fraction d'événements qui a migré à l'intérieur d'un bin :

$$\mathscr{P} = \frac{reste}{reste + arrive} \tag{6.9}$$

et la stabilité $\mathscr{S}$ est définie telle que $1 - \mathscr{S}$ représente la fraction d'événements qui quitté un bin :

$$\mathscr{S} = \frac{reste}{reste + sort}. \tag{6.10}$$

On complète ce jeu de variables par l'efficacité ε qui est le rapport du nombre d'événements sélectionnés par le nombre total d'événements générés, ce qui correspond à l'efficacité totale de détection et de sélection. La comparaison de l'efficacité et de l'acceptance à la lumière des deux autres variables permet de se rendre compte des effets de migration. Le choix d'un binning assez granulaire mais pas trop se fait avec les différentes valeurs de l'acceptance, pureté et stabilité. On utilise un critère arbitraire : en supposant que les migration sont gaussiennes, un bin centré sur la quantité générée et de largeur 1σ recueille 68% des événements. Pour un binning en n dimensions on demandera que $\mathcal{A}, \mathscr{P}, \mathscr{S} > (0.68)^n$. Ces études ayant été réalisées précédemment on utilisera le binning utilisé dans [Duba03, Zhan00], qui est globalement linéaire dans les variables $\log x, \log Q^2$. La figure 6.7 montre l'acceptance, l'efficacité et la pureté pour le binning de la section efficace double différentielle. Les figures 6.9 et 6.8 montrent les mêmes quantités pour les mesures des sections efficaces simples différentielles

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2} = \int \frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}x,\ y < 0,9 \quad \text{et} \quad \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x} = \int \frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}Q^2, \begin{cases} y < 0,9 \\ Q^2 > 1000\ \mathrm{GeV}^2 \end{cases}. \tag{6.11}$$

déterminées de façon imprécises ont permis quand même de mesurer le phénomène important de montée à bas x. On peut noter qu'il existe d'autres méthodes que celle présentée ici – dite de correction bin par bin. on peut par exemple prendre en compte les migrations entre tous les bins. Cela entraînerait l'utilisation de grandes matrices qu'il faut inverser, ce qui n'est pas stable numériquement dans notre cas.

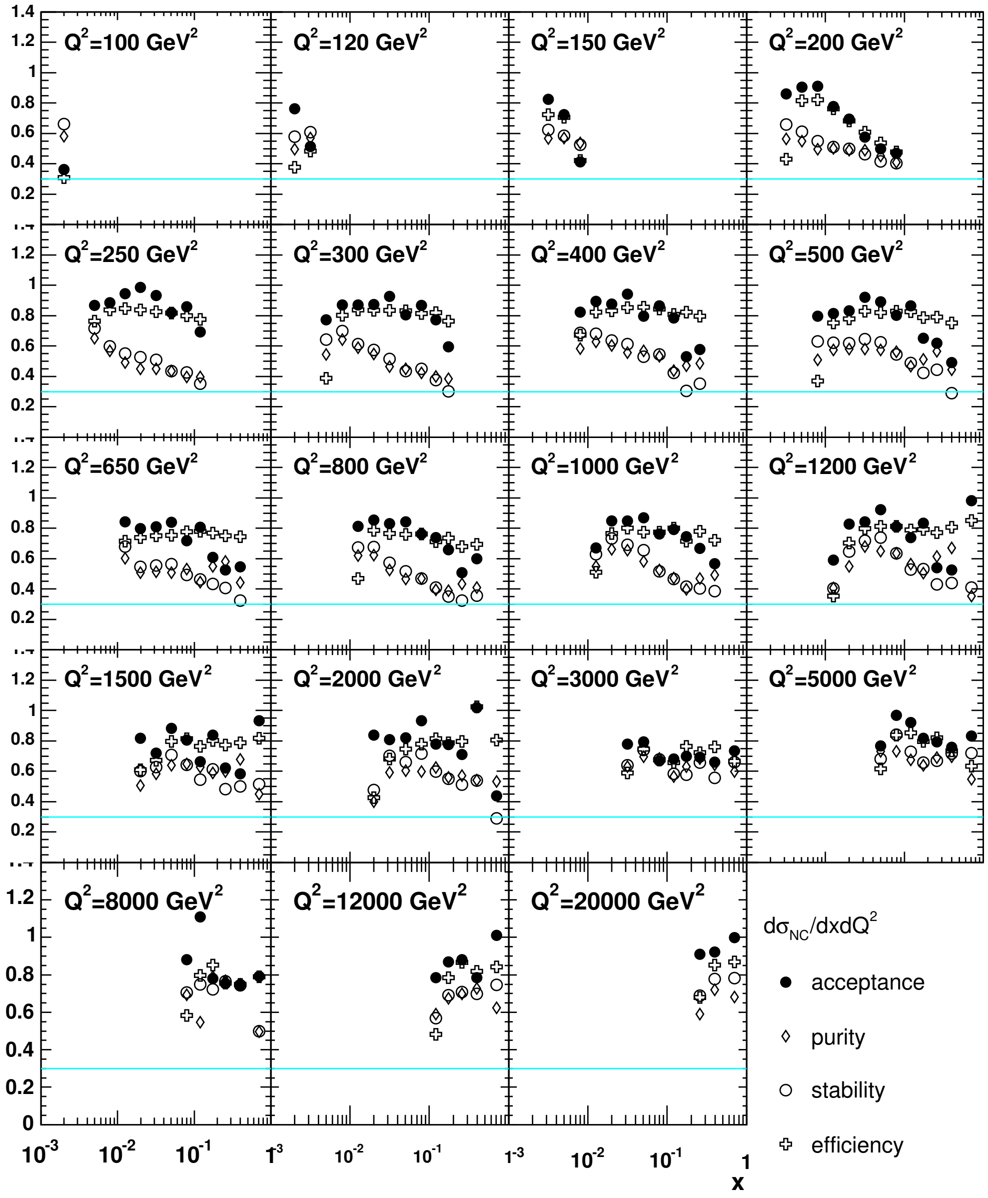


FIG. 6.7: Acceptance, pureté, stabilité et efficacité pour la mesure des section efficaces NC doubles différentielles. Les erreurs sont très faibles sauf à grand x.

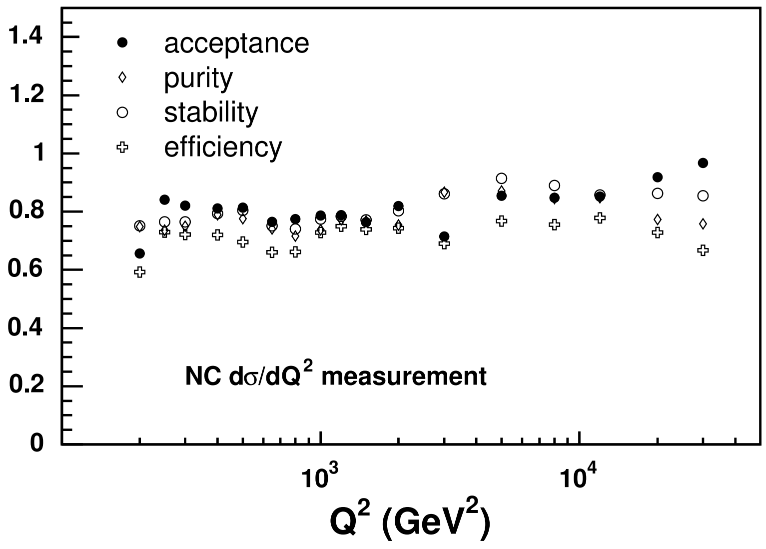


Fig. 6.8: Acceptance, pureté, stabilité et efficacité pour la mesure des section efficaces NC simples différentielles $d\sigma/dQ^2$.

6.5.3 Résumé des erreurs systématiques

En plus des erreurs statistiques des données et du MC, on prend en compte les incertitudes systématiques suivantes :

- Une erreur de 5 mrad sur la mesure de l'angle polaire de l'électron. Cela signifie que l'on change θ_e de ± 5 mrad pour tous les événements et que l'on ré-effectue la mesure des sections efficaces. Le changement relatif du nombre d'événements de MC de signal constitue l'erreur relative introduite par la variation systématique. On considère que cette erreur est corrélée entre tous les points de mesure ainsi qu'entre les lots L et R. La propagation de cette erreur sur $d\sigma/dQ^2$ est de l'ordre de 3% à bas Q^2 et de 1,5% à moyen Q^2.
- On attribue une erreur systématique de $\pm 1,5\%$ sur l'énergie de l'électron dans la région centrale et $\pm 3\%$ dans la région avant ($z_e > 100$ cm) dont 0,5% est considérée comme corrélée. La propagation de cette erreur sur $d\sigma/dQ^2$ est de 2,5 à 3,5 %.
- On ajoute $\pm 10\%$ du bruit calorimétrique supprimé à l'état final hadronique. L'impact sur les sections efficaces est typiquement inférieur à 1%.
- L'erreur sur l'échelle d'énergie hadronique est de 2% dont on considère 1% comme corrélée. Cela entraîne une erreur inférieure au pourcent dans la plupart de l'espace des phases sauf à très grand x ou elle atteint 1,5%.
- De plus on considère les incertitudes suivantes
  - Une erreur de 1% sur l'inefficacité des conditions de veto
  - Une erreur de 1% sur l'efficacité du lien trace–électron
  - Une erreur de 2% sur les corrections radiatives

  Ces dernières erreurs se propagent de façon directe sur la section efficace.

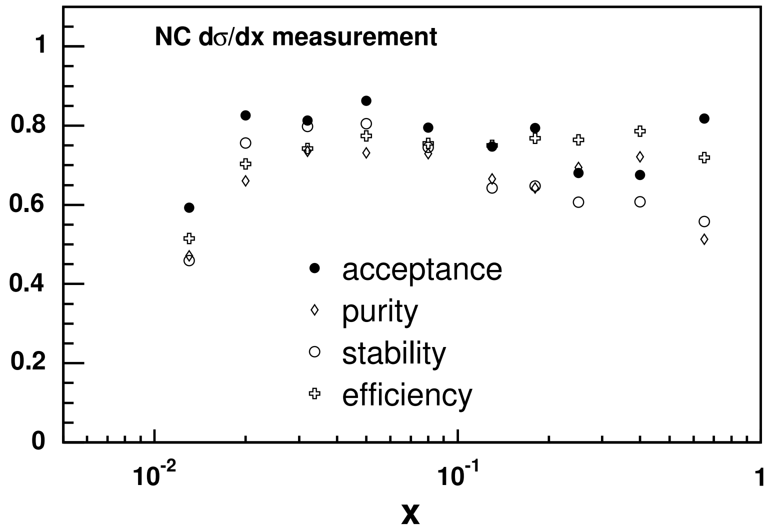


Fig. 6.9: Acceptance, pureté, stabilité et efficacité pour la mesure des section efficaces NC simples différentielles dσ/dx.

Auquel s'ajoutent l'erreur de 2,6% et 2,9% sur la luminosité des lots R et L qui n'est traditionnellement pas incorporée dans les barres d'erreur.

6.6 Les sections efficaces NC polarisées

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus pour les sections efficaces. Avant cela, il est nécessaire de dire que ces résultats sont encore dans un état très préliminaire et non encore approuvés par la collaboration H1. Toutes les figures sont regroupées dans l'annexe B.

6.7 Mesure de l'asymétrie de polarisation

Il est intéressant d'essayer de mettre en évidence l'effet de la polarisation dans les NC. Afin d'obtenir le résultat le plus significatif, on peut se tourner vers la mesure d'une asymétrie entre les sections efficaces totales L et R. La figure 6.10 montre une étude de cas que nous avons réalisé. Il est présenté la signification statistique de la mesure de $\sigma_R - \sigma_L$ en utilisant les sections efficaces totales intégrées à partir d'un Q^2 minimal Q^2_{min}. Cette étude utilise $L_R = L_L = 20$ pb^{-1}, $\langle P \rangle = \pm 30$ % et ne prends pas en compte les erreurs systématiques. La problématique est la suivante : c'est à grand Q^2 l'effet de la polarisation est le plus important, mais l'erreur statistique est importante. Au contraire à bas Q^2 l'erreur statistique est faible mais l'effet de la polarisation aussi, il faut donc chercher une compromis. On voit apparaître un maximum non trivial pour la significance lorsque Q^2_{min} vaut environ 400 GeV^2.

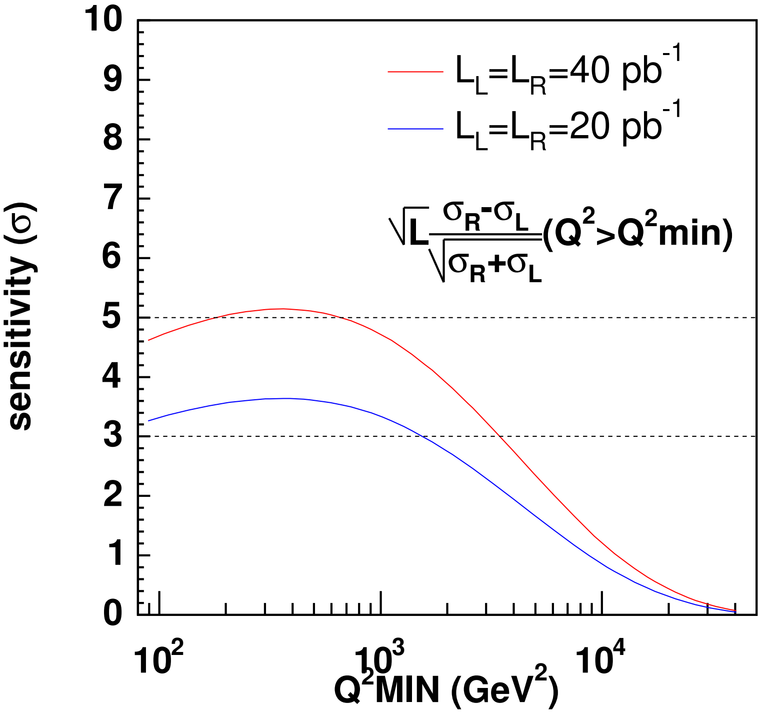


Fig. 6.10: Signification statistique de la mesure de l'asymétrie des sections efficaces totales $\sigma_R - \sigma_L$ en fonction du Q^2 minimal de l'intégration.

On va donc mesurer

$$A = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}, \qquad \sigma_{L,R} = \iint \frac{\mathrm{d}^2\sigma^{NC}_{L,R}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2, \left\{ \begin{array}{l} y < 0,9 \\ Q^2 > 400 \text{ GeV}^2 \end{array} \right. . \tag{6.12}$$

Il est primordial ici de prendre en compte les erreurs des mesures qui sont corrélées (ou non) entre les lots L et R et les les propager correctement à A. On obtient

$$A = 0,023 \pm 0,006 \text{ (stat)} \pm 0,021 \text{ (sys)} \tag{6.13}$$

que l'on peut comparer à la valeur théorique $A^{th} = 0,021$ obtenue avec le H1PDF2000. Au niveau des erreurs statistiques la significance est de 4σ, en accord avec les études réalisées précédemment. Les erreurs systématiques sont dominées par la contribution de l'erreur systématique non corrélées sur l'énergie de l'électron (de 1,4%) qui se propage en une erreur de 4% sur la section efficace totale. Finalement la significance du résultat n'est que de 1 σ. Cependant à moyen terme la réduction des erreurs dues à la calibration devrait permettre d'améliorer cela (une valeur inférieure ou de l'ordre du pourcent est réaliste).

En conclusion, nous avons réalisé une mesure des sections efficaces de DIS polarisées pour les lots L et R. Le statut de ces mesures est encore très préliminaire, étant donné que la mesure du positron diffusé n'est pas définitive tant au niveau de l'angle que de l'énergie. A moyen terme, une fois ces problèmes résolus il sera intéressant d'incorporer ces mesures dans l'ajustement QCD présenté au chapitre 8, car les sections efficaces polarisées apportent une combinaison supplémentaire des couplages des quarks au Z. Il sera donc possible d'améliorer la précision sur la mesure de ces couplages.

7

Analyse des données polarisées et mesure des sections efficaces de DIS Courant Chargé

Sommaire

Nous allons maintenant présenter l'analyse des événements CC. On décrira d'abord la sélection employée, et on présentera en détail certaines difficultés qu'il a fallu résoudre telles que le rejet du bruit de fond provenant des interactions non-ep et celui provenant des interactions de photoproduction (γp). Ensuite on montrera le résultat de la mesure des sections efficaces et en particulier la dépendance de la section efficace totale par rapport à la polarisation.

7.1 Sélection des événements de CC DIS

La sélection des événements CC se fait en deux temps, tout d'abord la présélection qui comporte notamment des coupures pour discriminer les événements de DIS NC, et la sélection en elle même pour les événements finals.

7.1.1 Présélection des événements CC

Un événement est présélectionné comme étant un événement CC si les conditions suivantes sont remplies :

- Un vertex existe vérifiant $|z_{vtx}| < 50$ cm.
- Au moins pt_{LAr} ou $pt_{miss,tot}$ est supérieur à 10 GeV.
- $Vap/Vp < 0,35$ (voir section 7.3). Ici le Vap/Vp est la valeur de la HAT calculée a partir des cellules du LAr.
- Il n'y a pas de «bon électron» dans l'événement. Un bon électron est défini comme étant dos à dos avec le système hadronique ($\Delta(\varphi_e, \varphi_{HFS}) > 160^o$) et isolé (dont la distance en η, φ par rapport à chaque jet est plus grande que 1).

7.1.2 Sélection d'analyse

La sélection d'analyse est constitué du «et» logique des sélections suivantes :

- Comme pour les événements NC, on demande que les hautes tensions des détecteurs cruciaux pour la mesure et le système de déclenchement soient à niveau de fonctionnement nominal, pour la CJC1, la CJC2, la CIP2k, le LAr, le SpaCal, le ToF et le luminomètre.
- L'événement a été déclenché par ST66, ST67 ou ST77. Ce choix a déjà été motivé dans le chapitre 4.
- Le vertex de l'événement doit être trouvé par les détecteurs de traces chargées centraux et vérifier $|z_{vtx}| < 35$ cm.
- L'impulsion transverse manquante (qui est égale à l'impulsion transverse totale de l'événement, égale à l'impulsion transverse du système hadronique) doit vérifier $pt_h > 12$ GeV. On va voir qu'en dessous de cette valeur, l'efficacité de déclenchement est très faible. L'impulsion transverse manquante est la signature caractéristique de la présence d'un neutrino qui est diffusé sans interagir dans le détecteur.
- On se restreint à $Q_h^2 > 223$ GeV.
- On demande $0,03 < y_h$ car en dessous (donc vers l'avant) l'efficacité de déclenchement et de vertex est très faible, et $y_h < 0,85$ pour supprimer le bruit de fond provenant de la photoproduction

et de plus les sélections additionnelles suivantes sont appliquées :

- Une sélection contre le bruit de fond non-*ep*
- Une sélection contre la photoproduction
- Une sélection sur le temps de l'événement.

Nous allons décrire en détail les différentes sélections. Mais introduisons tout d'abord les événements pseudo-CC.

7.1.3 Les événements pseudo-CC

Les événements dits «pseudo-CC» constituent un outil extrêmement utile pour l'analyse CC. Il s'agit d'événements NC provenants de données réelles pour lesquels on a supprimé l'électron diffusé. Ensuite, la décision du système de déclenchement est simulée et le vertex réajusté. Cela permet de disposer d'événements semblables aux événements CC des données et de pouvoir étudier les efficacités de déclenchement et de vertex. La méthode d'utilisation des événements pseudo-CC est utilisée depuis plusieurs années dans H1.

7.2 Rejet du bruit de fond non-*ep*

Nous allons maintenant voir les différents moyens mis en œuvre pour supprimer le bruit de fond non physique, provenant de sources très diverses comme des muons cosmiques ou du halo, ou encore des interactions proton-collimateur ou proton-gaz.

7.2.1 Utilisation des conditions de temps

On peut utiliser les temps de l'événement mesurés par la CJC t^0_{CJC} et le LAr t^0_{LAr} pour déterminer si un événement a été enregistré au moment où deux paquets de particules se croisaient. Cela permet un premier rejet d'événements de bruit de fond. On a utilisé les sélections suivantes

$$|t^0_{LAr} - \left\langle t^0_{LAr} \right\rangle| < 0,55 \text{ croisements de faisceaux } (0,55 \times 96 = 53 \text{ ns}). \tag{7.1}$$

Cette sélection est assez lâche et prend en compte les dérives lentes de $\langle t^0_{LAr} \rangle$ que nous avons observé pendant 2003–2004 (d'environ 5 ns). Pour l'utilisation de t^0_{CJC}, on requiert au moins une trace centrale de bonne qualité (LW) pour utiliser la mesure. Pendant une première période[19] une structure de deux pics dans le t^0_{CJC} due à une avarie matérielle à amener à réaliser la coupure

$$360 < t^0_{CJC} < 510 \text{ ticks } (500 \text{ ticks}= 96 \text{ ns}) \tag{7.2}$$

puis après réparation de l'avarie on a utilisé la sélection

$$410 < t^0_{CJC} < 510 \text{ ticks} . \tag{7.3}$$

La valeur moyenne de t^0_{CJC} est relativement stable dans le temps. Cette sélection est assez lâche étant donné la résolution $\sigma_{t^0_{CJC}}$ qui est de l'ordre de 5 ticks (1 ns). Il serait possible de réaliser une sélection plus stricte si l'on prenait en compte les dépendances en temps plus fines de $\langle t^0_{CJC} \rangle$.

[19]Pour des numéros de run inférieurs à 368000.

7.2.2 Identificateurs de bruit de fond existant

Des identificateurs de bruit de fond destinés à rejeter les événements induits par des muons cosmiques ou provenant du halo du faisceau de protons ont été développés par le passé [Negr96, Chab98] et incorporés dans le OO [Veel02]. Il y a en tout 35 identificateurs regroupés en trois jeux appelés `Ibg,Ibgam,Ibgfm`. Une première étude rapide de l'inefficacité de ces identificateurs révèle que certains ont une inefficacité très supérieure à $0,5\%$ ce qui n'est pas acceptable. Il ne sont donc pas utilisés pour l'analyse[20]. On utilise aussi l'identificateur `Iqn` qui identifie le bruit dit «cohérent» pouvant intervenir dans le LAr avec un topologie connue[21]. Malgré l'application de ces identificateurs, environ 15% à 20 % des candidats CC sont des événements non-*ep* devant être supprimés en les scannant manuellement. Ce taux n'étant pas acceptable car le scanning manuel n'est pas toujours évident et peut introduire un biais dans la sélection, nous avons dû développer de nouveaux identificateurs pour supprimer ce bruit de fond.

7.2.3 Nouveaux identificateurs de bruit de fond

En observant les événements devant être rejetés visuellement, on note la présence d'un grand nombre d'événements dans lesquels il n'y a pas de trace de bonne qualité (LW) malgré une activité calorimétrique dans la région centrale. Ceci est montré sur la figure 7.1 qui montre le nombre total N_{LW} de traces LW en fonction de l'angle inclusif de l'activité dans le LAr θ_{LAr} pour les cosmiques et les pseudo-CC. On va donc demander

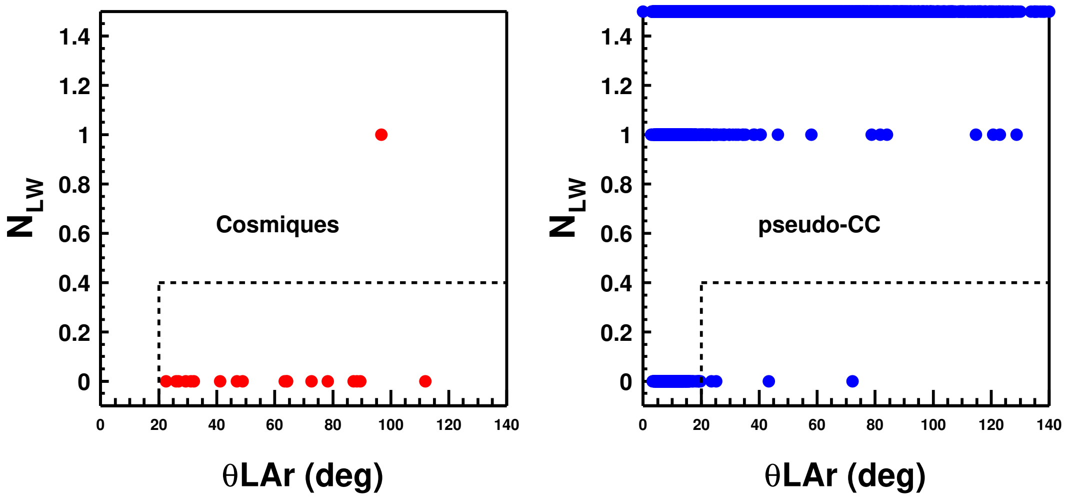


FIG. 7.1: Distribution des événements cosmiques et pseudo-CC dans le plan N_{LW}, θ_{LAr}.

au moins une trace de bonne qualité en cas d'activité calorimétrique centrale en rejetant les événements vérifiants :

$$N_{LW} = 0 \quad \&\& \quad (\gamma_h > 40^o \,||\, \theta_{LAr} > 20^o). \tag{7.4}$$

[20] Il s'agit des bits $5,6,8$ de `Ibgfm` et $3,4,7,8$ de `Ibgam`

[21] Il s'agit d'une avarie temporaire d'un convertisseur analogique digital qui va simuler un dépôt d'énergie élevé dans un groupe de cellules très précis, facilement identifiable par sa topologie non physique.

On remarque aussi la présence d'événements dans lesquels une interaction faisceau-gaz ou un muon cosmique produit une gerbe de particules dans les chambre à dérive. On peut discriminer ces événements car ils ont un très grand nombre de traces non ajustées au vertex N_{DTNV} pour un petit nombre de traces ajustées au vertex N_{DTRA}. On rejette les événements vérifiants :

$$N_{DTNV}/N_{DTRA} > 20. \tag{7.5}$$

Les conditions 7.4 et 7.5 suppriment 60% du bruit de fond que l'on doit scanner pour une inefficacité de $0,15\%$. On détermine l'inefficacité avec les pseudo-CC car il est clair que les mauvaises conditions de faisceau et les multiplicités des différents types de traces ne sont pas reproduites dans le MC.

Maintenant, il reste un certain type d'événements (44 dans le lots R) s'apparentant à des muons du halos ayant une topologie très semblable. Ces événements ont une activité calorimétrique dans la région centrale du LAr, un très petit nombre de traces ajustées au vertex, et un grand nombre de traces non ajustées au vertex. La figure 7.2 montre la distribution de ces événements et pour comparaison des événements de pseudo-CC. On

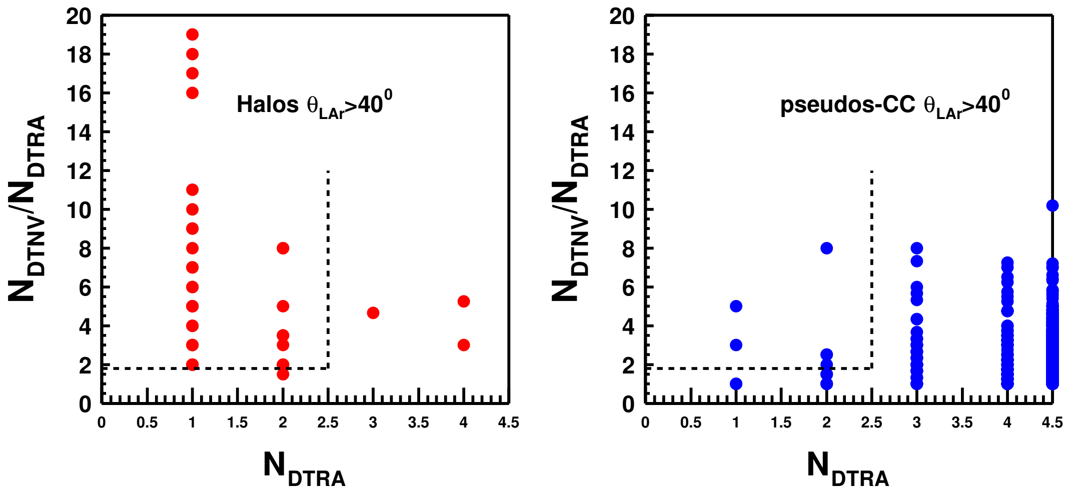


Fig. 7.2: Distribution des événements pseudo-CC et des halos dans le plan $\theta_{LAr}, \varphi_{LAr}$ et $N_{DTNV}/N_{DTRA}, N_{DTRA}$. La sélection effectuée est indiquée par le trait pointillé.

supprime 31 sur 44 de ces événements en rejetant les événements vérifiants

$$N_{DTNV}/N_{DTRA} \geq 2 \quad \&\& \quad N_{DTRA} < 3 \quad \&\& \quad \theta_{LAr} > 40^o. \tag{7.6}$$

L'inefficacité de cette sélection est de $0,3\%$.

A ce niveau, il reste encore quelques événements de bruit de fond. Nous allons les supprimer en demandant qu'au moins une trace soit liée à un amas. Pour cela on considère la distance minimale d en η, φ entre n'importe quelle trace DTRA et n'importe quel amas. Le problème survient dans la région avant du détecteur ou peu de traces sont disponibles. Nous allons supprimer les événements vérifiants

$$(d > 0,5 \quad \&\& \quad \theta_{amas} > 20^o) \quad || \quad (d > 1 \quad \&\& \quad \theta_{amas} < 20^o). \tag{7.7}$$

La coupure est donc plus lâche dans la région avant. Après l'application de ces identificateurs de bruit de fond, le taux d'événements que l'on doit rejeter à la main n'est plus que de 1 à 2%, ce qui est acceptable.

7.2.4 Efficacité des critères de temps et de bruit de fond

Au niveau de l'analyse, il est nécessaire que l'efficacité des sélections temporelles et de bruit de fond soit bien reproduites par le MC. Comme l'efficacité pertinente est celle obtenue avec les pseudo-CC, on effectue une pondération des événements MC par un facteur $\varepsilon_{bg,tim}(x, Q^2) = \varepsilon^{psCC}_{bg,tim}/\varepsilon^{MC}_{bg,tim}$, $\varepsilon^{psCC}_{bg,tim}$ étant l'efficacité pour les pseudo-CC et $\varepsilon^{MC}_{bg,tim}$ étant l'efficacité pour le MC CC. L'efficacité $\varepsilon^{psCC}_{bg,tim}(x, Q^2)$ est montrée sur la figure 7.3 L'efficacité $\varepsilon^{MC}_{bg,tim}$ est de l'ordre de 99% dans tous les bins. L'application de l'efficacité en

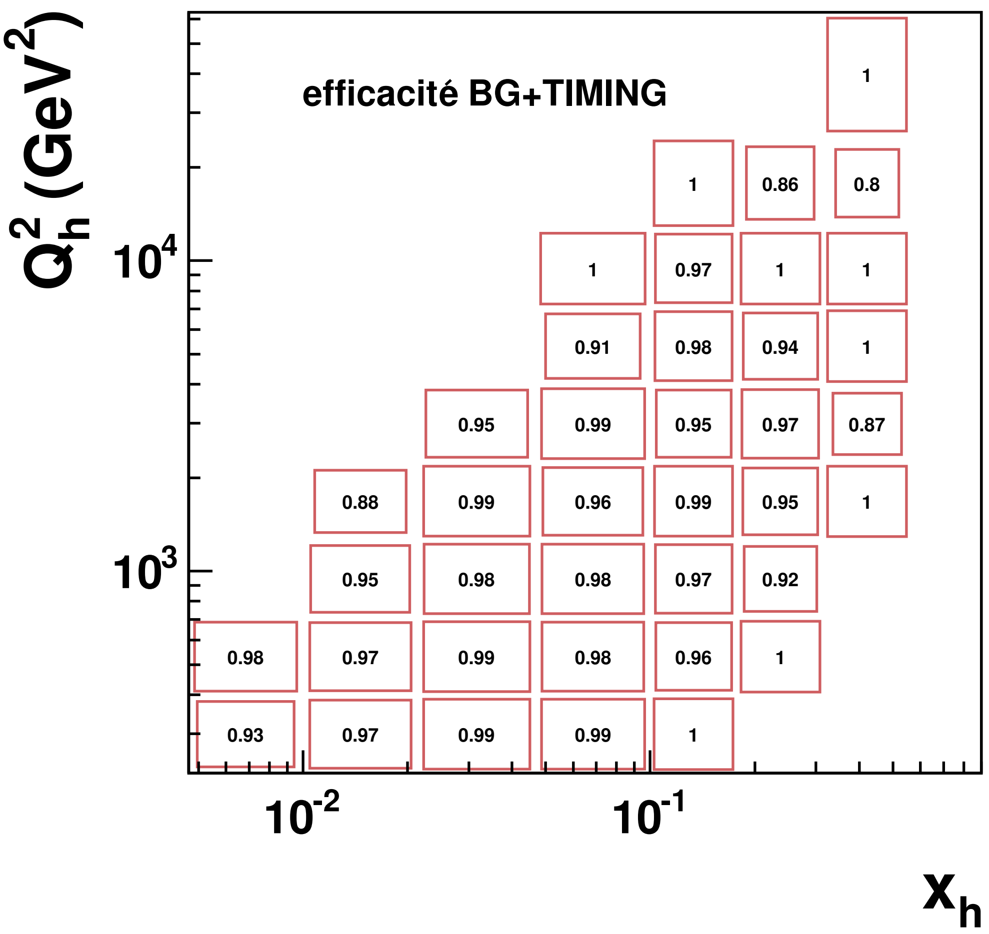


FIG. 7.3: Efficacité des sélection de temps et de bruit de fond pour les pseudo-CC en fonction de x et Q^2.

fonction de x et Q^2 permet de prendre en compte la topologie de l'événement pt_h, γ_h. Par exemple, la principale inefficacité provient de $d(trace, amas)$ qui est le plus inefficace dans la région avant, donc à petit y.

7.3 Rejet du bruit de fond de photoproduction

Nous allons maintenant considérer la contribution des événements de photoproduction, qui est le bruit de fond majeur intervenant dans la sélection CC. Comme la mise en place d'une coupure dépend de la fiabilité du MC utilisé, on va réaliser plusieurs vérifications de la contribution réelle de la photoproduction. Pour cela on utilise des événements de photoproduction dans lesquels l'électron diffusé est identifié dans l'identificateur d'électrons ETAG6, ainsi que les événements NC dont le positron diffusé est lié à une trace de mauvais signe. Enfin on verra la stratégie de coupures mise en place.

7.3.1 Analyse des événements étiquetés

Nous avons réalisé l'analyse des événements de photoproduction étiquetés. C'est la première exploitation des données du détecteur ETAG6 pour la physique[22]. Comme décrit au chapitre 4 l'identificateur d'électrons ETAG6 en situé à -6 m du point d'interaction nominal, près du faisceaux d'électrons. Lorsqu'un électron est diffusé diffusés dans les événements de photoproduction ou les événements Bethe-Heitler à $\theta \approx 0$ il n'est pas détecté dans la partie centrale de H1 mais part dans le tube à vide. Selon son énergie (différente de celle du faisceau d'électrons) il peut être dévié dans l'identificateur d'électrons ETAG6.

La stratégie d'analyse est la suivante : on sélectionne les événements NC et CC et on regarde ceux qui ont un dépôt d'énergie dans le ETAG6, pour obtenir des événements de photoproduction identifiés à tord comme NC ou CC. En réalité, la majorité de tels événements sont des événements de DIS superposés avec des événements Bethe-Heitler. Pour supprimer leur contribution, on rejette les événements ayant un dépôt d'énergie significatif dans le luminomètre, et on utilise la conservation de l'impulsion longitudinale totale $E_{tot} - pz_{tot} = E - pz + E_{ETAG6} - pz_{ETAG6} \simeq E - pz + 2E_{ETAG6}$. Le ETAG6 n'est pas simulé dans le MC, mais on applique un poids aux événements MC suivant l'acceptance du ETAG6 en fonction de l'énergie du positron diffusé.

Les résultats obtenus sont trop préliminaires pour apporter une contribution quantitative à l'analyse CC, le spectre en énergie du ETAG6 n'étant pas encore totalement compris. Néanmoinsà terme cette analyse permettra un très bon contrôle de la description du bruit de fond de photoproduction par le MC utilisé.

On peut aussi mentionner un moyen indépendant de vérifier la description de la photoproduction, c'est de regarder les événements NC dont le position diffusé est lié avec une trace de mauvais signe, identifiée comme étant de charge négative. La statistique de tels événements n'est pas suffisante pour tirer une conclusion. Une diminution de l'énergie de l'électron demandée au nivau de la présélection permettrait d'augmenter la statistique pour expoiter cette méthode.

7.3.2 Sélection anti-photoproduction

Pour sélectionner les événements CC des événements de photoproduction, on utilise des variables discriminantes. Comme les événements de photoproduction ont tendance

[22] Cette analyse à bénéficié des conseils de l'expert responsable de ce détecteur, V. Andreev.

à être plus isotropes en φ que les événements CC qui sont plus collimés, on utilise les variables topologiques V_{ap} et V_p [Mart97]

$$V_p = \frac{\sum_i \vec{pt}_{h,i} \cdot \vec{pt}_h}{||\vec{pt}_h||} \quad \text{pour} \quad \vec{pt}_{h,i} \cdot \vec{pt}_h > 0 \tag{7.8}$$

$$V_{ap} = -\frac{\sum_i \vec{pt}_{h,i} \cdot \vec{pt}_h}{||\vec{pt}_h||} \quad \text{pour} \quad \vec{pt}_{h,i} \cdot \vec{pt}_h < 0. \tag{7.9}$$

Ces variables sont calculées à partir des objets de l'état final hadronique Hadroo2, donc après suppression de bruit et calibration. De façon imagée V_p représente la fraction d'impulsion de l'état final hadronique qui va dans le même sens (dans le plan transverse x, y) que l'état hadronique dans sa totalité, et V_{ap} la fraction qui va dans le sens opposé. Plus le rapport V_{ap}/V_p est grand, plus l'événement est isotrope en φ, et si $V_{ap}/V_p = 0$, toutes les particules de l'état final sont contenues dans un seul hémisphère. La distribution de V_{ap}/V_p après la coupure de présélection est montrée sur la figure 7.4. Il est important de

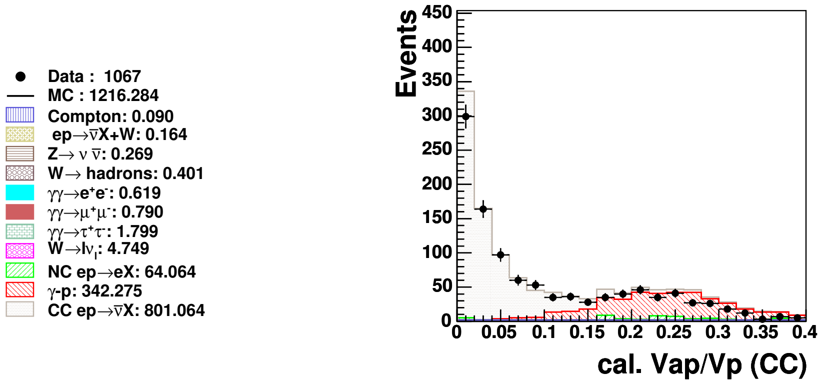


FIG. 7.4: Distribution de la variable V_{ap}/V_p après présélection.

supprimer la contribution de la photoproduction tout en ayant une efficacité de sélection maximale.

Dans les précédentes analyses CC basées sur des coupures[23], on a d'abord utilisé une coupure simple sur V_{ap}/V_p [Hein99], puis on a utilisé la corrélation entre le V_{ap}/V_p et la distribution d'énergie en φ dans le bouchon calorimétrique [Zhan00]. Cette dernière sélection était très performante, mais il n'est malheureusement plus possible de la réaliser à HERAII car le bouchon calorimétrique Plug a été remplacé par un bouchon identificateur Plug2k qui ne permet pas de réaliser la même sélection étant donné son acceptance angulaire bien plus faible et sa faible résolution en φ (on se reportera au chapitre 4 pour plsu de détails). Plutôt que d'utiliser une simple coupure sur V_{ap}/V_p, nous avons investigué la possibilité d'utiliser la corrélation de V_{ap}/V_p avec d'autres variables cinématiques pour distinguer la photoproduction. Cette dernière étant principalement localisée à bas pt_h, il

[23] Il à été réalisé des analyses CC utilisant un réseau de neurones pour effectuer la sélection des événements, mais le gain d'efficacité et de réjection obtenu n'était pas significatif par rapport à la complexité introduite.

est intéressant de regarder la distribution des événements de DIS CC et γp dans le plan $V_{ap}/V_p, pt_h$. Ceci est montré sur la figure 7.5. On remarque que les événements de γp sont

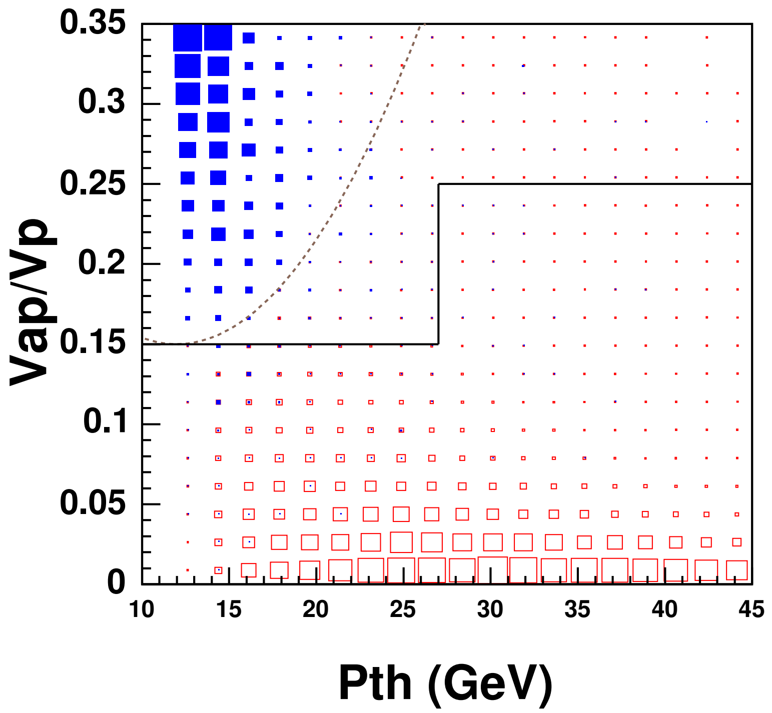


Fig. 7.5: Distribution des événements CC (carrés blancs à bords rouges) et des événements γp (carrés bleus pleins) dans le plan $pt_h, V_{ap}/V_p$. La ligne noire représente la coupure rectangulaire, et la ligne pointillée la coupure parabolique.

localisés à bas pt_h et à grand V_{ap}/V_p. Après avoir utilisé dans un premier temps une coupure parabolique, on utilise une coupure «rectangulaire», $V_{ap}/V_p < 0,15$ si $pt_h \leq 27$ GeV et $V_{ap}/V_p < 0,25$ si $pt_h > 27$ GeV. L'efficacité de sélection des événements de signal ainsi que la contamination (fraction relative des événements γp sélectionnés) sont montrés sur la figure 7.6. On compare les résultats avec une coupure simple («droite») de 0,15 et une coupure parabolique de minimum 0,15. La coupure rectangulaire offre un bon compromis entre la réduction du bruit de fond et l'efficacité à grand pt_h. Comme le rapport CC/γp dépend de la polarisation, pour le lot L on utilise une coupure à 0,11 pour $pt_h < 27$ GeV, pour garder le même niveau de contamination à bas pt_h. L'efficacité est réduite à environ 50%. On considérera une incertitude systématique sur le nombre d'événements de signal sélectionnés en faisant varier la valeur de la coupure de ± 10%, et une incertitude sur la normalisation de la photoproduction de ±30%.

7.4 Efficacité de déclenchement et de vertex

Nous allons décrire ici la détermination des efficacité de déclenchement et de vertex que nous avons réalisé, ce qui est fait à l'aide des événements de pseudo-CC.

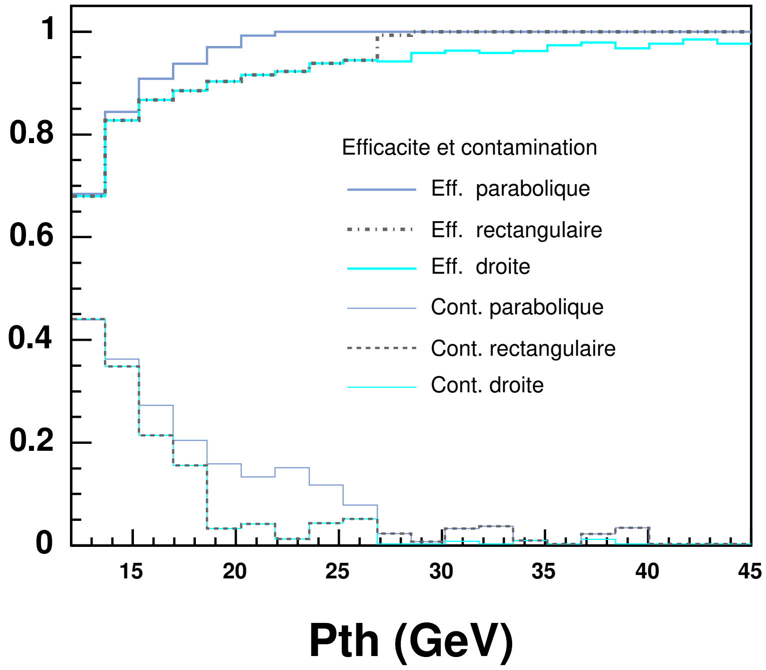


Fig. 7.6: Efficacité de sélection du signal et contamination du bruit de fond en fonction de pt_h pour différentes coupures.

7.4.1 Efficacité de déclenchement

L'efficacité de déclenchement ε^{ST}_{trigg} en fonction de (x, Q^2) ou de façon équivalente en fonction de (pt_h, γ_h) s'obtient à partir des événements pseudo-CC sélectionnés dans l'analyse CC N^{tot}_{sel} et des événements pseudo-CC sélectionnés vérifiant en plus la condition du sous déclencheur N^{ST}_{sel}

$$\varepsilon^{ST}_{trigg} = \frac{N^{ST}_{sel}}{N^{tot}_{sel}}. \tag{7.10}$$

On applique aussi une repondération des événements par le rapport des sections efficaces σ_{CC}/σ_{NC} pour se ramener aux distributions des événements CC[24]. La figure 7.7 montre les résultats que nous obtenons pour l'efficacité combinée des sous déclencheurs ST66 || ST67 || ST77. L'efficacité tend vers 1 pour des grandes valeurs de l'énergie transverse, et chute vers l'avant (rappelons que les «grandes tours» les plus à l'avant ne sont pas comptées dans le système de déclenchement). La figure 7.8 montre l'efficacité en fonction de x, Q^2. On applique cette efficacité dans l'analyse en utilisant une grille en x, Q^2 et en pondérant chaque événement de MC (signal et bruit de fond) avec $\varepsilon_{trigg}(x, Q^2)$. On applique une erreur systématique sur l'efficacité de déclenchement de $2\% + (1 - \varepsilon_{trigg}) \times 15\%$. Comme pour les NC, on dégrade l'efficacité de 0,5% pour tenir compte de l'inefficacité des vetos (et on tient compte de l'erreur de 1% sur cette correction).

[24]Cela n'est pas crucial pour le calcul de l'efficacité car la contribution de la repondération n'intervient que comme une correction de centre de bin.

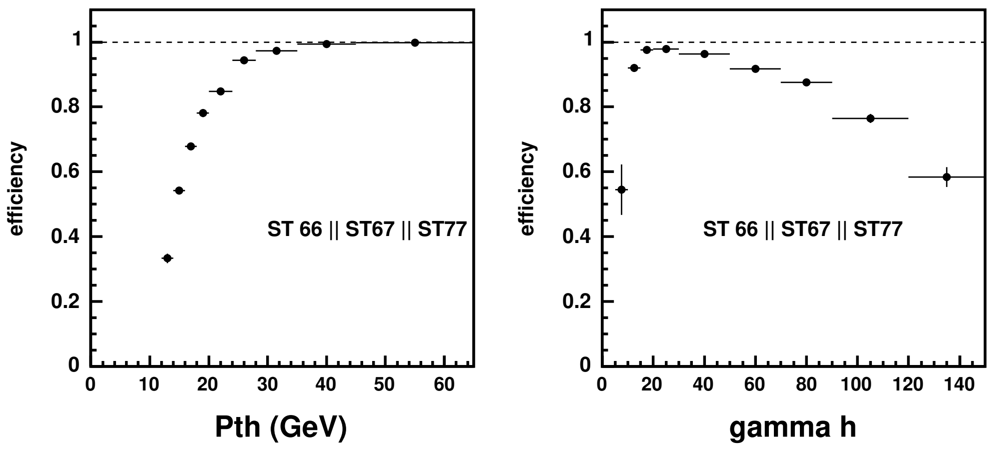


FIG. 7.7: Efficacité de déclenchement en fonction de pt_h et γ_h.

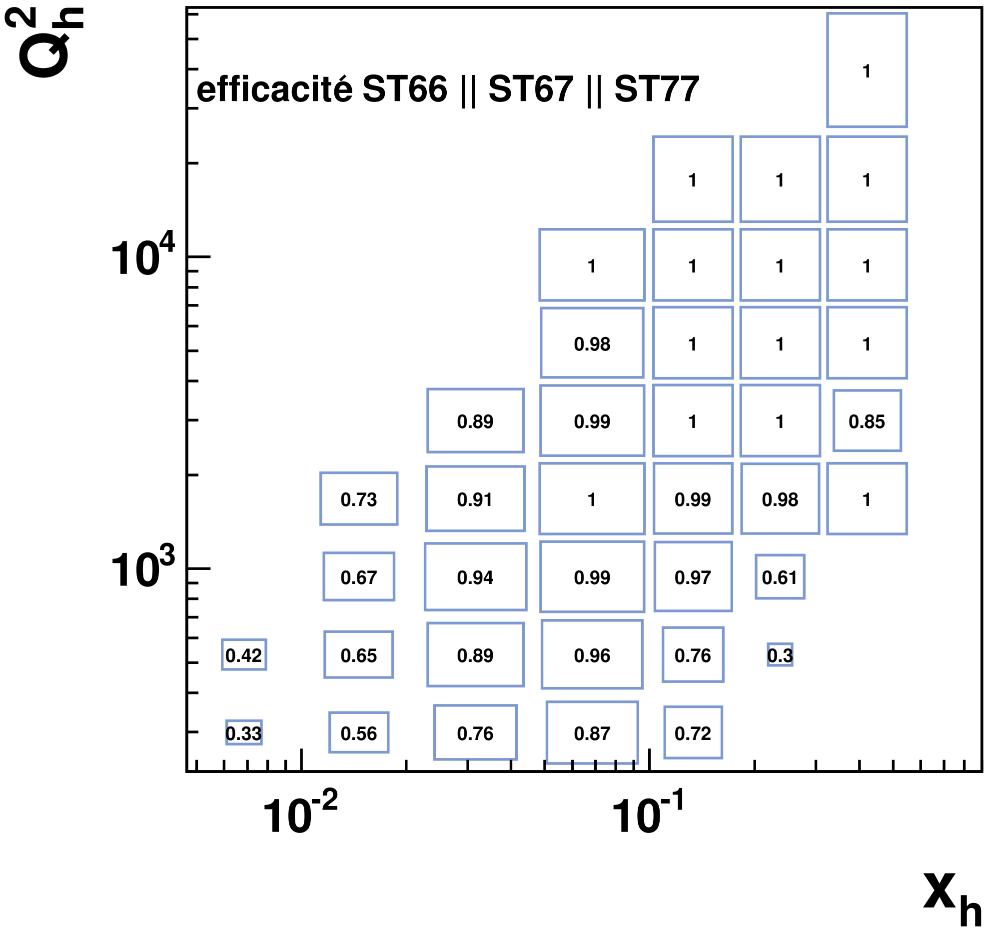


FIG. 7.8: Efficacité de déclenchement en fonction de x et Q^2 déterminée avec les pseudo-CC.

7.4.2 Efficacité de vertex

Il est important de vérifier que l'efficacité de reconstruction d'un vertex est similaire dans les données et le MC. Pour cela on peut utiliser les événements pseudo-CC dont le vertex est réajusté sans la trace de l'électron. On obtient l'efficacité de vertex avec le rapport du nombre de candidats CC obtenus avec et sans demander un vertex central vérifiant $|z_{vtx}| < 35$ cm. Ceci donne une estimation de l'efficacité de vertex dans les données. Pour pouvoir comparer avec l'efficacité dans le MC, nous avons crée des événements pseudo-CC avec le MC NC et déterminé l'efficacité de façon similaire. Notons ici que l'on utilise des pseudo-CC MC NC et non directement le MC CC car le programme de création des pseudo-CC n'utilise pas exactement l'algorithme d'ajustement du vertex utilisé pour les données réelles et le MC CC. On compare donc des algorithmes identiques. La figure 7.9 montre l'efficacité de vertex en fonction de y_h et γ_h pour les pseudo-CC de données et les pseudo-CC du MC NC. On ne remarque pas de différence significative dans les

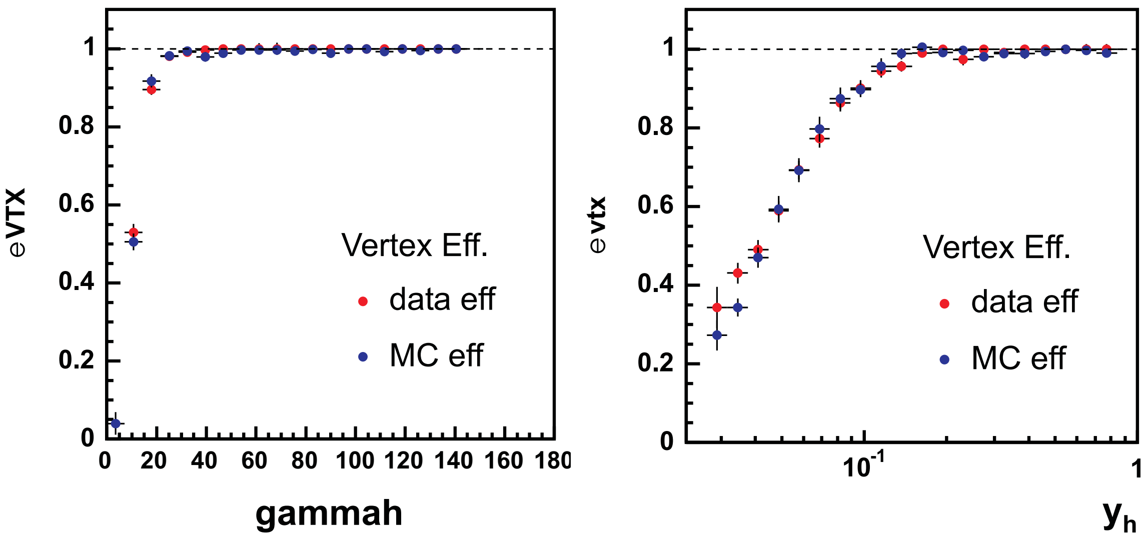


FIG. 7.9: Efficacité de vertex en fonction de y_h et γ_h pour les pseudo-CC de données et les pseudo-CC MC NC.

efficacités entre données et le MC à bas y_h et γ_h et on n'applique donc aucune correction supplémentaire dans cette région. On introduit une erreur systématique de 2% sur l'efficacité de vertex. Quand à la distribution de z_{vtx}, on la repondère selon un ajustement aux données CC.

7.5 Mesure des sections efficaces

Nous allons maintenant présenter la mesure des sections efficaces CC. La présentation des distributions de contrôle va permettre de montrer que l'analyse est bien comprise. On va aussi valider le binning utilisé puis présenter la mesure des sections efficaces simples et doubles différentielles avec les incertitudes systématiques. On se penchera finalement sur la mesure de la dépendance de la section efficace totale par rapport à la polarisation.

7.5.1 Distributions de contrôle

Les figures 7.10 et 7.11 montrent les distributions de contrôle des événements sélectionnés. Les périodes L et R ont été ajoutées, ce qui est valable étant donné qu'il n'y a pas de dépendance significative entre les deux périodes. Sur la figure 7.10 on a les distributions de $E_h - pz_h$ (égal à $2E_e y_h$), pt_h et $\log_{10} Q_h^2$. Sur la figure 7.11 on a les distributions de γ_h, $\log_{10} x_h$, V_{ap}/V_p. Il y a une bonne description des données par le MC, malgré un déficit global dans les données. Nous allons maintenant effectuer une mesure des sections efficaces.

7.5.2 Estimateurs de contrôle de la mesure

On utilise le binning utilisé dans les précédentes publications [Zhan00, H103], globalement linéaire dans les variables $\log_{10} Q_h^2$, $\log_{10} x_h$. Les distributions d'acceptance, de pureté, de stabilité et d'efficacité sont montrées sur la figure 7.12 pour la section efficace double différentielle. Les figures 7.14 et 7.13 montrent les mêmes quantités pour les mesures des sections efficaces simples différentielles

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2} = \int \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}x,\ y < 0,9 \quad \text{et} \quad \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x} = \int \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\mathrm{d}Q^2,\ \left\{ \begin{array}{l} y < 0,9 \\ Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2 \end{array} \right. . \tag{7.11}$$

7.5.3 Résumé des erreurs systématiques

En plus des erreurs statistiques des données et du MC, on prend en compte les incertitudes systématiques suivantes :

- On attribue une erreur sur la contribution totale de la photoproduction de 30%. De plus on fait varier la coupure contre la photoproduction de ±10% et on tiens compte de la variation du nombre d'événements de signal.
- L'erreur sur l'efficacité de trigger de $2\% + (1 - \varepsilon_{trigg}(x, Q^2)) \times 15\%$.
- On ajoute ±10% du bruit calorimétrique supprimé à l'état final hadronique. L'erreur induite est faible mais atteint des valeurs de l'ordre de 1,5% aux plus petits y.
- L'erreur sur l'échelle d'énergie hadronique est de 2% dont on considère 1% comme corrélé. Cela entraîne une erreur sur la section efficace allant de 2,5% à bas Q^2 jusqu'à 6% à grand Q^2.
- On considère une erreur sur les corrections radiatives selon les résultats présentés dans [PZ04]. L'erreur est de environ 1% pour $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$, de 0,6% $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ à bas Q^2 jusqu'à 2,19% à grand Q^2. L'erreur sur la section efficace totale ($y < 0,9$, $Q^2 > 400$ GeV^2) est de[25] 0,84 %.
- De plus on considère les incertitudes suivantes
  - Une erreur de 1% sur l'inefficacité des conditions de veto
  - Une erreur de 2% sur l'efficacité de vertex

  Ces dernières erreurs se propagent de façon directe sur la section efficace.

Auquel s'ajoute l'erreur de 2,6% et 2,9% sur la luminosité des lots R et L qui n'est traditionnellement pas incorporée dans les barres d'erreur.

[25]Les résultats présentés dans la section 7.5.5 antérieurs à l'étude [PZ04] utilisent une erreur de 3%.

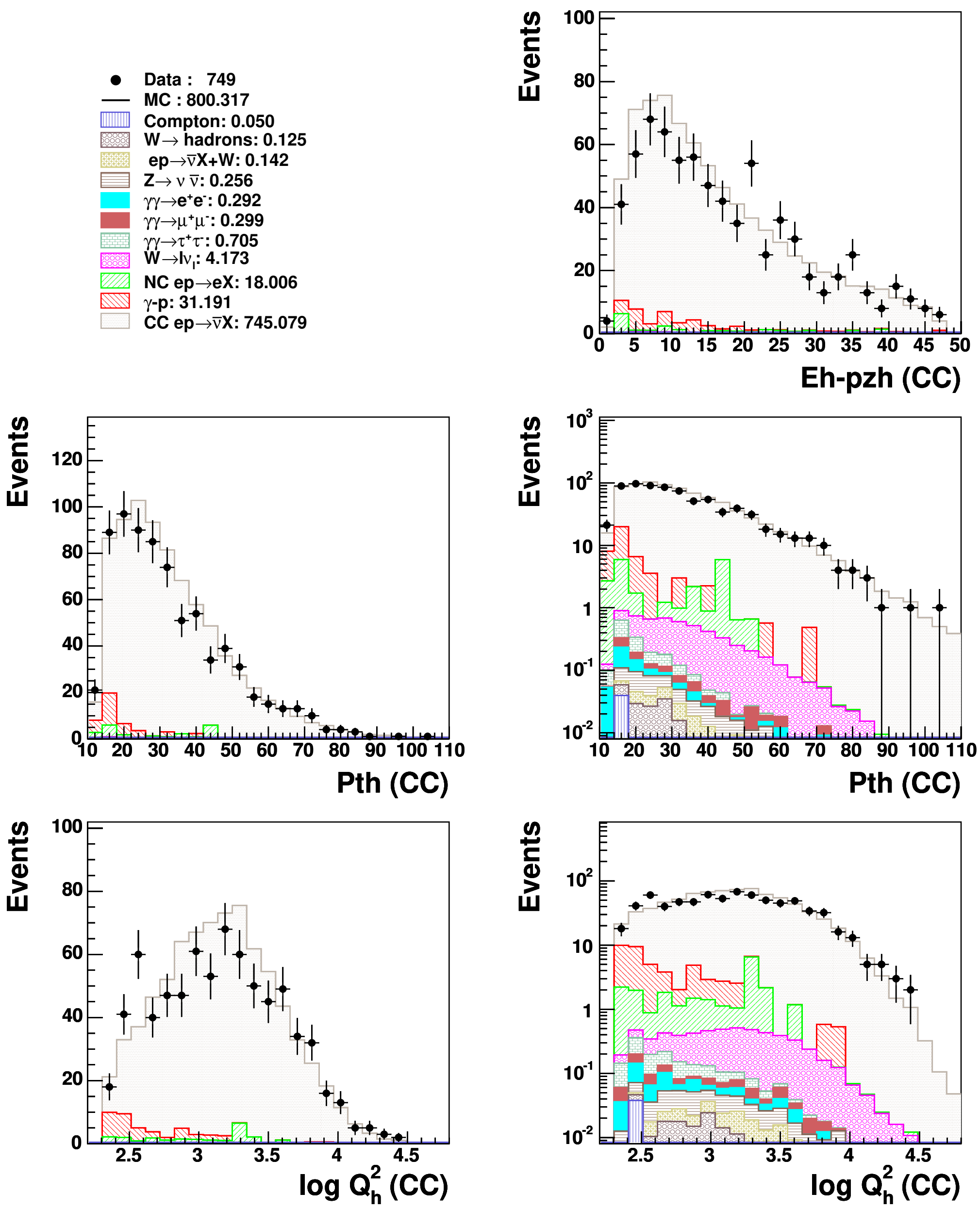


FIG. 7.10: Distributions de contrôle des événements CC sélectionnés pour les périodes L et R ajoutées.

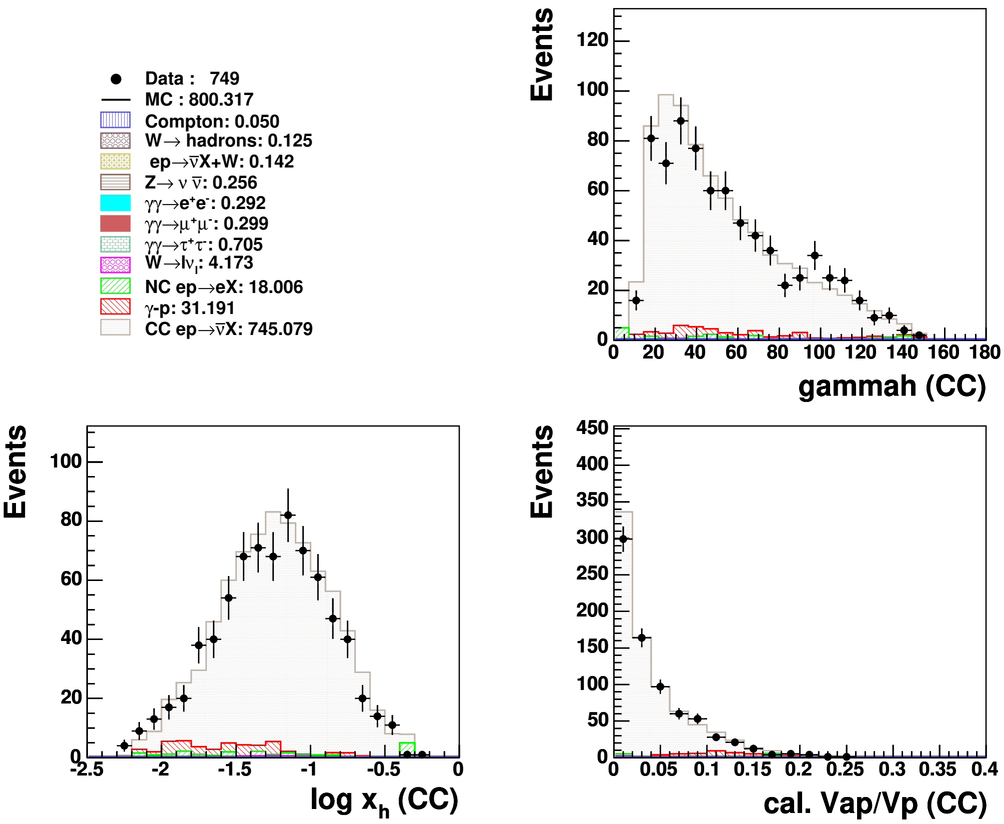


FIG. 7.11: Distributions de contrôle des événements CC sélectionnés pour les périodes L et R ajoutées.

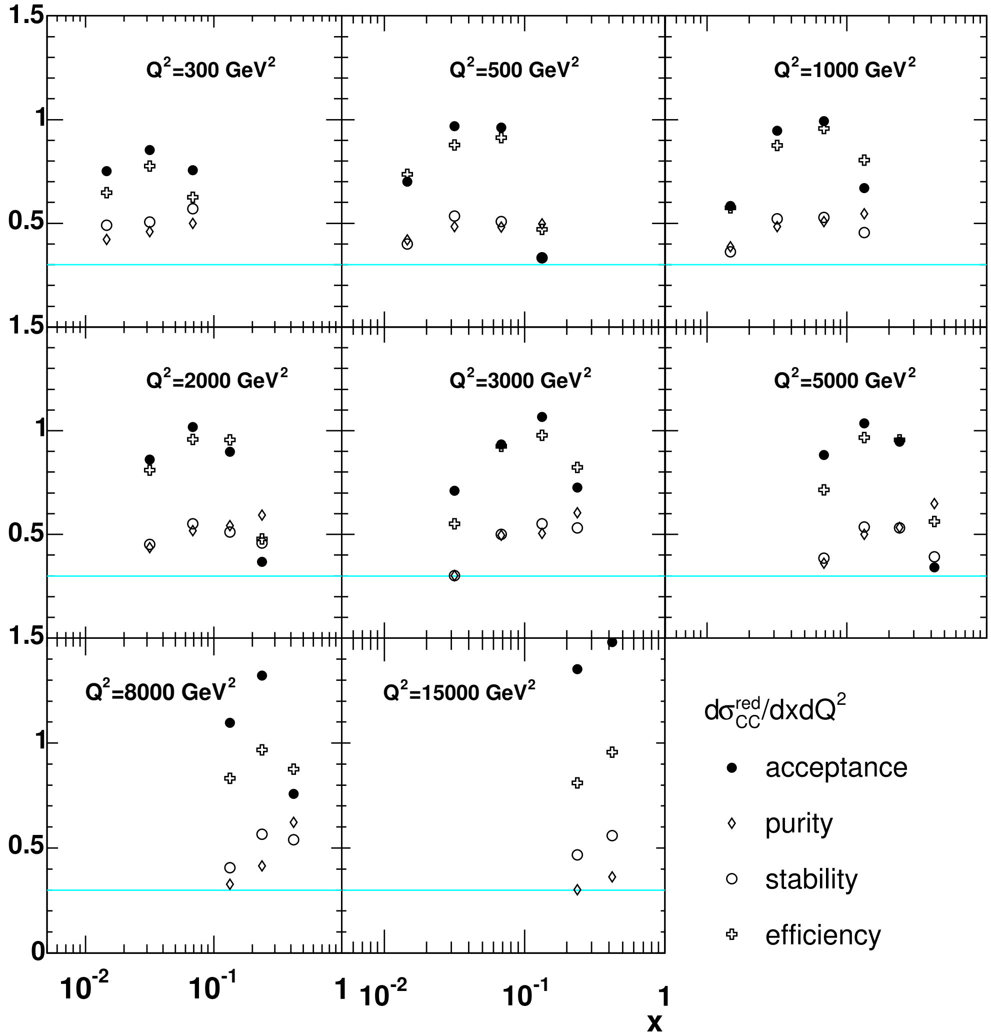


Fig. 7.12: Acceptance, pureté, stbilité et efficacité pour la mesure des sections efficaces CC doubles différentielles. Les erreurs sont très faibles sauf à grand x.

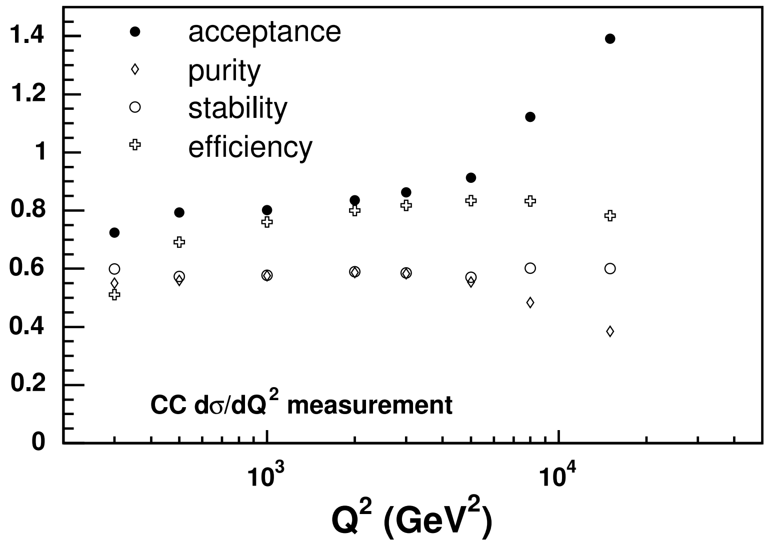


Fig. 7.13: Acceptance, pureté, stabilité et efficacité pour la mesure des sections efficaces CC $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$.

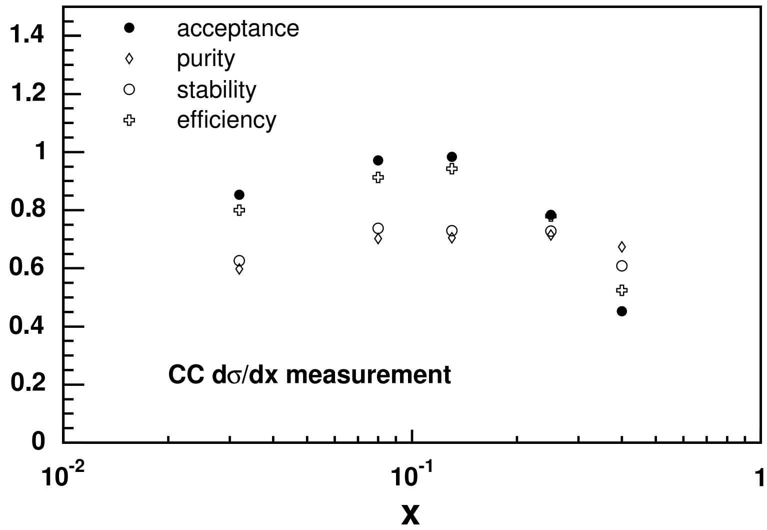


Fig. 7.14: Acceptance, pureté, stabilité et efficacité pour la mesure des sections efficaces CC $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$.

7.5.4 Mesure des sections efficaces

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus pour les sections efficaces. Avant cela, il est nécessaire de dire que ces résultats sont encore préliminaires et ne sont pas encore approuvés officiellement par la collaboration H1. Toutes les figures sont regroupées dans l'annexe B.

7.5.5 Dépendance de la section efficace totale vis-à-vis de la polarisation

Nous allons maintenant présenter et interpréter les résultats sur la dépendance de la section efficace totale par rapport à la polarisation. On dispose des mesures de sections efficaces totales $Q^2 > 400$ GeV^2, $y < 0,9$ que nous avons réalisées pour $P = -0,33$ et $P = +0,40$. Rappelons que dans le Modèle Standard la section efficace est directement proportionnelle à la polarisation et que la section efficace est nulle à $P = -1$ ce qui traduit l'absence de boson W droit (W_R). Un ajustement linéaire aux points mesurés va nous permettre de tester ces prédictions pour la première fois. Les résultats présentés ici sont ceux présentés dans [H104].

Résultats

Les sections efficaces totales mesurées dans le domaine $Q^2 > 400$ GeV^2, $y < 0,9$ valent

$$\sigma_{CC}(P = +0,33) = 34,67 \text{ pb } \pm 1,94 \text{ pb (stat)} \pm 1,66 \text{ pb (sys)} \tag{7.12}$$
$$\sigma_{CC}(P = -0,40) = 13,80 \text{ pb } \pm 1,04 \text{ pb (stat)} \pm 0,94 \text{ pb (sys).} \tag{7.13}$$

On peut aussi utiliser la section efficace non polarisée mesurée à HERAI avec une luminosité de 65,2 pb^{-1} (période 99-00) :

$$\sigma_{CC}(P = 0,00) = 28,44 \text{ pb } \pm 0,77 \text{ pb (stat)} \pm 1,22 \text{ pb (sys).} \tag{7.14}$$

Ces résultats ainsi que la prédiction théorique obtenue avec l'ajustement H1PDF2000 sont montrés sur la figure 7.15.

Limite sur la section efficace de courant droit.

On réalise un ajustement linéaire de la dépendance par rapport à la polarisation, en prenant en compte la corrélation des incertitudes systématiques entre les mesures. L'ajustement donne une description correcte des données avec $\chi^2/nddl = 2,45/(3-2)$. L'extrapolation de l'ajustement à $P = -1$ est de

$$\sigma_{CC}(P = -1,00) = -3,7 \text{ pb } \pm 2,4 \text{ pb (stat)} \pm 2,7 \text{ pb (sys).} \tag{7.15}$$

Ce qui est compatible avec zéro. En utilisant la prescription de [FC97] (table X.) ce résultat se traduit en une limite supérieure valant

$$\sigma_{CC}(P = -1,00) < 4,1 \text{ pb à } 95\% \text{ CL.} \tag{7.16}$$

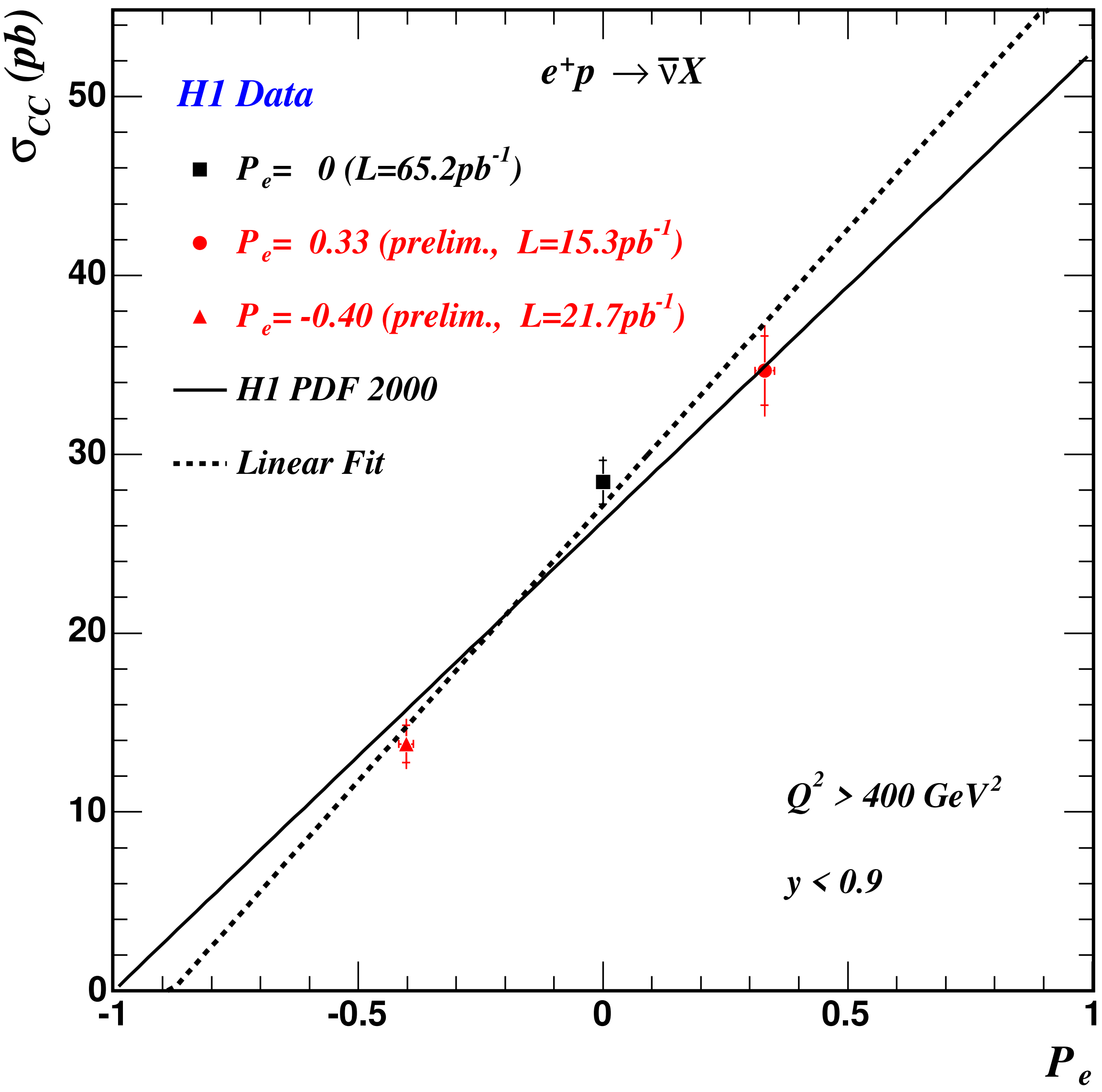


FIG. 7.15: Mesure de la section efficace e^+p CC en fonction de la polarisation P_e. Les données sont comparées à la prédiction de l'ajustement H1PDF2000. La ligne en pointillés est le résultat d'un ajustement aux données.

Soulignons que cette limite sur la section efficace CC de courant droit est totalement indépendante de tout modèle. On peut aussi traduire ce résultat en terme de limite sur la masse d'un boson W_R, ce qui introduit alors une dépendance par rapport au choix du modèle. Pour illustration, si l'on suppose l'existence d'un boson W_R de masse[26] M_{W_R} se couplant aux fermions avec la même intensité que le W_L. La limite sur la section efficace se traduit alors par une limite sur la masse de $M_{W_R} > 144$ GeV à 95 % de CL, ce qui n'est malheureusement pas compétitif par rapport aux limites du TeVatron qui sont de l'ordre de 650 GeV, ni par rapport aux observables de basses énergies, la contribution d'un W_R au mélange K_L, K_S permettant d'exclure jusqu'à des masse de l'ordre de 1,6 TeV.

Pour conclure, nous avons réalisé ici la première analyse des données de HERAII, en utilisant les outils développés précédamment au niveau de la mesure du flux d'énergie. L'analyse des Courants Chargés à nécessité des développements pour réduire le bruit de fond ne provenant pas des collisions ep, ainsi que le bruit de fond provenant des événements de photoproduction. Il a fallu aussi déterminer les efficacités de déclenchement et de vertex, ce qui est réalisé avec les événements de «pseudo-CC». La mesure des sections efficaces totales dans le domaine $Q^2 > 400$ GeV^2, $y < 0,9$ donne

$$\sigma_{CC}(P = +0,33) = 34,67 \text{ pb } \pm 1,94 \text{ pb (stat)} \pm 1,66 \text{ pb (sys)} \quad (7.17)$$

$$\sigma_{CC}(P = -0,40) = 13,80 \text{ pb } \pm 1,04 \text{ pb (stat)} \pm 0,94 \text{ pb (sys)}. \quad (7.18)$$

Ce qui est en accord avec les prédictions du Modèle Standard. Cela permet de mettre une limite supérieure de $4,1$ pb^{-1} à 95% CL sur la section efficace de courant droit. Une fois que l'analyse CC sera définitive, on pourra incorporer ces données dans l'analyse QCD. Cela contribuera d'une part à la mesure du quark d à grand x, et d'autre part à la détermination des paramètres électrofaibles comme la masse du W dont l'analyse est présentée dans le chapitre 8.

[26]De tels bosons apparaissent dans les modèles dit «symétriques L–R». Dans le cas général les états propres de masse sont des combinaisons linéaire des états propres de chiralité W_R et W_L. Ici pour illustrer on suppose que le mélange est nul et que les couplages des W_R et W_L sont identiques. Ces modèles prévoient l'existence d'un neutrino droit et plusieurs variations existent selon la masse et la nature supposée de ce neutrino. On trouve une revue de ces modèles et un renvoi aux références dans [PDG02].

Deuxième partie

Analyses QCD

8

Analyse QCD des Données de H1

Sommaire

Dans ce chapitre, nous allons explorer le potentiel de physique des mesures de sections efficaces de DIS inclusives de H1 mesurées pendant la phase HERAI. Nous allons explorer les aspects liés à QCD avec la détermination des densités de partons, ainsi que l'interface avec la physique électrofaible et la détermination de la masse du boson W et les couplages de quarks au boson Z.

8.1 Extraction des densités de partons

Les données de DIS permettent d'extraire les pdfs via un ajustement QCD. Le formalisme utilisé ici est un fit NLO de masse nulle (voir le chapitre 3 pour plus de détails), adapté aux données à grand Q^2.

8.1.1 Les lots de données utilisés

On utilise toutes les données grand Q^2 de la phase HERAI [H100a, H101, H103] ainsi que les données précise à bas Q^2 qui ont permis une détermination de α_s et du gluon

[H100b]. Une analyse QCD complémentaire utilisant en plus les données de BCDMS [BCDMS89] de DIS de muons sur proton et deuterium est réalisée dans un but de vérification. Les données très précises de BCDMS se trouvent dans une région cinématique de grand x et donc peuvent apporter des contraintes complémentaires par rapport aux données de H1. L'analyse que nous allons décrire est donc effectuée pour H1 seul, l'absence de données sur deuteron permettant de s'affranchir des corrections nucléaires, puis avec H1 et BCDMS dans le but d'effectuer une vérification de l'ajustement obtenu avec les données de H1 seules. Il faut choisir les pdfs que nous allons déterminer en fonction des contraintes dont on dispose. Les CC permettent d'effectuer une distinction entre les saveurs des quarks de type u et des quarks de type d. Par contre les sections efficaces inclusives étant quasiment aveugles vis-à-vis de la saveur, c'est-à-dire qu'on ne peut pas faire la différence entre les quarks u et c, ni entre les quarks d, s et b. Par conséquent on introduit les quantités $U = u + c$ qui sont les quarks «de type u» et $D = d + s$ (en dessous du seuil du b) qui sont les quarks «de type d», et respectivement pour les antiquarks $\overline{U}$ et $\overline{D}$. A l'ordre le plus bas les sections efficaces inclusives NC et CC pour $e^{\pm}p$ s'écrivent de façon symbolique

$$\sigma^+_{NC} \sim \alpha(U + \overline{U}) + \alpha(D + \overline{D}) + \gamma(U - \overline{U}) + \delta(D - \overline{D}) \tag{8.1}$$
$$\sigma^-_{NC} \sim \alpha(U + \overline{U}) + \alpha(U + \overline{D}) - \gamma(U - \overline{U}) - \delta(D - \overline{D}) \tag{8.2}$$
$$\sigma^+_{CC} \sim \overline{U} + \varepsilon_y D \tag{8.3}$$
$$\sigma^-_{CC} \sim U + \varepsilon_y \overline{D}. \tag{8.4}$$

Il est clair que la combinaison des mesures $\sigma^{\pm}_{NC/CC}$ permet d'extraire $U, D, \overline{U}, \overline{D}$. Pour H1 seul, il y a 621 sections efficaces double différentielles en x, Q^2 utilisées dans l'ajustement. Les données utilisées sont résumées dans la table 8.1.

Tab. 8.1: Lots de données de H1 et BCDMS. Les données de BCDMS couvrent 4 énergies de faisceau différentes et sont restreintes à $y_\mu > 0,3$ car les données à petit y_μ présentes des problèmes dus à la reconstruction de cette variable cinématique [Wall01].

lot de donnée	processus	domaine en x		domaine en Q^2	
				(GeV^2)	(GeV^2)
H1 biais minimum 97	e^+p NC	0.00008	0.02	1.5	12
H1 bas Q^2 96 − 97	e^+p NC	0.000161	0.20	12	150
H1 grand Q^2 94 − 97	e^+p NC	0.0032	0.65	150	30 000
H1 grand Q^2 94 − 97	e^+p CC	0.013	0.40	300	15 000
H1 grand Q^2 98 − 99	e^-p NC	0.0032	0.65	150	30 000
H1 grand Q^2 98 − 99	e^-p CC	0.013	0.40	300	15 000
H1 grand y 98 − 99	e^-p NC	0.00131	0.0105	100	800
H1 grand Q^2, y 99 − 00	e^+p NC	0.0032	0.65	150	30 000
H1 grand Q^2 99 − 00	e^+p CC	0.013	0.40	300	15 000
BCDMS-p	μp NC	0.07	0.75	7.5	230
BCDMS-D	μD NC	0.07	0.75	7.5	230

Pour la majorité des données NC, les sections efficaces différentielles sont mesurées avec une précision de l'ordre de 2 à 3%. La contribution dominante dans la plus grande partie de l'espace de phase est celle de la fonction de structure F_2, et donc on aura une excellente contrainte sur la combinaison $4(U + \overline{U}) + D + \overline{D}$. Pour la partie à grand Q^2 où la contribution de xF_3 devient significative, on obtient une contrainte sur les valences $U - \overline{U} = u_v$ et $D - \overline{D} = d_v$ mais qui est très faible (pour l'instant) étant donné les erreurs statistiques importantes à grand Q^2. Le gluon g est principalement contraint par les violations d'échelle, et les données à grand y apportent une contrainte via la contribution de F_L.

8.1.2 Schéma de paramétrisation

Nous allons paramétriser les fonctions $f = g, U, D, \overline{U}, \overline{D}$ à l'échelle de départ de Q_0^2 avec :

$$xf(x, Q_0^2) = Ax^B(1 - x)^C \times P(x). \tag{8.5}$$

Avec une telle paramétrisation :
- Le terme x^B contrôle le comportement à petit x de xf.
- Le terme $(1 - x)^C$ contrôle le comportement à grand x de xf.
- P est un fonction douce de x faisant le lien entre le comportement à petit et grand x.

La complexité du problème est liée au choix de la paramétrisation car il faut trouver une fonction P assez souple avec assez de paramètres libres pour réaliser un bon ajustement mais il faut aussi que l'ajustement soit stable car une sur-paramétrisation peut donner lieu à des résultats non physiques. L'ajustement peut aussi converger vers un minimum du χ^2 qui n'est pas le minimum absolu selon la valeur des paramètres de départ. Ces effets pernicieux font que la procédure de choix de paramétrisation ne peut être automatisée, et que la réalisation d'un ajustement QCD nécessite un certain doigté. On s'attend bien sûr à ce que les pdfs les mieux contraintes (comme U par exemple) aient plus de paramètres libres, mais le fait que les paramètres soient corrélés presque à 100% entre eux et que l'ajustement soit hautement non linéaire vis-à-vis des paramètres rend très difficile l'usage de l'intuition.

Même si l'on ne souhaite que paramétriser $f = g, U, D, \overline{U}, \overline{D}$, il faut expliciter les combinaisons de pdfs intervenant dans l'évolution au NLO et donc faire des hypothèses sur s et c car dans le schéma de masse nulle choisi l'échelle de paramétrisation initiale supérieure aux seuils des quarks s et c. On fait donc l'hypothèse simplificatrice que la mer charmée est une fraction constante (égale à c_{frac}) de la mer de type u à l'échelle de départ et que la mer étrange est une fraction constante (égale à s_{frac}) de la mer de type d. On fait de plus l'hypothèse que $s = \overline{s}, c = \overline{c}$. On peut donc écrire à Q_0^2 que

$$\overline{c} = c_{frac} \times \overline{U}, \quad \overline{s} = s_{frac} \times \overline{D} \tag{8.6}$$

Il n'est pas possible de contraindre tous les paramètres A, B, C à l'aide des données, ce qui amène à formuler d'autres hypothèses. On peut supposer qu'à petit x le comportement de la mer est identique quelque soit la saveur, et que les distributions de valences sont nulles. Ceci permet d'écrire que

$$B_U = B_{\overline{U}} = B_D = B_{\overline{D}}, \quad A_U = A_{\overline{U}}, A_D = A_{\overline{D}}. \tag{8.7}$$

De plus l'hypothèse que $\overline{d} - \overline{u}$ tend vers zéro lorsque x tend vers zéro implique

$$A_{\overline{U}} = A_{\overline{D}} \frac{1 - s_{frac}}{1 - c_{frac}}. \tag{8.8}$$

On impose bien entendu que trois paramètres soient fixés pour satisfaire les règles de somme sur le nombre de quarks de valence $U - \overline{U}$ et le nombre de quarks de valence $D - \overline{D}$ ainsi que l'impulsion totale du proton qui doit être la somme de toutes les fractions d'impulsion. Ceci étant fixé, on peut maintenant passer au choix de P.

Procédure de choix d'une paramétrisation

On choisit pour P une forme de type polynomiale

$$P(x) = 1 + \sum_{n=1}^{6} a_n x^{n(\delta+1)} \tag{8.9}$$

en fixant $\delta = -1/2$ on obtient les termes du type $x^{1/2}, x, x^{3/2}, x^2, x^{5/2}, x^3$ et ne fixant $\delta = 0$ on obtient $x^1, x^2, x^3, x^4, x^5, x^6$. Plutôt que d'explorer au hasard l'espace des paramétrisations, la procédure suivante a été retenue :

1. On part d'une paramétrisation «simple»,
2. On ajoute un paramètre libre (on essaie pour chaque distribution), c'est-à-dire que l'on passe de $n - 1$ à n paramètres.
3. (a) Si le meilleur ajustement a un χ^2 inférieur de typiquement une unité par rapport au meilleur ajustement à $n - 1$ paramètres, il est alors pris comme point de départ et on essaie d'ajouter un nouveau paramètre à chaque distribution.
   (b) Si par contre le meilleur χ^2 n'apporte pas beaucoup d'amélioration, on a alors atteint la saturation du χ^2 et cela ne sert plus à rien d'ajouter un paramètre.
4. si le meilleur ajustement à n paramètre est instable (c'est à dire qu'il donne lieu à des résultats non physiques, par exemple des pdfs négatives) on prend le meilleur ajustement à $n - 1$ paramètres.

Cette procédure est arbitraire et ne garantit *pas* de tomber sur le meilleur ajustement. C'est néanmoins une simplification importante car rappelons que chaque ajustement doit être vérifié en détail et que l'on ne peut pas explorer l'espace des paramétrisations par la force brute. La solution du problème passe par exemple à long terme par une méthode d'ajustement QCD qui n'utiliserait pas de paramétrisation.

On part donc d'une paramétrisation simple à 17 paramètres dont 8 paramètres libres

$$xg = A_g x^{B_g} (1-x)^{C_g} \tag{8.10}$$
$$xU = A_U x^{B_U} (1-x)^{C_U} (1 + a_U x) \tag{8.11}$$
$$xD = A_D x^{B_D} (1-x)^{C_D} (1 + a_D x) \tag{8.12}$$
$$x\overline{U} = A_{\overline{U}} x^{B_{\overline{U}}} (1-x)^{C_{\overline{U}}} \tag{8.13}$$
$$x\overline{D} = A_{\overline{D}} x^{B_{\overline{D}}} (1-x)^{C_{\overline{D}}} \tag{8.14}$$

pour laquelle $\chi^2 = 570.5$. U et D ont naturellement plus de paramètres pour accomoder la forme de la contribution de valence. Partir d'une autre paramétrisation simple ne change pas le résultat. Le résultat de la procédure est montré sur la table 8.2. Le résultat de la

Tab. 8.2: Exemple de procédure d'exploration de l'espace des paramétrisations pour l'ajustement H1 seul. Les valeurs des χ^2 encadrées sont celles correspondant au meilleur ajustement pour un nombre de paramètres donné. Les valeurs en italiques correspondent à des solutions non physiques. Le meilleur ajustement pour 11 paramètres libres étant non physique, c'est le meilleur ajustement à 10 paramètres qui est retenu.

N_{par}	départ 8 paramètres 570.5									
9	$P_g = 1$		$P_U = 1 + x$		$P_D = 1 + x$		$P_{\overline{U}} = 1$		$P_{\overline{D}} = 1$	
	$+\sqrt{x}$	$562,3$	$+\sqrt{x}$	570,4	$+\sqrt{x}$	*562,9*	$+\sqrt{x}$	*553,8*	$+\sqrt{x}$	*564,8*
	$+x$	$556,6$	$+x^2$	$564,9$	$+x^2$	$565,8$	$+x$	$570,5$	$+x$	$570,5$
	$+x^{3/2}$	*570,1*	$+x^3$	$\boxed{552,4}$	$+x^3$	$565,6$	$+x^2$	$570,4$	$+x^2$	$570,5$
							$+x^3$	$569,7$	$+x^3$	$570,0$
10	$P_g = 1$		$P_U = 1 + x + x^3$		$P_D = 1 + x$		$P_{\overline{U}} = 1$		$P_{\overline{D}} = 1$	
	$+\sqrt{x}$	$545,2$	$+\sqrt{x}$	$551,7$	$+\sqrt{x}$	*546,1*	$+\sqrt{x}$	*546,3*	$+\sqrt{x}$	$548,6$
	$+x$	$\boxed{540,4}$	$+x^4$	$549,1$	$+x^2$	$548,8$	$+x$	$552,3$	$+x$	$550,3$
	$+x^{3/2}$	*545,1*			$+x^3$	$550,0$	$+x^2$	$551,6$	$+x^2$	*545,5*
							$+x^3$	$551,9$	$+x^3$	*545,1*
11	$P_g = 1 + x$		$P_U = 1 + x + x^3$		$P_D = 1 + x$		$P_{\overline{U}} = 1$		$P_{\overline{D}} = 1$	
	$+\sqrt{x}$	$540,2$	$+\sqrt{x}$	$538,2$	$+x^2$	$546,1$	$+\sqrt{x}$	*536,2*	$+\sqrt{x}$	$\boxed{\mathit{530,5}}$
	$+x^{3/2}$	*540,2*	$+x^4$	$540,3$	$+x^3$	$538,0$	$+x$	$540,4$	$+x$	$538,7$
							$+x^2$	$536,9$	$+x^2$	*536,4*
							$+x^3$	$540,0$	$+x^3$	*536,0*

procédure est la paramétrisation

$$
\begin{aligned}
xg &= A_g x^{B_g}(1-x)^{C_g}(1+a_g x) && (8.15)\\
xU &= A_U x^{B_U}(1-x)^{C_U}(1+a_U x+b_U x^3) && (8.16)\\
xD &= A_D x^{B_D}(1-x)^{C_D}(1+a_D x) && (8.17)\\
x\overline{U} &= A_{\overline{U}} x^{B_{\overline{U}}}(1-x)^{C_{\overline{U}}} && (8.18)\\
x\overline{D} &= A_{\overline{D}} x^{B_{\overline{D}}}(1-x)^{C_{\overline{D}}}. && (8.19)
\end{aligned}
$$

Les pdfs $\overline{U}$ et $\overline{D}$, sont assez peu contraintes et ne supportent pas l'ajout d'un paramètre supplémentaire car sinon l'ajustement devient instable. C'est bien sûr la pdf U qui est la plus contrainte. Il est intéressant d'explorer le voisinage de la solution obtenue dans l'espace des paramétrisations, ce qui est présenté dans la table 8.3. La solution $P_U = 1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{5/2}$ présente une solution alternative intéressante avec un paramètre libre de plus et un χ^2 meilleur de 2,6 unités. Pour l'ajustement H1+BCDMS le résultat de la procédure est montré dans la table 8.4. La solution trouvée est

Tab. 8.3: Exploration des paramétrisation pour U. On n'obtient pas d'ajustement instable. On observe la saturation du χ^2 avec l'ajout de nouveaux paramètres.

$Npar$	$P_U =$	χ^2
10	$1 + ax + bx^{3/2}$	553, 0
10	$1 + ax + bx^{5/2}$	544, 4
10	$1 + ax + bx^3$	540, 4
11	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^2$	540, 5
11	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^3$	538, 2
11	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{5/2}$	537,8
12	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{3/2} + dx^3$	536, 9
12	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{5/2} + dx^3$	537, 4
12	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^2 + dx^{5/2}$	537, 7
12	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^2 + dx^3$	537, 3
12	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{3/2} + dx^{5/2}$	537, 7
13	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{3/2} + dx^2 + ex^3$	535, 7
13	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{3/2} + dx^{5/2} + ex^3$	539, 9
14	$1 + a\sqrt{x} + bx + cx^{3/2} + dx^2 + ex^{5/2} + fx^3$	536, 9

$$xg = A_g x^{B_g}(1-x)^{C_g}(1 + a_g\sqrt{x}) \tag{8.20}$$
$$xU = A_U x^{B_U}(1-x)^{C_U}(1 + a_U x + b_U x^{5/2}) \tag{8.21}$$
$$xD = A_D x^{B_D}(1-x)^{C_D}(1 + a_D x) \tag{8.22}$$
$$x\overline{U} = A_{\overline{U}} x^{B_{\overline{U}}}(1-x)^{C_{\overline{U}}} \tag{8.23}$$
$$x\overline{D} = A_{\overline{D}} x^{B_{\overline{D}}}(1-x)^{C_{\overline{D}}}. \tag{8.24}$$

Cependant une exploration permet de trouver l'ajustement à 12 paramètres libres pour $\chi^2 = 889, 6$

$$xg = A_g x^{B_g}(1-x)^{C_g}(1 + a_g x) \tag{8.25}$$
$$xU = A_U x^{B_U}(1-x)^{C_U}(1 + a_U x + b_U x^3 + c_U x^4) \tag{8.26}$$
$$xD = A_D x^{B_D}(1-x)^{C_D}(1 + a_D x) \tag{8.27}$$
$$x\overline{U} = A_{\overline{U}} x^{B_{\overline{U}}}(1-x)^{C_{\overline{U}}} \tag{8.28}$$
$$x\overline{D} = A_{\overline{D}} x^{B_{\overline{D}}}(1-x)^{C_{\overline{D}}}. \tag{8.29}$$

C'est l'ajustement retenu dans [H103]. Il présente un excellent accord avec l'ajustement H1 seul.

Résultats et comparaisons

Le χ^2 par nombre de degré de liberté ($nddl$) de l'ajustement est de $540, 4/(621-10) = 0, 88$, ce qui est trop bon, indiquant qu'éventuellement certaines erreurs systématiques ont pu être évaluées de façon conservative. La table 8.5 montre le détail des contributions pour

TAB. 8.4: Exemple de procédure d'exploration de l'espace des paramétrisations pour l'ajustement H1+BCDMS. Les valeurs des χ^2 encadrées sont celles correspondant au meilleur ajustement pour un nombre de paramètres donné. Les valeurs en italique correspondent à des solutions non physiques.

N_{par}	départ 8 paramètres 1023,2									
9	$P_g = 1$		$P_U = 1 + x$		$P_D = 1 + x$		$P_{\overline{U}} = 1$		$P_{\overline{D}} = 1$	
	$+\sqrt{x}$	$1017,1$	$+\sqrt{x}$	$1005,7$	$+\sqrt{x}$	$1011,0$	$+\sqrt{x}$	$1011,7$	$+\sqrt{x}$	$1005,1$
	$+x$	*1012,9*					$+x$	*991,5*	$+x$	$1023,0$
	$+x^{3/2}$	$1020,3$	$+x^{3/2}$	$970,7$	$+x^{3/2}$	$1011,9$	$+x^{3/2}$	$1011,0$	$+x^{3/2}$	$1023,1$
	$+x^2$	$1019,7$	$+x^2$	$933,4$	$+x^2$	$1005,1$	$+x^2$	$1022,4$	$+x^2$	$1021,0$
	$+x^{5/2}$	$1020,0$	$+x^{5/2}$	$\boxed{915,1}$	$+x^{5/2}$	$993,7$	$+x^{5/2}$	$1012,1$	$+x^{5/2}$	$1014,0$
	$+x^3$	$1020,7$	$+x^3$	$941,0$	$+x^3$	$974,2$	$+x^3$	*1023,1*	$+x^3$	$999,4$
			$+x^4$	$927,4$	$+x^4$	$961,6$				
10	$P_g = 1$		$P_U = 1 + x + x^{5/2}$		$P_D = 1 + x$		$P_{\overline{U}} = 1$		$P_{\overline{D}} = 1$	
	$+\sqrt{x}$	$\boxed{904,7}$	$+\sqrt{x}$	$908,5$	$+\sqrt{x}$	$912,1$	$+\sqrt{x}$	$911,8$	$+\sqrt{x}$	$909,3$
	$+x$	$906,5$					$+x$	$911,8$	$+x$	$906,9$
	$+x^{3/2}$	$911,0$	$+x^{3/2}$	$910,6$	$+x^{3/2}$	$913,9$	$+x^{3/2}$	$912,4$	$+x^{3/2}$	$911,0$
	$+x^2$	$911,0$	$+x^2$	$911,4$	$+x^2$	$912,8$	$+x^2$	$914,8$	$+x^2$	$915,0$
	$+x^{5/2}$	$911,4$	$+x^{5/2}$		$+x^{5/2}$	$910,0$	$+x^{5/2}$	$912,5$	$+x^{5/2}$	$915,0$
	$+x^3$	$911,8$	$+x^3$	$912,8$	$+x^3$	$911,8$	$+x^3$	$915,0$	$+x^3$	$914,4$
11	$P_g = 1 + \sqrt{x}$		$P_U = 1 + x + x^{5/2}$		$P_D = 1 + x$		$P_{\overline{U}} = 1$		$P_{\overline{D}} = 1$	
			$+\sqrt{x}$	$898,0$	$+\sqrt{x}$	$902,3$	$+\sqrt{x}$	$901,3$	$+\sqrt{x}$	$899,4$
	$+x$	$902,1$					$+x$	$904,5$	$+x$	$\boxed{\mathit{897,3}}$
	$+x^{3/2}$	$903,2$	$+x^{3/2}$	$899,8$	$+x^{3/2}$	$904,1$	$+x^{3/2}$	$902,2$	$+x^{3/2}$	$900,6$
	$+x^2$	$904,6$	$+x^2$	$900,5$	$+x^2$	$903,1$	$+x^2$	$904,4$	$+x^2$	$904,0$
	$+x^{5/2}$	$903,4$			$+x^{5/2}$	$903,8$	$+x^{5/2}$	$902,1$	$+x^{5/2}$	$904,7$
	$+x^3$	$903,5$	$+x^3$	$901,9$	$+x^3$	$902,6$	$+x^3$	$904,7$	$+x^3$	$904,0$

TAB. 8.5: Pour chaque lot de données utilisé dans l'ajustement H1 seul, nombre de points de données avec la contribution aux χ^2 de chaque lot. Lorsque une source corrélée entre plusieurs lots contribue, on attribue la contribution de chaque lot proportionnellement à sa taille. On voit aussi les facteurs de normalisation (liés à l'incertidude sur la luminosité) tels qu'ils sont déterminés par l'ajustement.

lot de données	processus	N_{data}	χ^2	χ^2 (corr. err.)	normalisation
H1 biais minimum 97	e^+p NC	45	37.5	5.9	1.037
H1 bas Q^2 $96-97$	e^+p NC	80	71.2	1.3	1.008
H1 grand Q^2 $94-97$	e^+p NC	130	89.7	2.1	0.981
H1 grand Q^2 $94-97$	e^+p CC	25	18.0	0.4	0.981
H1 grand Q^2 $98-99$	e^-p NC	139	114.7	1.0	0.991
H1 grand Q^2 $98-99$	e^-p CC	27	19.5	0.7	0.991
H1 grand Q^2 $99-00$	e^+p NC	147	142.6	2.6	0.985
H1 grand Q^2 $99-00$	e^+p CC	28	32.4	0.9	0.985
Total		621	540		–

chacun des lots de données. En haut à gauche de la figure 8.1, on voit les normalisations des différents lots de données tels qu'il sont déterminés par l'ajustement, et montrés dans la table 8.5. La courbe (rouge) est une gaussienne de référence (sans paramètre libre) montrée

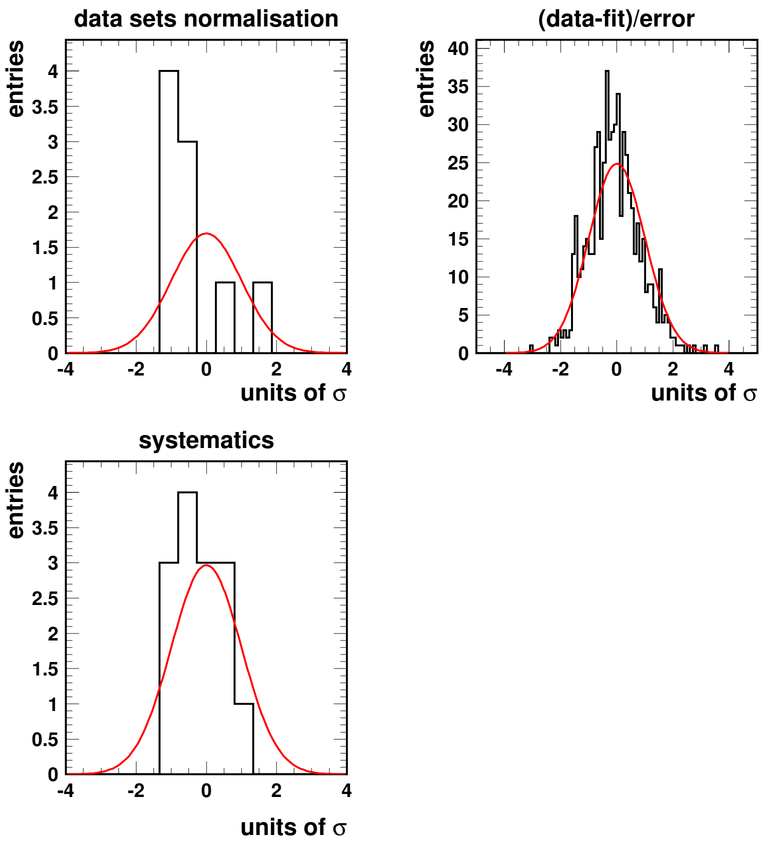


FIG. 8.1: Distributions de contrôle de l'ajustement H1 seul. En haut à gauche contribution des erreurs sur les normalisations. En haut et à droite, distribution des résidus de l'ajustement. En bas à gauche, distribution des erreurs systématiques telles qu'elles sont déterminées dans l'ajustement. Toutes les distributions sont comparées à une gaussienne normalisée de référence (sans paramètre libre).

pour comparaisons. On observe que les données de plus bas Q^2, les données de biais minimum 97 (restreintes à $Q^2 < 12$ GeV^2) ont une normalisation augmentée de 3,7 % soit 2,3 σ, alors que toutes les données ayant $Q^2 \gtrsim 100$ GeV^2 ont une normalisation légèrement diminuée au plus de 1,9%. Bien que ceci puisse être dû à des effets expérimentaux il probable que cela soit dû au schéma théorique de l'ajustement «de masse nulle». En effet ce schéma n'est pas adapté au traitement de données de bas Q^2. L'ajustement global effectué dans le chapitre suivant est réalisé en schéma «massif» et ne présente pas de tels écarts de normalisations. En haut à droite de la figure 8.1 on voit la distribution des écarts résiduels entre les données et la théorie ajustée. On voit clairement que la distribution est plus étroite que la gaussienne de référence ce qui se traduit pas le $\chi^2/nddl$ inférieur à un. La figure 8.1 montre en bas à gauche la distribution des erreurs systématiques telles qu'elles sont déterminées par l'ajustement, et comparées à la distribution gaussienne de référence. Les valeurs numériques des paramètres sont montrées sur la table 8.6. Les

Tab. 8.6: Paramètres de l'ajustement H1 seul pour les distributions à $Q_0^2 = 4\,\mathrm{GeV}^2$.

P	A	B	C	a	b
xg	0.0183	-0.872	8.97	3450.	
xU	0.112	-0.227	5.08	48.0	373.
xD	0.142	-0.227	4.93	23.5	
$x\overline{U}$	0.112	-0.227	7.28		
$x\overline{D}$	0.142	-0.227	4.36		

valeurs des corrélations sont disponibles sur [H1web1].

Incertitudes de modélisation

En plus de l'erreur expérimentale, ont été considérées des variations systématiques liées aux différents paramètres arbitraires que l'on introduit dans la modélisation du problème. Les variations considérées sont montrées sur la table 8.7. Les pdfs à l'échelle de

Tab. 8.7: Incertitudes sur la modélisation considérées dans l'analyse QCD.

paramètre	valeur centrale	variation
Q^2_{min} (GeV^2)	3.5	2.0 – 5.0
Q^2_0 (GeV^2)	4.0	2.0 – 6.0
$\alpha_s(M_Z^2)$	0.1185	0.1165 – 0.1205
s_{frac}, fraction étrange de $x\overline{D}$	0.33	0.25 – 0.40
c_{frac}, fraction charmée de $x\overline{U}$	0.15	0.10 – 0.20
m_c (GeV)	1.4	1.2 – 1.6
m_b (GeV)	4.5	4.0 – 5.0

départ de 4 GeV^2 sont montrées sur la figure 8.2. La bande intérieure (bleue) représente les incertitudes expérimentales et la bande extérieure (jaune) l'ajout en quadrature des incertitudes expérimentales et des incertitudes de modélisation. L'incertitude de modélisation dominante pour le gluon est due aux variations de α_s. Pour comparaison, la valeur centrale de l'ajustement H1+BCDMS est montrée.

On appelle l'ajustmement réalisé le H1PDF2000. La figure 8.3 montre une comparaison des pdfs H1PDF2000 avec les pdfs des groupes CTEQ (CTEQ6) et MRST (avec MRST2002). On observe un accord raisonnable étant donné les nombreuses différences entre les ajustements entre autres au niveau des données utilisées. La figure 8.4 montre la description des violations d'échelle de F_2 par les pdfs H1PDF2000. L'ajustement NLO QCD reproduis très bien les structures caractéristiques de la violation d'échelle. Les données des expériences sur cible fixe NMC et BCDMS sont montrées par comparaison. A très grand x le désaccord entre l'ajustement et les données de BCDMS n'est qu'apparent car il ne pose aucun problème de pouvoir décrire ces données dans un ajustement combiné étant donné la précision statistique limitée à grand x et Q^2.

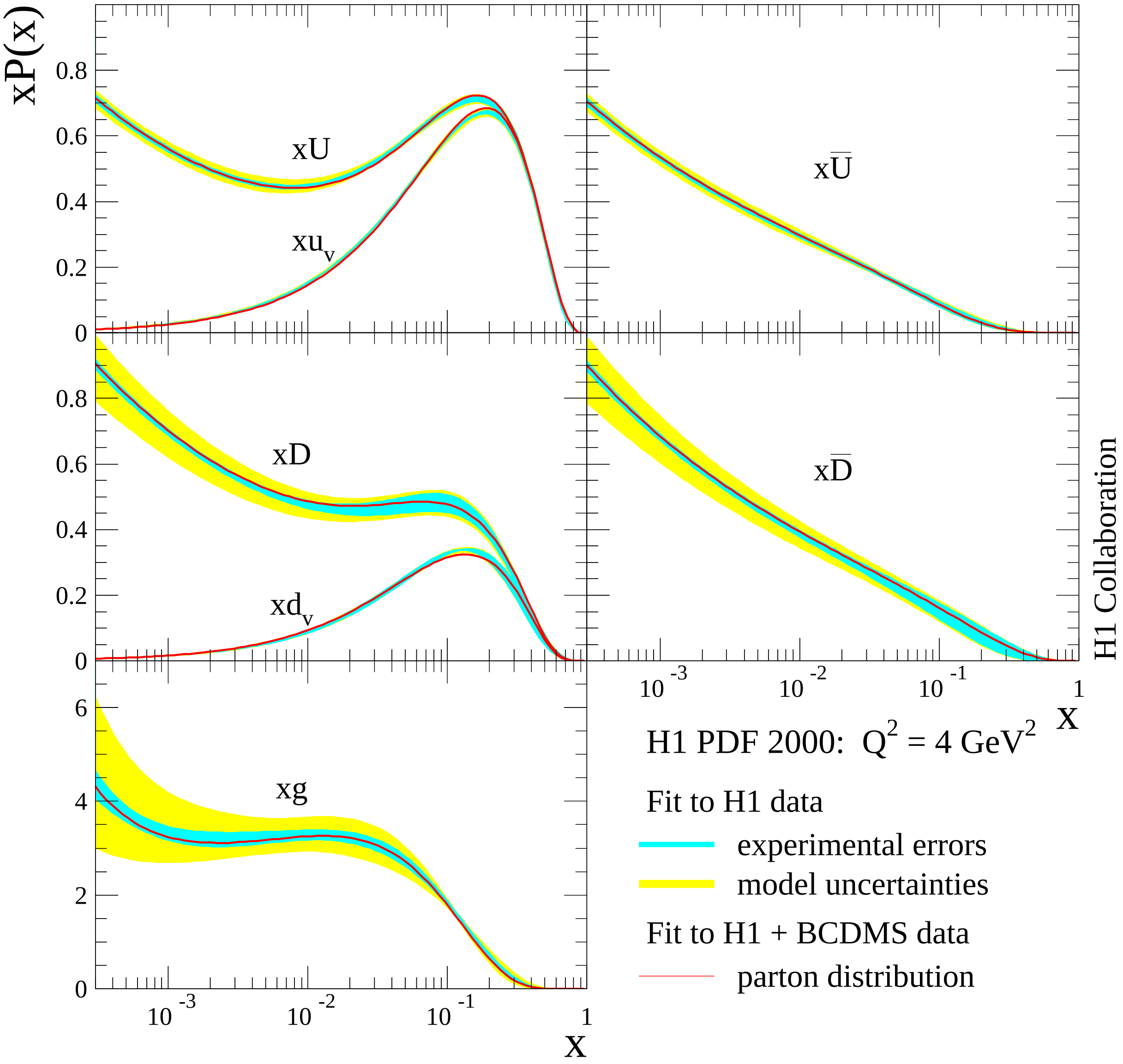


FIG. 8.2: Distributions de partons $xg, xU, xD, x\overline{U}, x\overline{D}$ ainsi que $xu_v = x(U - \overline{U})$, $xd_v = x(D - \overline{D})$ à l'échelle $Q_0^2 = 4$ GeV^2 pour les données H1 seules. La bande d'erreur interne comprend les incertitudes expérimentales et la bande externe comprend l'ajout en quadratature des incertitudes expérimentales et de modélisation. La valeur centrale de l'ajustement aux données de H1+BCDMS est montrée à titre de comparaison.

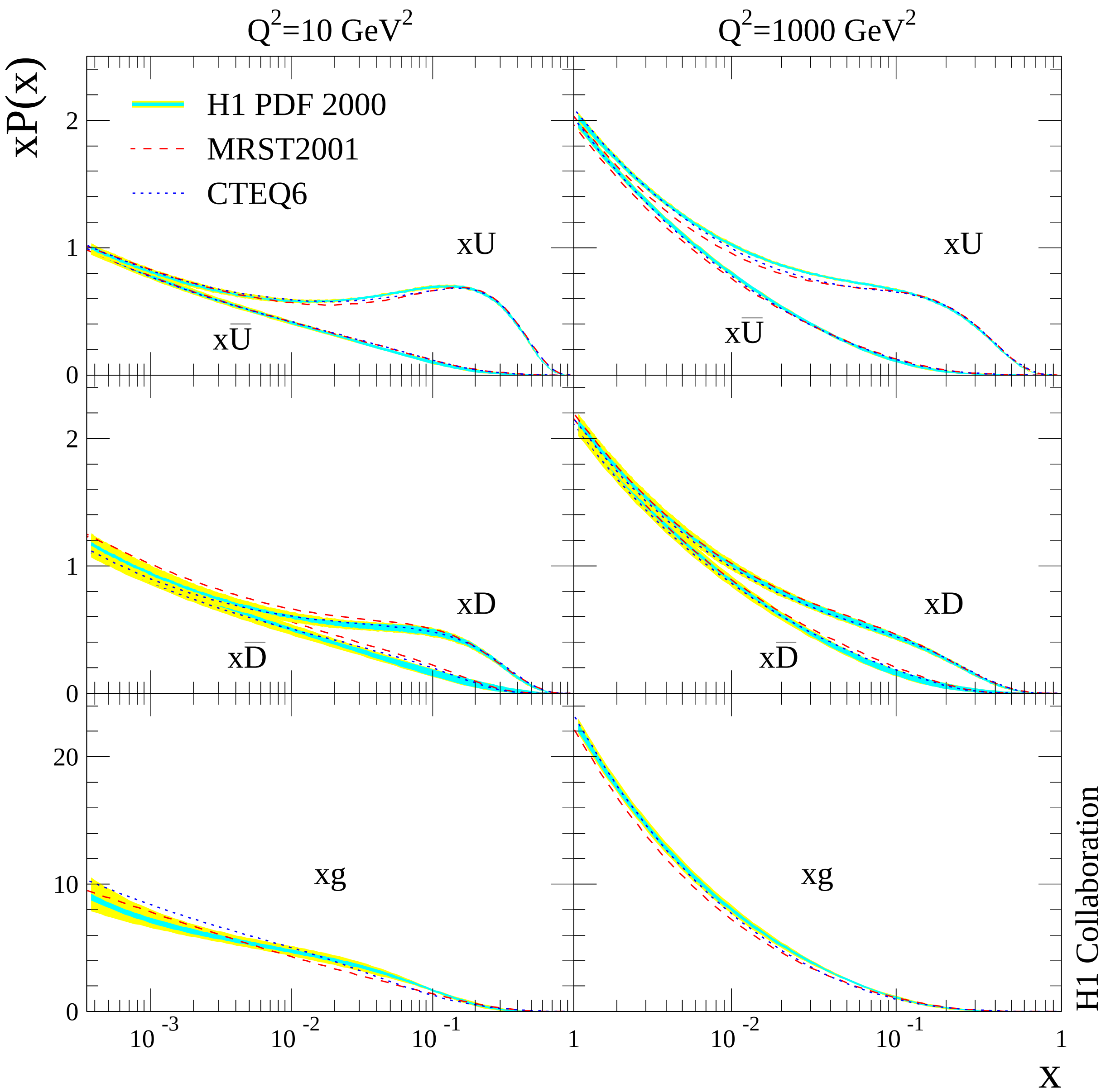


Fig. 8.3: Distributions de partons déterminées dans l'ajustement des données de H1 seul à $Q^2 = 10$ GeV^2 et $Q^2 = 1000$ GeV^2, comparées aux pdfs de CTEQ et MRST.

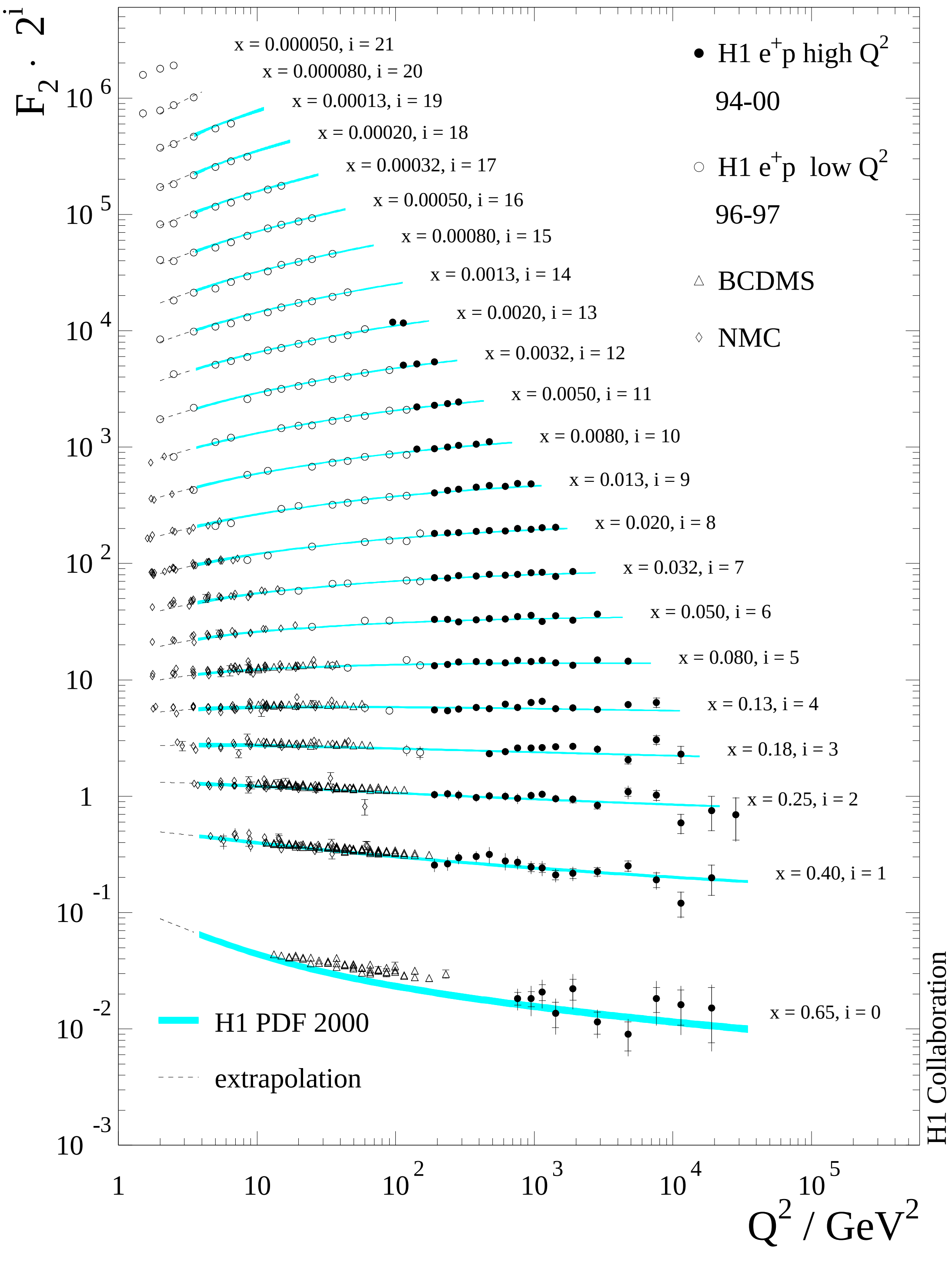


Fig. 8.4: Fonction de structure du proton F_2 mesurée par H1 avec l'ajustement QCD. On voit clairement les violations d'échelles qui ont des comportements opposés à grand et petit x. Les données sur cible fixe de NMC et BCDMS ne sont pas incluses dans l'ajustement des pdfs et sont montrées pour comparaison.

Les différents schémas d'ajustement

La génération de MC utilisant actuellement presque exclusivement des éléments de matrices à l'ordre α_s LO, il est nécessaire d'utiliser un jeu de pdfs LO. Dans cette optique ajustement H1PDF2000 au LO a été réalisé. L'ajustement NLO est réalisé dans le schéma $\overline{\text{MS}}$, mais une version en schéma DIS a été réalisé et est disponible . Ces différents jeux de pdfs sont disponibles à partir de la version 3 de la librairie LHAPDF (Les Houches Accord PDF) [LHAPDF], qui est une librairie remplaçant la PDFLIB et comportant les jeux de pdfs correspondant aux «vecteurs propres» (voir chapitre 3). Ceci permet de propager les incertitudes de l'ajustement QCD très simplement à n'importe quelle observable. En plus d'être disponible dans le LHAPDF des fonctions fortran de ces différents jeux pour les pdfs et leurs erreurs ainsi que pour les fonctions de structure et les sections efficaces de DIS sont disponibles [H1web2].

L'ajustement utilisant seulement les données de H1 est une première en son genre. C'est la première fois que les pdfs sont extraites avec les données d'une seule expérience. La collaboratio ZEUS [Zeus03a] choisit de paramétriser $u_{val}, d_{val}, \bar{u} + \bar{d}, \bar{d} - \bar{u}$, bien qu'il n'y ait aucune sensibilité à cette dernière combinaison, il a été choisi de fixer de manière arbitraire certains paramètres aux valeurs obtenues dans un ajustement prenant en compte beaucoup plus de données. L'approche de H1 consiste plutôt à augmenter le nombre de contraintes en fixant des relations internes entre les différents paramètres de l'ajustement. On évite ainsi de rendre le résultat de l'ajustement dépendant d'autres lots de données. Le schéma de décomposition $g, U, D, \overline{U}, \overline{D}$ est totalement nouveau et permet de réaliser une analyse cohérente, bien que limitée sur certains points comme l'asymétrie des quarks légers $\bar{d} - \bar{u}$, dont la dérivation est reportée dans l'annexe C.

Le fait de n'utiliser qu'H1 permet de prendre en compte de manière précise les erreurs systématiques et leurs corrélations. Cela est particulièrement crucial dans l'optique de la détermination des erreurs provenant d'un ajustement global. On va maintenant s'appuyer sur cette analyse pour réaliser la détermination de paramètres électrofaibles.

8.2 Détermination de la masse du W avec les données de H1

La connaissance de la masse du boson W est d'un très grand intérêt. Elle permet avec les autres observables électrofaibles, de contraindre la masse du boson de Higgs dans le Modèle Standard. Nous allons présenter ici deux déterminations de la masse du W, une étant indépendante de tout modèle et l'autre en se plaçant dans le cadre du Modèle Standard. Pour éviter les grandes erreurs dues à l'incertitude sur la structure du proton et pour effectuer une analyse cohérente, nous allons réaliser une analyse combinée de la masse du W et des paramètres QCD. Après avoir évoqué les différentes mesures existantes de la masse du W, nous allons décrire les deux schémas d'analyses que nous avons utilisés, puis nous verrons les détails de ces analyses. Les introductions théoriques nécessaires sont données dans les chapitres 1,2 et dans l'annexe A.

8.2.1 Les mesures de la masse du W

Les mesures dans les collisions e^+e^- et $p\bar{p}$

Parmi les déterminations expérimentales de la masse du W, les mesures du LEP et du TeVatron comptent parmi les mesures directes les plus précises. Dans les collisions $p\bar{p}$ les W sont identifiés par leurs désintégrations leptoniques. Une étude Monte Carlo de la masse transverse permet d'obtenir au TeVatron une précision de l'ordre de 60 MeV. A LEP2 il a été possible de mesurer la section efficace de production de paires de W en fonction de l'énergie dans le centre de masse au niveau du seuil de production de deux W réels. Mais c'est surtout l'analyse des désintégrations des W à l'aide d'études Monte-Carlo qui a permis de réaliser la mesure la plus précise. La précision est de l'ordre de 40 MeV et est dominée par les incertitudes systématiques. La valeur moyenne mondiale est calculée à partir de ces différentes mesures est de [PDG04]

$$M_W = 80,425 \pm 0,038 \text{ GeV}. \tag{8.30}$$

La masse du W est donc connue à une précision de 0,04 %.

Les mesures dans les collisions ep

Une caractéristique de l'échange de W dans les collisions ep est que le boson échangé en voie t est virtuel. Cela permet un test complémentaire du Modèle Standard par rapport aux mesures où le W est réel. Comme nous le verrons, les grandes incertitudes obtenues dans l'analyse indépendante de tout modèle ne permettent pas de contribuer à la contrainte de la valeur moyenne mondiale.

8.2.2 Les schémas de détermination de la masse du W dans les collisions ep

Nous allons maintenant présenter les différents schémas utilisés pour la détermination de la masse du W dans les collisions ep.

La masse du propagateur

On appelle «masse du propagateur» la masse M_W intervenant dans l'équation 2.39. C'est-à-dire que l'on utilise G dans la normalisation de la section efficace CC et que l'on utilise M_W dans la dépendance en Q^2 de la section efficace. L'ajustement de cette masse du propagateur permet de vérifier si le boson échangé est bien un W. Soulignons que ce schéma est distinct du schéma MOMS (Modified On Mass Shell) dans lequel M_W n'est pas un paramètre libre. La détermination de la masse du propagateur est une analyse indépendante de tout modèle.

Le schéma OMS (On Mass Shell)

Le schéma OMS utilise la masse du W comme un paramètre fondamental de la théorie. L'utilisation de ce schéma fait que l'on se place dans le cadre du Modèle Standard dont on suppose la validité. On réalise un ajustement d'un paramètre dans le cadre de ce modèle plutôt qu'une véritable mesure. Dans l'équation A.22 de l'annexe A le paramètre M_W intervient à la fois dans la normalisation de la section efficace CC ainsi que dans la dépendance en Q^2. M_W intervient aussi dans la normalisation du propagateur du Z et dans les couplages au Z via $\sin^2\theta_W$. On rappelle que dans ce schéma les (relativement) grandes corrections radiatives doivent être calculées à partir de tous les paramètres (dont M_W) en utilisant le Modèle Standard. Il va donc y avoir une dépendance de M_W selon les masses du quark top et du boson de Higgs utilisées.

La sensibilité vis-à-vis de M_W va être très différente dans les deux schémas ce qui est illustré sur la figure 8.5. Dans le schéma OMS la forte dépendance de la normalisation de

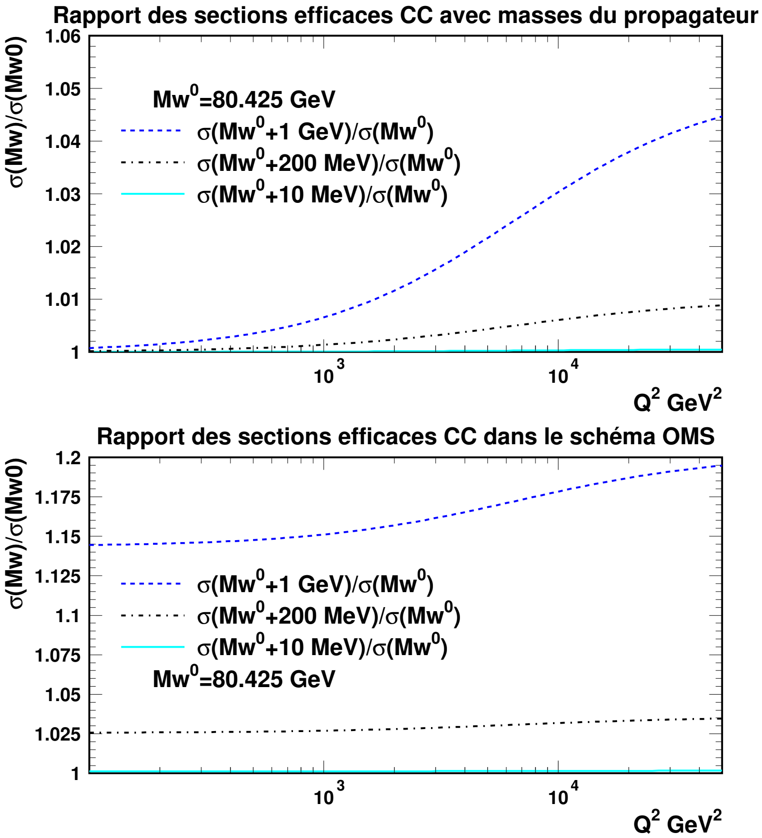


FIG. 8.5: Rapport des sections efficaces CC $d\sigma/dQ^2$ pour différentes valeurs de M_W dans le schéma de la masse du propagateur (en haut) et dans le schéma OMS (en bas).

la section efficace CC par rapport à M_W fait que l'on est très sensible à ce paramètre. En effet étant donné que

$$\sigma_{CC} \propto \frac{1}{(1 - M_W^2/M_Z^2)^2} \tag{8.31}$$

un changement $M_W \to M_W + \delta M_W$ va entraîner un changement $\sigma_{CC} \to \sigma_{CC} + \delta\sigma_{CC}$ tel que

$$\frac{\delta\sigma_{CC}}{\sigma_{CC}} \sim \frac{4}{(1 - M_W^2/M_Z^2)} \frac{M_W^2}{M_Z^2} \frac{\delta M_W}{M_W}. \tag{8.32}$$

La mesure de la section efficace CC à une précision relative de 2% près permet donc une détermination de M_W à 0,14 % près. Le choix du schéma va donc donner des précisions très différentes.

Analyse QCD combinée

Jusqu'à présent, les déterminations de la masse du W dans les collisions ep ont reposé sur des ajustements de la masse du W dans lesquels les pdfs étaient fixées, c'est à dire qu'elles avaient été déterminées dans un ajustement QCD qui supposait une certaine masse M_W. Cette méthode n'est clairement pas cohérente et introduit un biais systématique (que l'on va pouvoir quantifier). De plus, la propagation des incertitudes des pdfs sur M_W introduisait une erreur systématique dominante. Pour s'affranchir de ces limitations, nous avons conçu un ajustement combiné des pdfs et de la masse du W. Ceci va permettre une détermination cohérente de M_W. L'analyse QCD utilisée sera l'analyse H1PDF2000 décrite précédemment. Ceci présente l'avantage d'utiliser une analyse bien comprise. Rappelons que c'est une analyse QCD des pdfs avec 10 paramètres libres. Voyons maintenant les résultats obtenus.

8.2.3 Ajustement de la masse du propagateur

Résultats obtenus

L'ajustement de la masse du propagateur seule, les paramètres QCD étant fixés à leurs valeurs de l'ajustement H1PDF2000 donne $M_W = 82,37 \pm 1,57$ GeV. L'ajustement combiné des pdfs et de M_W donne

$$M_W = 82,87 \pm 1,82(\text{exp}) \text{ GeV} \tag{8.33}$$

qui est à 1,3 σ de la valeur moyenne mondiale. Le χ^2 par degré de liberté est de[27] $533,26/(622-11)$. L'erreur expérimentale inclus les erreurs de mesure statistiques et systématiques. Le résultat élevé est dû au comportement des données CC e^+p pour la période 99–00.
Il est intéressant d'étudier les corrélations entre les paramètres QCD et M_W. La ligne pertinente de la matrice de corrélation $C_{i,j}$ de l'ajustement est montrée sur la table 8.8. Il est très difficile d'interpréter la matrice de corrélation étant donné que les paramètres des pdf sont très corrélés entre eux. Ceci est lié d'une part à la physique de l'évolution qui corrèle les différentes pdfs, et aussi le fait que l'on a instauré plusieurs relations plus ou moins arbitraires entre les différents paramètres. On peut néanmoins faire quelques observations : le coefficient global de corrélation ρ_i défini par $\rho_i^2 = 1 - (C_{i,i}C_{i,i}^{-1})^{-1}$ mesure la corrélation d'un paramètre avec tous les autres. Sa valeur est de $0,48$ pour M_W

[27] Nous avons découvert une erreur dans les données de section efficace CC e^-p utilisées dans l'ajustement H1PDF2000 (un point manquait et un autre était au mauvais x,Q^2). Cette erreur a été introduite avant le commencement des travaux présentés dans ce manuscrit. L'impact sur les pdfs est très faible et aucune correction n'a été publiée. L'ajustement H1PDF2000 comporte maintenant 622 au lieu de 621 points de mesure pour un χ^2 de 534,9 au lieu de 540,4. Ceci va expliquer que les χ^2 puissent être légèrement différents dans cette partie par rapport à l'ajustement publié.

TAB. 8.8: Ligne de la matrice de covariance montrant les corrélations entre M_W et les paramètres QCD

par.	ρ_{M_W}	$C_{M_W,Bg}$	$C_{M_W,Cg}$	C_{M_W,a_g}	C_{M_W,B_U}	C_{M_W,C_U}	C_{M_W,b_U}
M_W	0,48	−0,13	−0,21	0,10	0,07	0,06	0,06
		C_{M_W,A_D}	C_{M_W,C_D}	$C_{M_W,C_{\overline{U}}}$	$C_{M_W,C_{\overline{D}}}$	C_{M_W,M_W}	
		0,13	0,08	0,08	0,22	1,00	

alors qu'il est de l'ordre de 0,98 à 0,99 pour la plupart des paramètres QCD. M_W est donc faiblement corrélé aux paramètres QCD. Ce résultat est la première détermination cohérente de la masse du propagateur dans les collisions *ep*.

Erreurs de modélisation

En plus des erreurs expérimentales, il faut prendre en compte les erreurs dues à la modélisation de l'ajustement QCD. On utilise les mêmes variations que pour l'ajustement QCD, qui ont été présentées dans la table 8.7. Les variations des paramètres sont présentées dans la table 8.9 Les incertitudes de modélisation donnent une incertitude sup-

TAB. 8.9: Variations de modélisation et impact sur M_W.

Paramètre	variation	$+\delta M_W$	$-\delta M_W$	χ^2
α_s	+0,02		0,153	531,8
α_s	−0,02	0,217		535,5
Q_0^2	6 GeV	0,199		537,4
Q_0^2	2 GeV		0,041	538,7
mc	+0,2 GeV	0,000		533,3
mc	−0,2 GeV		0,000	533,3
mb	+0,5 GeV	0,001		532,7
mb	−0,5 GeV		0,009	534,6
c_{frac}	0,10		0,017	533,2
c_{frac}	0,20	0,020		533,3
s_{frac}	0,25	0,040		533,4
s_{frac}	0,40		0,029	533,2
erreur de modélisation		0,298	0,162	

plémentaire de $\delta M_W = ^{+0.30}_{-0.16}$ (mod) GeV, qui sont dominées par les incertitudes sur α_s et Q_0^2.

Résumé des résultats existants

Il est intéressant de résumer les différents résultats sur la détermination de la masse du propagateur à HERA. Les résultats précédents avaient une erreur due aux pdfs de l'ordre de 1 à 3 GeV. Le résultat des données de H1 combinées, provenant d'un ajustement cohérent à 11 paramètre est

$$M_W = 82,87 \pm 1,82(\text{exp})^{+0,30}_{-0,16}(\text{mod})\ \text{GeV}. \tag{8.34}$$

Les déterminations de la masse du propagateur à HERA sont résumées dans la table 8.10 et sur la figure 8.6.

Tab. 8.10: Déterminations de la masse du W dans les collisions ep par les expériences H1 et ZEUS.

expérience		data	type d'ajustement	M_W (GeV)	δstat.	δsys.	δpdfs	ref.
H1	e^+p	CC	G fixé – M_P	80, 9	3, 3	1, 7	3, 7	[H100a]
ZEUS	e^+p	CC	G fixé – M_P	78, 9	2, 0	1, 8	1, 9	[Zeus03c]
H1	e^-p	CC	G fixé – M_P	79, 9	2, 2	0, 9	2, 1	[H101]
ZEUS	e^+p	CC	G fixé – M_P	81, 4	2, 7	2, 0	3, 15	[Zeus00]
ZEUS	e^-p	CC	G fixé – M_P	80, 3	2, 1	1, 2	1, 0	[Zeus02a]
«données H1»		NC/CC	G fixé – M_P	82, 8	1, 8		–	cette analyse

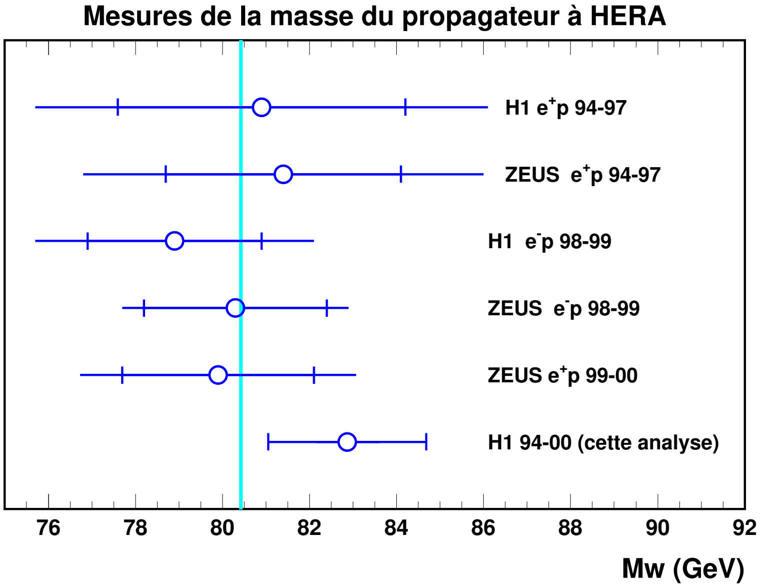


Fig. 8.6: Résumé des différentes déterminations de la masse du propagateur dans en DIS à HERA. La bande verticale représente l'incertitude sur la valeur moyenne mondiale.

Ajustement de la masse du propagateur du Z

On peut aussi réaliser un ajustement de la masse M_Z qui entre dans la dépendance en Q^2 du propagateur du Z. L'ajustement combiné M_Z–QCD a pour résultat $M_Z = 94,8 \pm 10,5$ GeV. On voit que la sensibilité via $F_2^{\gamma Z,Z}$ et F_3 est relativement faible. Mais c'est une première détermination de la masse du Z en voie t en DIS, et da façon indépendante de tout modèle.

8.2.4 Ajustement dans le schéma OMS

Dans le schéma OMS, il faut calculer explicitement la correction radiative Δr qui est une fonction de α, M_Z, M_W, m_t, M_H et des masses des autres fermions. Pour cela on utilise le programme EPRC [Spie96] que nous avons inclus dans le programme QCDFIT. Le programme EPRC calcule Δr à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha) + \mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ et inclut les termes $\mathcal{O}(\alpha^2)$ dominants.

Résultats

On réalise un ajustement combiné de M_W, m_t et des paramètres QCD. Dans cet ajustement la dépendance des couplages par rapport à M_W n'est pas prise en compte. Le résultat est montré sur la figure 8.7 pour $M_H = 120$ GeV et $M_H = 300$ GeV. On obtient une zone permise dans le plan $M_W - m_t$ qui dépend de M_H. C'est une grande «vallée» le long de laquelle les changements simultanés de M_W et m_t se compensent et laissent la section efficace CC pratiquement constante. La mesure directe de $m_t = 178$ GeV au TeVatron permet de contraindre M_W, ce qui donne avec $M_H = 120$ GeV

$$M_W = 80,709 \pm 0,205(\text{exp}) \text{ GeV}. \tag{8.35}$$

Le χ^2 par degré de liberté est de $533,1/(622-12)$. Ici encore c'est la section efficace CC e^+p 99–00 qui favorise ce résultat élevé. La corrélation de M_W avec les paramètres QCD est ici aussi difficile à interpréter. Le coefficient de corrélation global de M_W est de 0,5. En plus de l'incertitude expérimentale, des erreurs additionnelles proviennent des

– incertitudes de modélisation de l'ajustement QCD,
– incertitudes sur m_t et M_H,
– incertitudes théoriques sur le calcul de Δr.

Nous allons maintenant voir l'effet de ces différentes sources d'erreurs.

Incertitudes de modélisation

Les variations de modélisation et leurs impacts sont présentées sur la table 8.11. Les incertitudes de modélisation donnent une incertitude supplémentaire de $\delta M_W = {}^{+0,048}_{-0,029}$ (mod) GeV, qui sont dominées par les incertitudes sur α_s et Q_0^2.

Incertitudes dues à m_t et M_H

L'incertitude sur la masse du quark top étant de $4,3$ GeV, une variation de m_t entre 173,7 et 182,3 GeV entraîne une variation sur M_W de $\delta M_W = \pm 0.025$ (top) GeV. Une

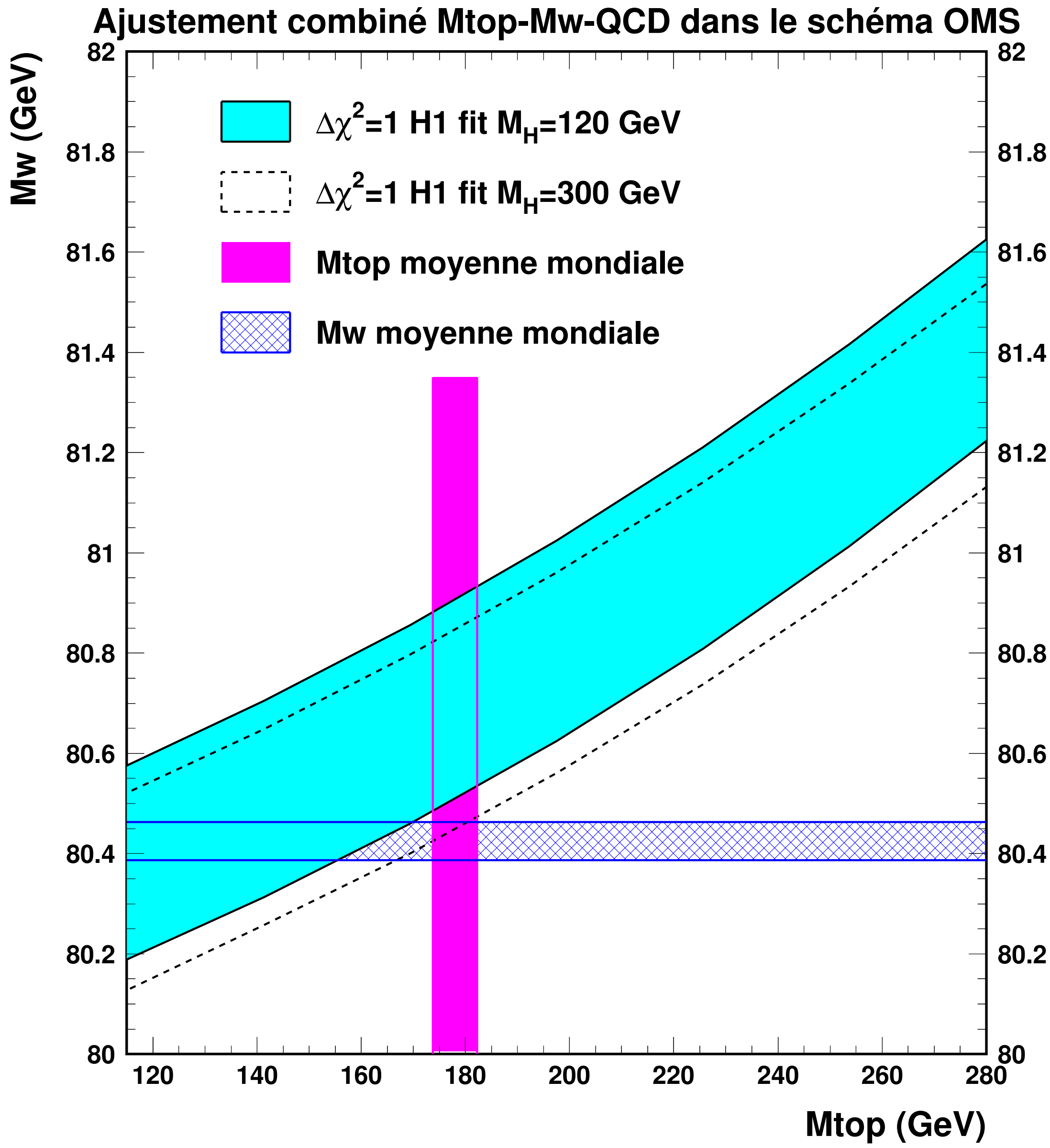


FIG. 8.7: Résultat de l'ajustement combiné M_W-m_t-QCD pour $M_H = 120$ GeV et $M_H = 300$ GeV.

TAB. 8.11: Variations de modélisation et impact sur M_W.

Paramètre	variation	$+\delta M_W$	$-\delta M_W$	χ^2
α_s	$+0,02$		$0,026$	$531,8$
α_s	$-0,02$	$0,036$		$535,2$
Q_0^2	6 GeV	$0,013$		$537,4$
Q_0^2	2 GeV		$0,023$	$538,2$
mc	$+0,2$ GeV	$0,000$		$533,1$
mc	$-0,2$ GeV		$0,000$	$533,1$
mb	$+0,5$ GeV	$0,000$		$532,6$
mb	$-0,5$ GeV		$0,000$	$534,5$
c_{frac}	$0,10$		$0,006$	$533,1$
c_{frac}	$0,20$	$0,007$		$533,1$
s_{frac}	$0,25$	$0,014$		$533,1$
s_{frac}	$0,40$		$0,011$	$533,1$
erreur de modélisation		$0,047$	$0,029$	

variation du Higgs jusqu'à 300 GeV entraîne une variation de $\delta M_W = -0,084$ (Higgs) GeV.

Incertitudes théoriques sur Δr

Le sujet des incertitudes théoriques sur Δr et leurs impacts sur la détermination de M_W a été considéré dans [Knie95]. En supprimant la contribution $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ dans le programme EPRC on obtient une variation de 60 MeV cohérente avec les résultats de [Knie95]. On utilisera donc les résultats de cette référence pour estimer l'impact des termes connus mais non inclus dans EPRC qui sont d'ordre $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2), \mathcal{O}(G^2 m_t^4)$ et $\mathcal{O}(G^2 M_W^2 m_t^4)$. L'incertitude que l'on associe à ces termes est de 20 MeV. L'incertitude sur la composante hadronique de la polarisation du vide est estimée en observant l'impact de deux paramétrisations différentes qu'il est possible de choisir avec EPRC. La variation de M_W est de 23 MeV. Enfin une variation des échelles de renormalisation utilisées pour le calculs de Δr entraîne une incertitude de 10 MeV sur M_W. La somme quadratique de ces incertitudes théoriques donne une incertitude totale de $\delta M_W = \pm 0,033$ (th) GeV.

Résumé des résultats

Les déterminations de la masse du W dans le schéma OMS sont montrées sur la table 8.12 et sur la figure 8.8. Le résultat précédent [Zeus00] avait une erreur due aux pdfs de 0,3 GeV. Le résultat des données combinées de H1 est de

$$M_W = 80,709 \pm 0,205(\text{exp})^{+0,048}_{-0,029}(\text{mod}) \pm 0,025(\text{top}) \pm 0,033(\text{th}) - 0,084(\text{Higgs})\ \text{GeV}. \tag{8.36}$$

Si on prend en compte $(\sin^2\theta_W)^{eff} = \kappa(1 - M_W^2/M_Z^2)$ avec $\kappa = 1,07$ on obtient $M_W = 80,786 \pm 0,207$ GeV. L'utilisation de $\kappa = 1$ augmente M_W de 9 MeV.

TAB. 8.12: Déterminations de la masse du W dans le schéma OMS par les expériences H1 et ZEUS.

expérience	data	type d'ajustement	M_W (GeV)	δstat.	δsys.	δpdfs	ref.
ZEUS e^+p	CC	OMS – M_W	$80,5$	$0,25$	$0,15$	$0,31$	[Zeus00]
«données H1»	NC/CC	OMS – M_W	$80,7$	$0,20$		–	cette analyse

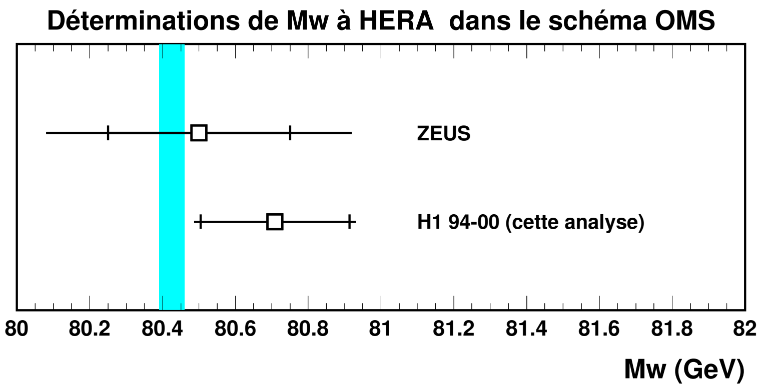


FIG. 8.8: Résumé des différentes déterminations de M_W dans le schéma OMS. La bande verticale représente l'incertitude sur la valeur moyenne mondiale.

Autres ajustements des paramètres électrofaibles

On peut aussi fixer M_W à la valeur moyenne mondiale et réaliser l'ajustement des paramètres électrofaibles qui entrent dans la section efficace CC via la correction radiative Δr.

La masse du quark top Un ajustement de la masse du quark top et des paramètres QCD donne $m_t = 125 \pm 42$ (exp) GeV. On a $\chi^2/nddl = 533,1/(622-11)$.

La masse du boson de Higgs Un ajustement de la masse du boson de Higgs et des paramètres QCD donne $\log_{10} M_H = 3,9 \pm 2,2$ avec $\chi^2/nddl = 533,1/(622-11)$. On a donc $M_H > 50$ GeV. On notera cependant que des contribution quadratiques en M_H sont présentes dans Δr et négligées dans le programme EPRC, ce qui est n'est une très bonne approximation que si $M_H < 1$ TeV. On interprétera donc cet ajustement avec prudence.

La masse du Z Un ajustement de la masse du Z et des paramètres QCD donne $M_Z = 90,938 \pm 0,184$ GeV.

8.3 Détermination des couplages des quarks au Z

Nous allons maintenant effectuer une détermination des couplages effectifs des quarks au boson Z de façon indépendante de tout modèle. C'est la première mesure de ce type en DIS de leptons chargés. Avant de présenter les résultats, nous allons faire quelques rappels sur les mesures existantes.

8.3.1 Les mesures des couplages des quarks au Z

Dans les collisions e^+e^-

A LEP et SLD, l'identification des hadrons contenant des quarks lourds a permis de faire des mesures très précises des asymétries avant–arrière pour les quarks lourds. Ces asymétries s'écrivent $A^q_{FB} \propto v_q^2 a_q^2/(v_q^2+a_q^2)$ en fonction des couplages (effectifs) des quarks au Z et a permis une détermination très précise des couplages pour les quarks c et b (avec une précision de l'ordre de quelques pourcents). La situation est différente pour le cas des quarks légers. Il existe des mesures d'asymétrie avant–arrière pour des échantillons enrichis en quarks légers. Pour distinguer les désintégrations du $Z \to u+\bar{u}$ ou $Z \to d+\bar{d}$, on utilise la largeur radiative du Z, c'est à dire des événements dans lesquels un photon dur est présent dans l'état final. Si la largeur hadronique totale est mesurée à 0,1% près, les largeurs partielles de désintégrations vers les quarks de type U et D ne sont mesurées qu'à 6 et 3% près. La largeur totale s'écrit

$$\Gamma(Z \to q\bar{q}) \propto 2(a_U^2 + v_U^2) + 3(a_D^2 + v_D^2) \tag{8.37}$$

car il y a deux désintégrations possibles dans des quarks de type u et trois dans des quarks de type d. La largeur radiative s'écrit, en pondérant avec les carrés des charges

$$\Gamma(Z \to q\bar{q} + \gamma) \propto 8(a_U^2 + v_U^2) + 3(a_D^2 + v_D^2). \tag{8.38}$$

Ces deux combinaisons linéaires permettent d'extraire les couplages pour les quarks de type U et les quarks de type D. On voit que les résultats obtenus seront invariants sous les transformations $a_q, v_q \leftrightarrow -a_q, -v_q$ et $v_q \leftrightarrow a_q$. La mesure de la dépendance des asymétries avant-arrière par rapport à $\sqrt{s}$ permet de résoudre ces ambiguïtés pour les quarks lourds. Cette analyse n'est pas faite pour les quarks légers.

En DIS de neutrinos

Les expérience de DIS de neutrinos réalisent la mesure du rapport σ_{NC}/σ_{CC} et sont sensibles aux couplages des quarks au Z. Une extraction des couplages est effectuée dans [McFa97]. La détermination des couplages souffre des mêmes ambiguïtés que les résultats de LEP[28]. De plus il n'est donc pas possible de déterminer les couplages des quarks u et d simultanément.

[28] L'équation (3)de [McFa97] peut se récrire $\kappa = \alpha(v_U+a_U)^2+\beta(v_D+a_D)^2+\gamma(v_U-a_U)^2+\delta(v_D-a_D)^2$ qui est invariant sous les échanges $a_q, v_q \leftrightarrow -a_q, -v_q$ et $a_q, v_q \leftrightarrow v_q, a_q$.

En DIS de leptons chargés

Il n'existe qu'une seule étude de faisabilité [Cash96] réalisée sur la détermination couplages des quarks au Z avec les collisions *ep*. En DIS l'échange de Z permet d'être sensible aux couplages des quarks. Les équations 2.37 et 2.35 du chapitre 2 montrent la dépendance des fonctions de structure vis-à-vis des couplages. On voit que xF_3 est proportionnelle aux couplages axiaux, et qu'il n'y a pas de symétrie d'échanges entre les couplages, la pondération par les pdfs levant la dégénérescence. La dépendance complète de la section efficace NC étant assez complexe, on peut résumer la sensibilité à ces couplages en regardant l'impact sur la section efficace NC $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ lorsque l'on change ces couplages d'un facteur $0,5$ ou $1,5$. Ceci est montré sur la figure 8.9. On voit que l'on est plus sensible au couplage

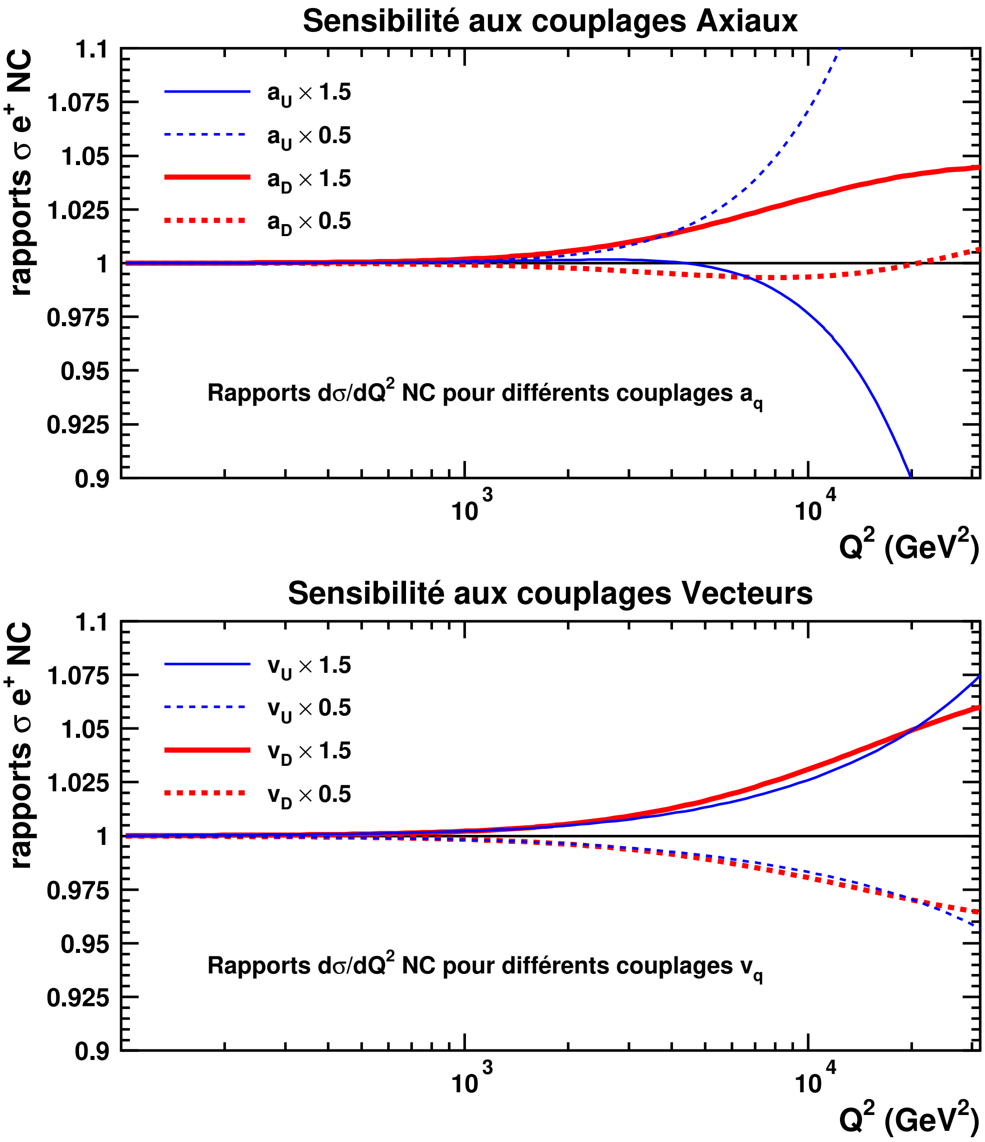


FIG. 8.9: Rapport des sections efficaces NC $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ pour différentes valeurs des couplages.

axial du U que du D, ce qui est dû au plus grand nombre de quarks U de valence. Pour les couplages vecteurs, les changements relatifs des couplages entraînent les mêmes changements relatifs de la section efficace, mais étant donné que $|v_D| \approx 1,5|v_U|$ cela signifie que l'on est plus sensible à v_U qu'à v_D.

8.3.2 Détermination des couplages avec les données de H1

Nous avons mis au point et réalisé un ajustement combiné des paramètres QCD et des couplages des quarks de type U et de type D au Z. Notons que cet ajustement ne dépend d'aucun modèle. Les résultats sont présentés dans la table 8.13. On peut réaliser plusieurs

TAB. 8.13: Ajustements des couplages du Z aux quarks

a_U	v_U	a_D	v_D	χ^2
valeurs Modèle Standard				
$0,5$	$0,196$	$-0,5$	$-0,346$	535.0
$0,56 \pm 0,10$	$0,05 \pm 0,19$	$-0,77 \pm 0,37$	$-0,50 \pm 0,37$	531.7
$0,57 \pm 0,08$	$0,27 \pm 0,13$	–	–	534.1
–	–	$-0,80 \pm 0,24$	$-0,33 \pm 0,33$	532.6
$0,55 \pm 0,08$	–	$-0,80 \pm 0,16$	–	532.3
–	$0,08 \pm 0,19$	–	$-0,59 \pm 0,16$	533.5
$0,56 \pm 0,08$	–	–	–	534.4
–	$0,24 \pm 0,13$	–	–	534.8
–	–	$-0,80 \pm 0,16$	–	532.7
–	–	–	$-0,53 \pm 0,15$	533.8

ajustements selon les combinaisons de paramètres que l'on peut fixer. L'ajustement le plus intéressant est celui qui détermine simultanément les quatre couplages. L'intervalle à 1 σ (soit $\Delta\chi^2 = 2,3$ [PDG02]) est montré sur la figure 8.10. La précision de l'ajustement est intéressante pour les couplages des quarks U mais encore limitée pour les quarks D. Il est remarquable de noter que les résultats obtenus enlèvent les ambiguïtés des résultats de LEP.
Ce résultat constitue la première détermination des couplages des quarks au Z en collisions *ep*. Dans le futur, la précision sur la détermination de ces couplages pourrait être fortement améliorée par l'utilisation des données polarisées comme il est décrit dans [Cash96].

Nous avons participé à la réalisation d'un ajustement QCD des données de H1. En particulier, nous avons contribué à l'exploration des formes paramétriques possibles, et nous avons investigué la possibilité de contraindre $\bar{d} - \bar{u}$.
Puis nous avons étendu cette analyse pour réaliser de façon conjointe et cohérente la

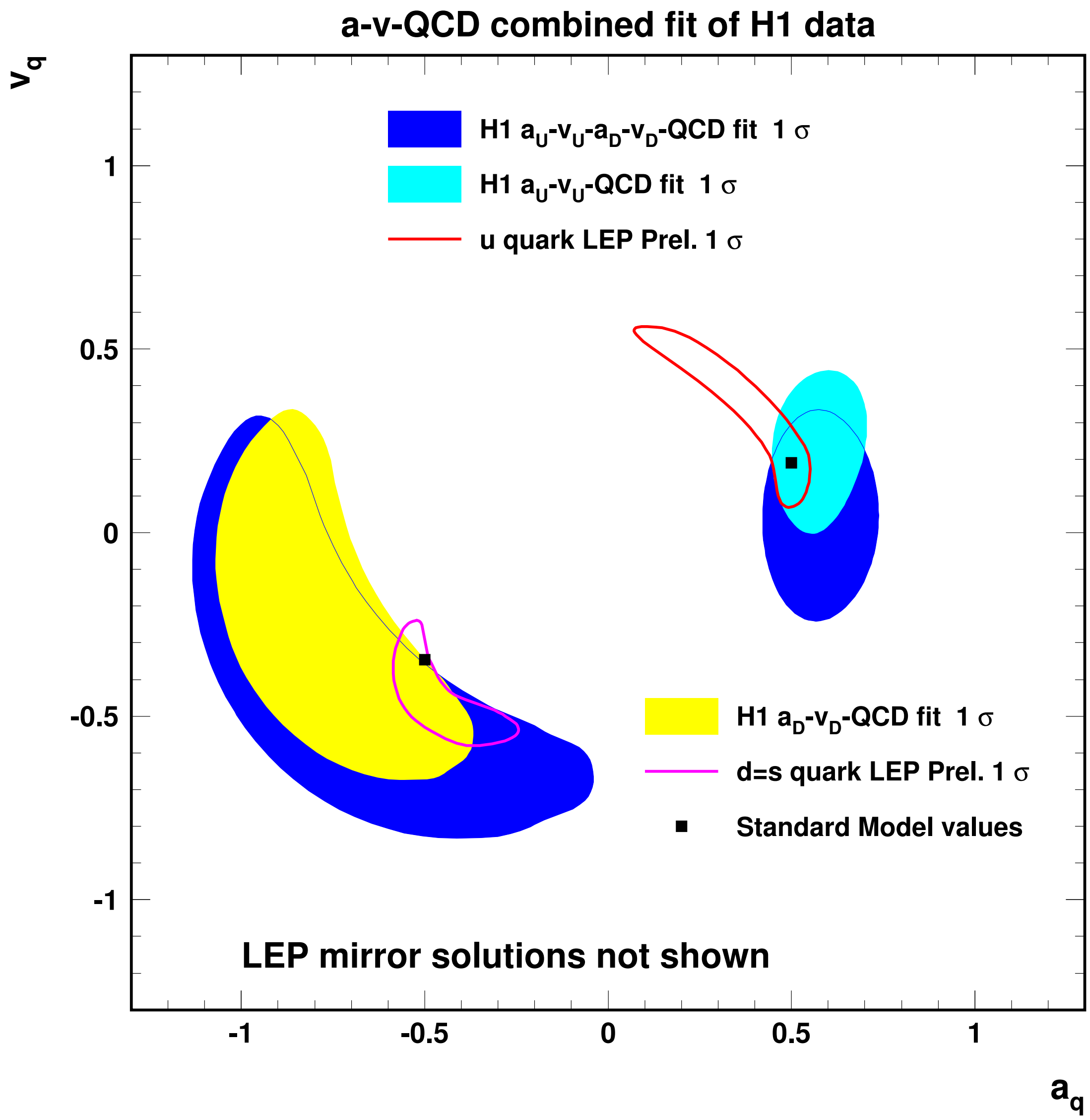


FIG. 8.10: Résultat des ajustements combinés QCD-a_q-v_q. Les résultats des trois ajustements différents sont montrés : lorsque les quatre couplages sont libres, et lorsque les couplages du U ou du D seulement sont libres. Les résultats de LEP pour les quarks légers sont montrés pour comparaison.

détermination de paramètres électrofaibles, comme la masse du W dite «du propagateur»

$$M_W = 82,87 \pm 1,82(\mathrm{exp})^{+0,30}_{-0,16}(\mathrm{mod})\ \mathrm{GeV}. \tag{8.39}$$

Si l'on suppose la validité du Modèle Standard, on peut déterminer le paramètre de la masse du W dans le schéma dit OMS :

$$M_W = 80,709 \pm 0,205(\mathrm{exp})^{+0,048}_{-0,029}(\mathrm{mod}) \pm 0,025(\mathrm{top}) \pm 0,033(\mathrm{th}) - 0,084(\mathrm{Higgs})\ \mathrm{GeV}. \tag{8.40}$$

Nous avons aussi mis au point et réalisé un ajustement combiné des pdfs et des couplages des quarks de type u et d au boson Z. C'est la première détermination de ces couplages dans les collisions ep. L'incertitude obtenue est intéressante pour les quarks de type u mais encore un peu limitée pour les quarks de type d. Ces mesures sont complémentaires des mesures en collisions e^+e^- qui sont très précises pour les quarks lourds c et b.

Depuis près de 10 ans les ajustements globaux utilisent les données de HERA comme épine dorsale. Les contraintes à petit x sur le gluon et la mer apportées par les expériences H1 et ZEUS sont cruciales dans un domaine qui est pertinent pour le LHC. L'ajustement QCD réalisé avec les données de H1 seules démontre la richesse et la précision de ces données. Dans le futur, l'ajout d'autres données pour contraindre les pdfs, comme par exemple les données de jets, permettrait d'apporter une contrainte sur le gluon à moyen x. L'évolution vers le NNLO et la détermination de α_s est aussi un objectif important. La réalisation d'un ajustement QCD commun avec ZEUS serait bien sûr d'une grande valeur, pour gagner en précision et résoudre la différence apparente entre les gluons déterminées pas H1 et ZEUS. A plus long terme, les données prises avec une énergie du faisceau de protons plus faible permettraient d'obtenir des mesures à grand x intéressantes, ainsi que de mesurer F_L qui apporterai une contrainte directe sur le gluon. Au niveau des résultats électrofaibles, le problème majeur de l'incertitude dominante sur la structure du proton peut être contourné par la réalisation d'analyses combinées des paramètres électrofaibles et QCD. Nous avons présenté ici des résultats sur la masse du W et les premiers résultats sur les couplages des quarks au Z, ce qui ne fait qu'ouvrir la possibilité de contributions significatives de HERA à la physique électrofaible dans la période HERAII.

Dans le chapitre suivant, les données de HERA sont combinées aux données d'autres expériences, ce qui permet une détermination des différentes saveurs de façon bien plus précise.

9

Analyse QCD globale

Sommaire

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats d'une analyse QCD globale. Outre les distributions de partons, nous allons étudier en détail l'asymétrie de la mer étrange, l'impact de celle-ci sur les résultats de NuTeV, les distributions de valence à grand x et une extraction de la constante de couplage forte α_s. Une introduction théorique à l'analyse QCD globale a été faite dans le chapitre 3.

9.1 L'ajustement global Barone, Pascaud, Zomer (BPZ)

L'analyse est une extension et une mise à jour de l'analyse [BPZ00]. Elle reprend la majorité des principes de l'analyse originale. Les lots de données ayant largement évolués, nous allons les décrire et nous mettrons en avant les contributions originales que nous avons apporté.

9.1.1 Schéma théorique de l'ajustement BPZ

L'ajustement global BPZ est une analyse QCD au NLO de données de DIS de neutrinos, leptons chargés et de Drell Yan qui vise à extraire les pdfs. Le programme utilisé est le programme QCDFIT qui est développé depuis maintenant près de 12 ans par Christian Pascaud et Fabian Zomer [PZ94, PZ96, PZ01]. C'est le programme que nous avons utilisé pour la réalisation des ajustements QCD pour cette thèse. Le schéma de l'évolution est un schéma «massif» dans lequel seuls u, d, s sont des partons et les quarks lourds sont produits par fusion gluon-photon. On suppose la symétrie d'isospin entre le proton et le neutron, on corrige les données de deuterium selon la prescription de [MST94]. Pour les données faisant intervenir le fer, on se rapporte au cas du deuterium en corrigeant dans un premier temps la non-isoscalarité puis en utilisant les mesures du rapport F_2^{Fe}/F_2^D. Le détail de l'application de ces corrections est donné dans [Zome99, BPZ00].

9.1.2 Les données utilisées dans l'ajustement

Rappelons que les différentes contraintes que ces lots apportent ont été présentées dans le chapitre3. Les lots de données utilisés dans cette thèse sont

- Les données de DIS $e^{\pm}p$ NC et CC de H1 et ZEUS de HERAI dans leur totalité [H100a, H101, H103, Zeus01, Zeus00, Zeus03b, Zeus02a] (excepté les données ZEUS de 99–00).
- Les données de DIS NC de μp et μD de NMC [NMC97] et BCDMS [BCDMS89].
- Les données de DIS CC de νFe, $\bar{\nu} Fe$ de CCFR (E770 et E744) [CCFR], νp, $\bar{\nu} p$, νD, $\bar{\nu} D$ de BEBC [BEBC94], νp et $\bar{\nu} p$ de CDHS [CDHS84], νFe et $\bar{\nu} Fe$ de CDHSW [CDHS91].
- les données de Drell-Yan pCa de E605 [E605], pD de E772 [McGa94], pp et pD de E866 [Towe01, Webb03].

Ce qui fait un total de 6521 données et de 113 sources d'erreurs systématiques corrélées considérées. Cette sélection de données se distingue des autres analyses QCD globales par plusieurs aspects. Tout d'abord par la quantité de données de HERA utilisée. Ensuite l'accent est mis sur la détermination de la mer étrange grâce aux données de DIS de neutrinos. La présence de neutrinos et d'antineutrinos a permis dans l'analyse originale [BPZ00] de mettre en évidence une asymétrie de la mer étrange favorisée par les données de CDHSW. Depuis, les données de CCFR, qui sont similaires, ont été publiées sous la forme de sections efficaces indépendantes de tout modèle (et non de fonctions de structure qui à l'époque n'étaient pas exploitables[29]). On va pouvoir étudier l'effet des données de CCFR sur l'asymétrie de la mer étrange. Les données récentes de Drell Yan de l'expérience E866 ont apporté une mesure plus précise du rapport $\sigma_{pD}/(2\sigma_{pp})$ qui contraint $\bar{d}-\bar{u}$, et les mesures des section efficaces absolues σ_{pD} et σ_{pp} à très grand x_F permettent de contraindre u et d à très grand x.

Le plan cinématique Q^2, x des données de DIS de leptons chargés est montré sur la figure 9.1. On remarque la quantité de données de HERA à petit x et à grand Q^2. A grand x se trouvent les données sur cible fixe de NMC et de BCDMS qui sont dans un domaine

[29]En général l'extraction des fonctions de structures à partir des section efficaces fait appel à des hypothèses simplificatrices qui rentrent en conflit avec les hypothèse effectuées dans l'ajustement global.

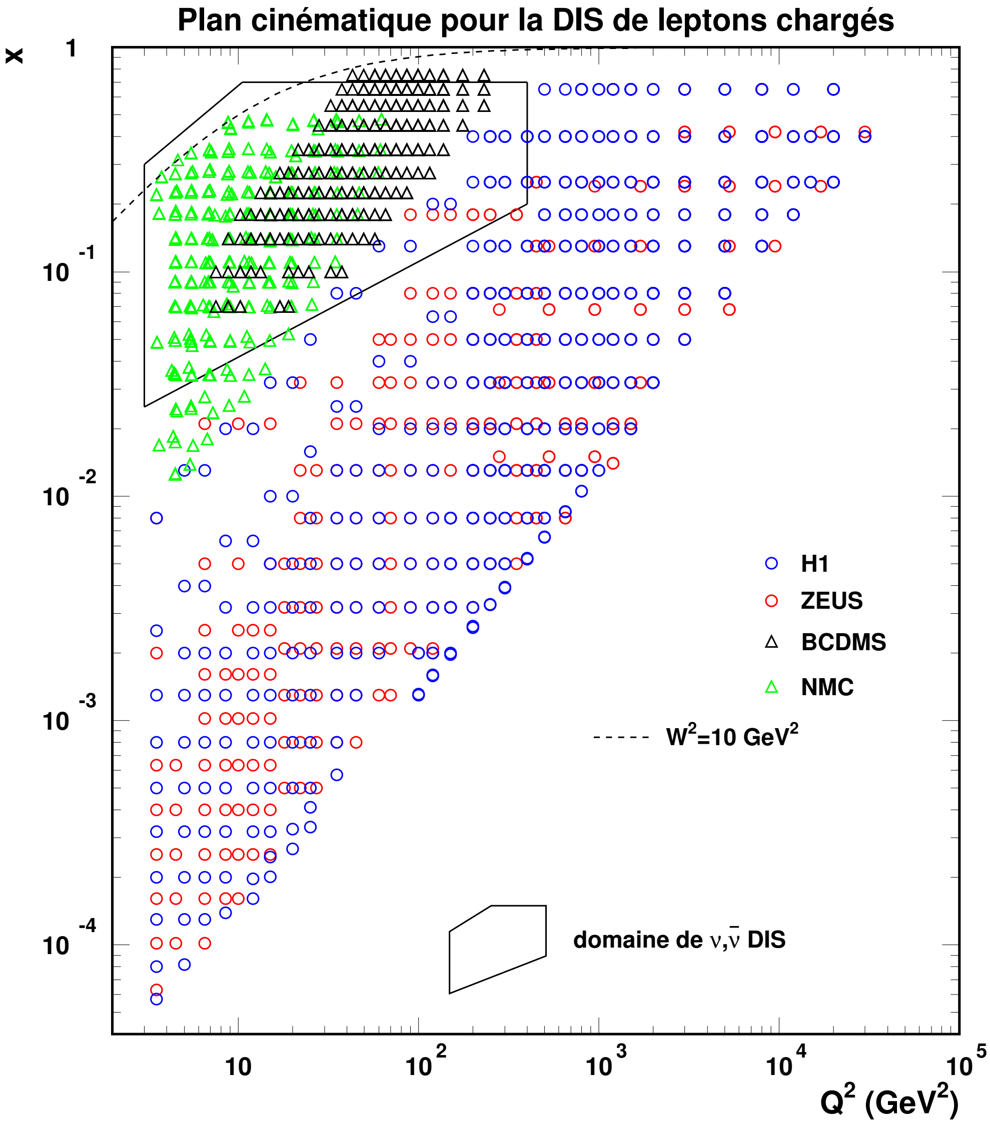


FIG. 9.1: Plan cinématique des données de DIS de leptons chargés inclus dans l'ajustement.

où il y a également les données de DIS de neutrinos, qui sont montrées séparément sur la figure 9.2. On note la densité des données jusqu'à $x = 0,65$. Les données de CDHSW et

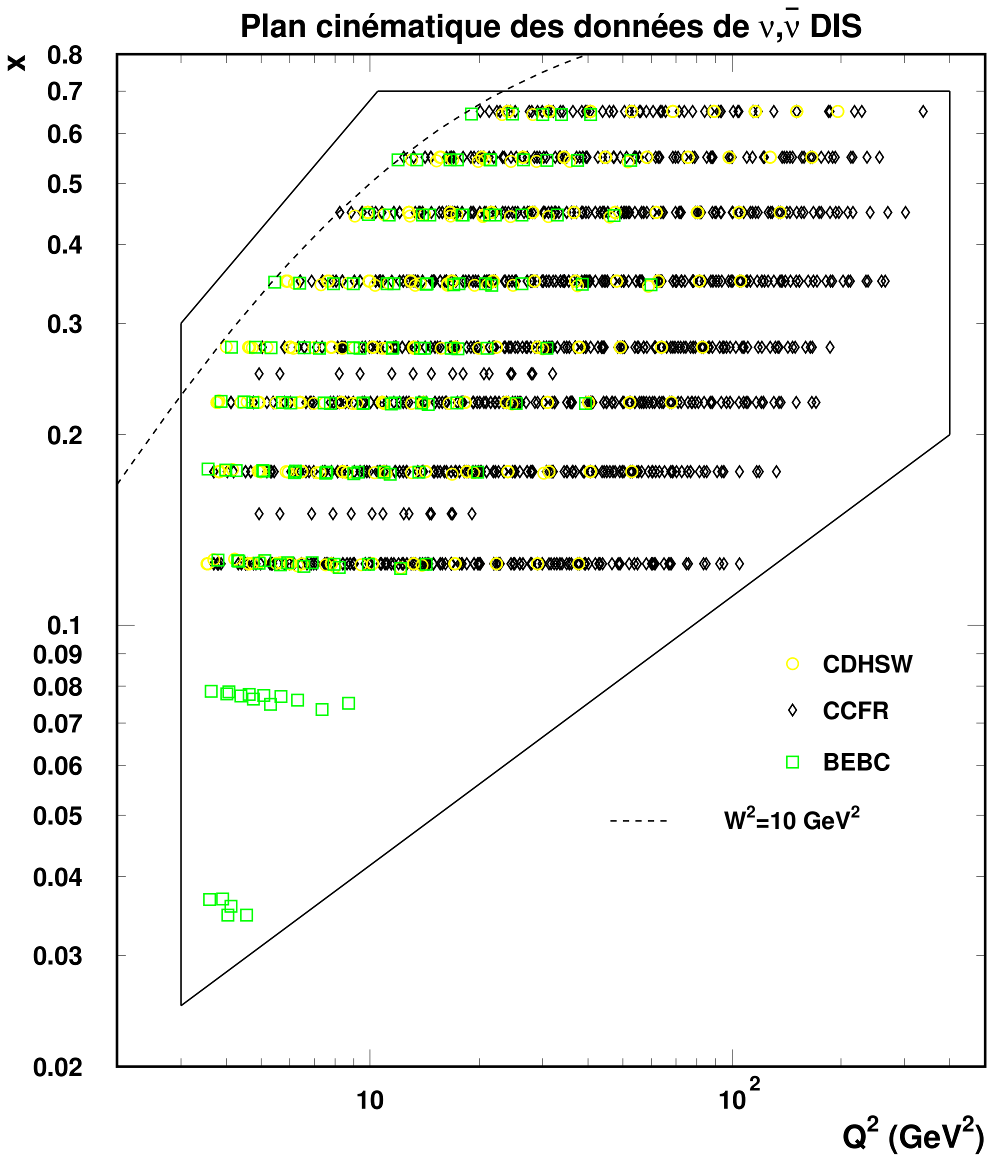


FIG. 9.2: Plan cinématique des données de DIS de neutrinos.

CCFR couvrent le même domaine en x. Les données de Drell-Yan sont montrées sur la figure 9.3 dans le plan M, x_F. La coupure autour de 10 GeV correspond à la résonance du Υ. On voit que les données de sections efficaces de E866 couvrent jusqu'à $x_F \approx 0,8$ donc très grand x_1.

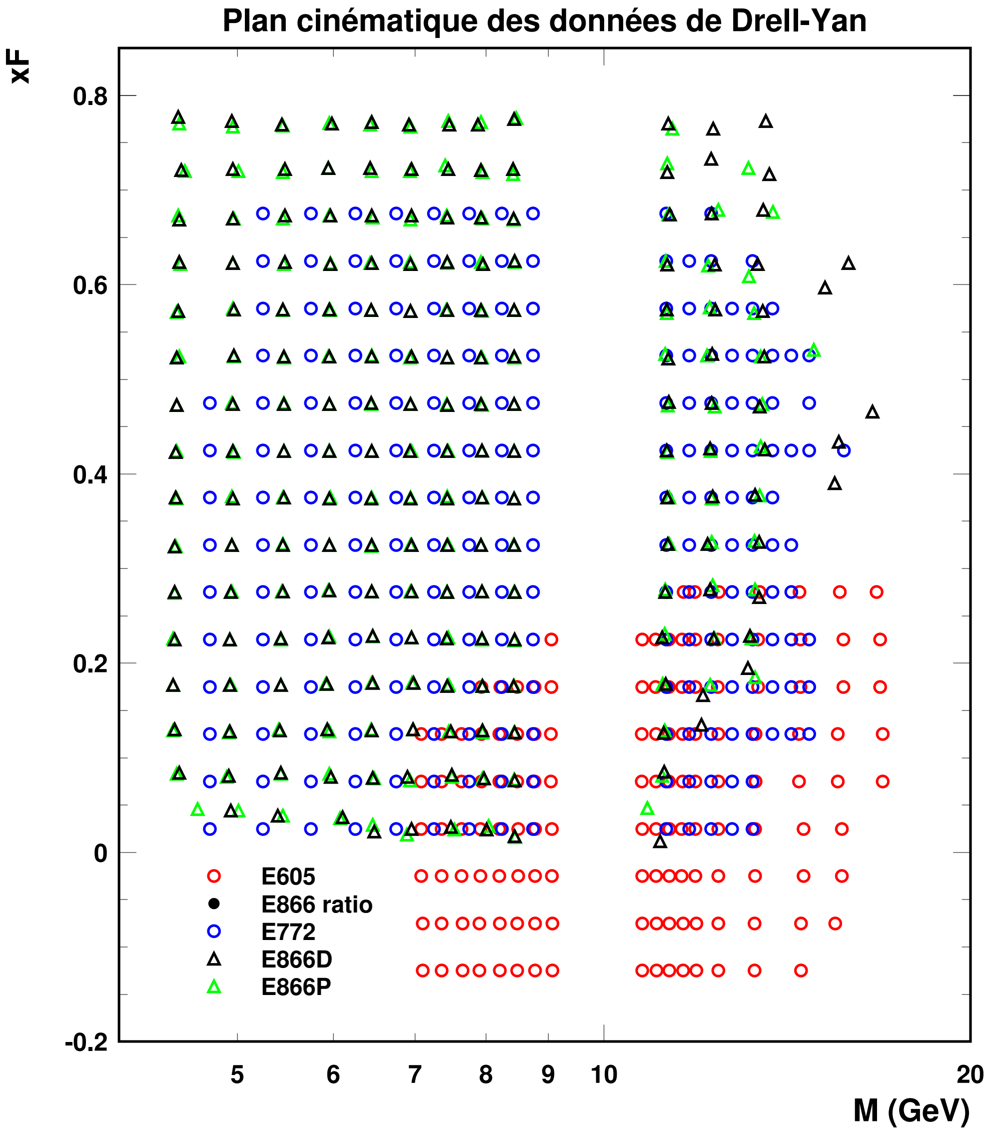


Fig. 9.3: Plan cinématique des données de Drell Yan.

9.2 Détermination des densités de partons

Nous allons maintenant présenter une détermination des pdfs à partir de ces données. Après s'être assuré de la qualité de l'ajustement, nous verrons les résultats et particulièrement les résultats à grand x et l'asymétrie de la mer étrange. On utilise la paramétrisation suivante pour les pdfs :

$$\begin{aligned}
xg(x,Q_0^2) &= A_g x^{B_g}(1-x)^{C_g}(1+D_g x^{E_g}) &(9.1)\\
xu_v(x,Q_0^2) &= A_{u_v} x^{B_{u_v}}(1-x)^{C_{u_v}}(1+D_{u_v} x^{E_{u_v}}) &(9.2)\\
xd_v(x,Q_0^2) &= A_{d_v} x^{B_{d_v}}(1-x)^{C_{d_v}}(1+D_{d_v} x^{E_{d_v}}) &(9.3)\\
x(\bar{u}+\bar{d})(x,Q_0^2) &= A_+ x^{B_+}(1-x)^{C_+}(1+D_+ x^{E_+}) &(9.4)\\
x(\bar{d}-\bar{u})(x,Q_0^2) &= A_- x^{B_-}(1-x)^{C_-}(1+D_- x^{E_-}) &(9.5)\\
xs(x,Q_0^2) &= A_s x^{B_s}(1-x)^{C_s}(1+D_s x^{E_s}) &(9.6)\\
x\bar{s}(x,Q_0^2) &= A_{\bar{s}} x^{B_{\bar{s}}}(1-x)^{C_{\bar{s}}}(1+D_{\bar{s}} x^{E_{\bar{s}}}). &(9.7)
\end{aligned}$$

On suppose qu'a priori, $s \neq \bar{s}$. Avec $B_{u_v} = B_{d_v} = B_-$ et $B_s = B_{\bar{s}} = B_+$, $A_s = A_{\bar{s}}$, $C_s = C_{\bar{s}}$, et fixant $D_- = 1$, ce qui avec les quatre règles de somme sur u_v, d_v $s - \bar{s}$ et l'impulsion totale fait un total de 24 paramètres libres. Les valeurs des paramètres ajustés à 4 GeV^2 sont montrées dans la table 9.1. Le $\chi^2/nddl$ est de 6459/(6521-24)=0,99. Le détail des

TAB. 9.1: Paramètres de l'ajustement global pour les distributions à $Q_0^2 = 4\,\mathrm{GeV}^2$.

par.	valeur	par.	valeur	par.	valeur	par.	valeur
A_{u_v}	$1,967$	A_{d_v}	$0,932$	A_s	$0,052$	$A_{\bar{s}}$	$0,052$
B_{u_v}	$0,534$	B_{d_v}	$0,534$	B_s	$-0,208$	$B_{\bar{s}}$	$-0,208$
C_{u_v}	$4,141$	C_{d_v}	$4,865$	C_s	$4,950$	$C_{\bar{s}}$	$5,084$
D_{u_v}	$1,139$	D_{d_v}	$0,802$	D_s	$6,352$	$D_{\bar{s}}$	$3,911$
E_{u_v}	$5,841$	E_{d_v}	$5,109$	E_s	$251,137$	$E_{\bar{s}}$	$48,973$
A_+	$0,102$	A_-	$0,139$	A_g	$4,117$		
B_+	$-0,208$	B_-	$0,534$	B_g	$-0,030$		
C_+	$9,060$	C_-	$18,872$	C_g	$17,739$		
D_+	$0,922$	D_-	$1,000$	D_g	$3,136$		
E_+	$7,914$	E_-	$-46,594$	E_g	$1538,793$		

contributions au χ^2 pour chaque lot de données est montré sur la table 9.2. La partie χ^2_{corr} est définie de la même façon que pour le table 8.5. Aucun désaccord majeur n'est trouvé entre les différents lots de données. L'ensemble des données de HERA, de cible fixe, de neutrinos et de Drell Yan sont compatibles et bien décrites par un ajustement QCD NLO. Les densités de partons sont montrées sur la figure 9.4 avec les pdfs CTEQ6 et MRST2002 pour comparaison. La mer étrange est montrée sur la figure 9.5. On voit qu'elle est supprimée d'un facteur 2 environ à petit x par rapport à la mer légère. La différence entre les différents ajustements globaux peut être attribuée aux différents traitements théoriques (ici le schéma est massif), mais surtout aux différents lots de données utilisés.

TAB. 9.2: Détail des χ^2 partiels pour chacun des lots de données de l'ajustement. Les nombres χ^2 et χ^2_{corr} est définie comme pour la table 8.5.

lot de données	processus	N_{data}	χ^2	χ^2_{corr}
données de HERA				
H1 biais minimum 97	e^+p NC	45	47, 0	0, 8
H1 bas Q^2 96–97	e^+p NC	80	81, 7	1, 7
H1 grand Q^2 94–97	e^+p NC	130	95, 8	3, 4
H1 grand Q^2 94–97	e^+p CC	25	22, 0	1, 1
H1 grand Q^2 98–99	e^-p NC	126	123, 4	1, 3
H1 grand y 98–99	e^-p NC	13	9, 7	0, 2
H1 grand Q^2 98–99	e^-p CC	28	18, 0	1, 3
H1 grand Q^2 99–00	e^+p NC	147	161, 0	2, 7
H1 grand Q^2 99–00	e^+p CC	28	45, 1	1, 5
ZEUS bas Q^2 94–97	e^+p NC	75	72, 7	9, 3
ZEUS grand Q^2 94–97	e^+p NC	162	202, 6	8, 1
ZEUS grand Q^2 94–97	e^+p CC	29	28, 1	1, 4
ZEUS grand Q^2 98–99	e^-p NC	92	54, 7	3, 7
ZEUS grand Q^2 98–99	e^-p CC	26	22, 9	0, 6
données de cible fixe				
BCDMS $E_\mu = 120$ GeV	μD NC	62	37, 3	1, 4
BCDMS $E_\mu = 200$ GeV	μD NC	56	61, 0	0, 9
BCDMS $E_\mu = 280$ GeV	μD NC	52	34, 7	0, 7
BCDMS $E_\mu = 100$ GeV	μp NC	58	62, 7	0, 7
BCDMS $E_\mu = 120$ GeV	μp NC	62	50, 4	0, 6
BCDMS$E_\mu = 200$ GeV	μp NC	56	72, 5	1, 3
BCDMS $E_\mu = 280$ GeV	μp NC	52	56, 8	1, 5
NMC $E_\mu = 90$ GeV	μD NC	34	25, 4	1, 1
NMC $E_\mu = 120$ GeV	μD NC	46	51, 9	1, 1
NMC $E_\mu = 200$ GeV	μD NC	61	59, 2	0, 3
NMC $E_\mu = 280$ GeV	μD NC	68	97, 5	1, 1
NMC $E_\mu = 90$ GeV	μp NC	34	32, 1	1, 0
NMC $E_\mu = 120$ GeV	μp NC	46	70, 5	1, 0
NMC $E_\mu = 200$ GeV	μp NC	61	100, 0	0, 1
NMC $E_\mu = 280$ GeV	μp NC	68	127, 8	1, 0
données de DIS de neutrinos				
BEBC	νD CC	70	73, 2	0, 0
BEBC	$\bar{\nu} D$ CC	49	51, 2	0, 0
BEBC	νp CC	68	68, 3	0, 0
BEBC	$\bar{\nu} p$ CC	49	75, 9	0, 0
CDHSW	νFe CC	494	384, 3	0, 4
CDHSW	$\bar{\nu} Fe$ CC	492	302, 9	0, 3
CDHS	νp CC	45	49, 3	6, 1
CDHS	νp CC	42	55, 3	0, 2
CCFR E744	νFe CC	985	944, 0	12, 2
CCFR E744	$\bar{\nu} Fe$ CC	388	379, 4	4, 4
CCFR E770	νFe CC	907	885, 5	11, 4
CCFR E770	$\bar{\nu} Fe$ CC	387	327, 2	4, 4
données de Drell Yan				
E605	pCu DY	136	118, 5	0, 8
E772	pD DY	212	232, 3	2, 3
E866	pp DY	184	222, 0	0, 1
E866	pD DY	191	271, 6	0, 1
Total		6521	6459	

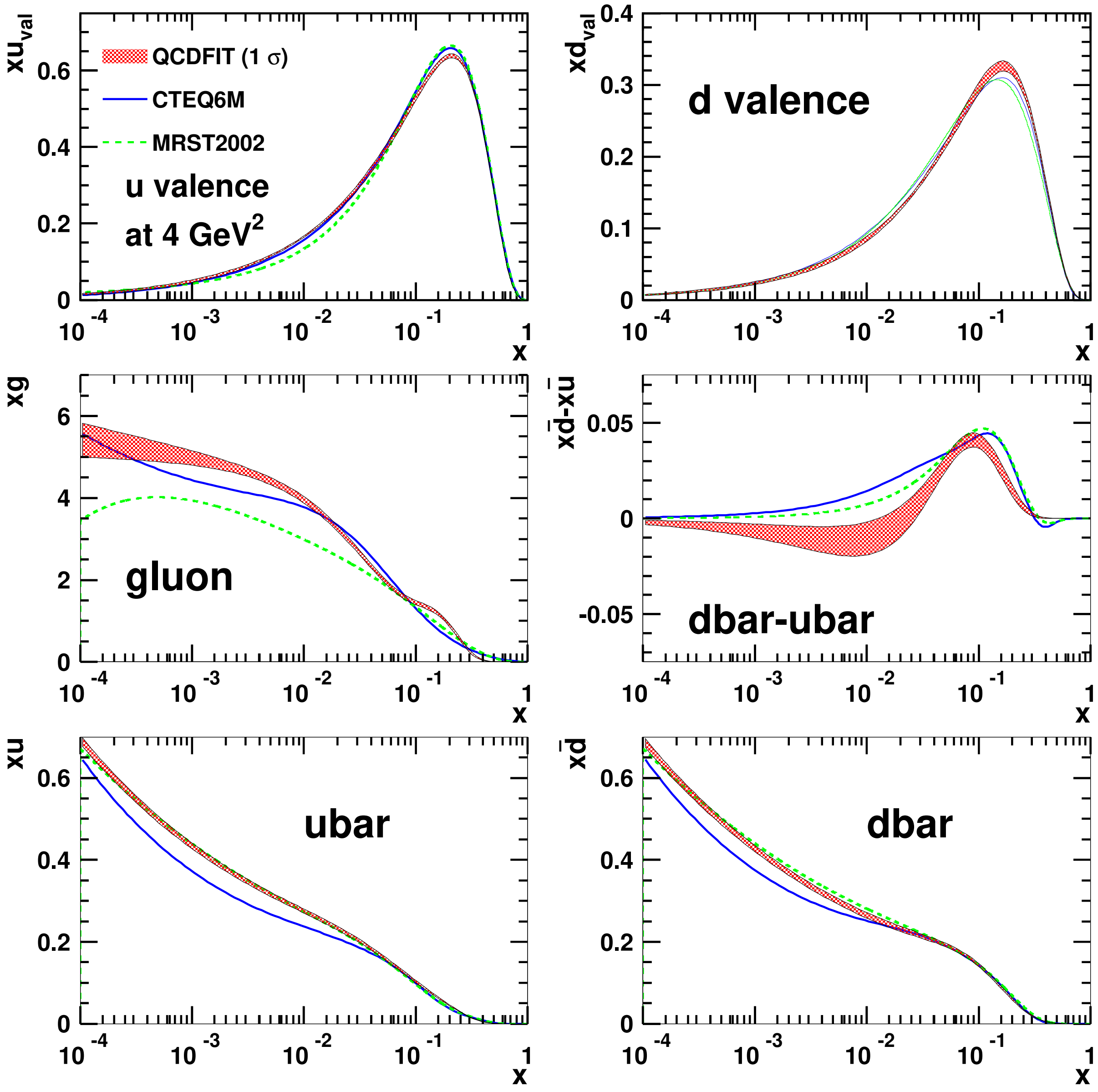


FIG. 9.4: Densités de partons à $Q_0^2 = 4$ GeV^2. L'aire hachurée correspond à la bande d'erreur à 1 σ pour les pdfs. La ligne pleine correspond aux pdfs de CTEQ6 et la ligne pointillée correspond aux pdfs de MRST02.

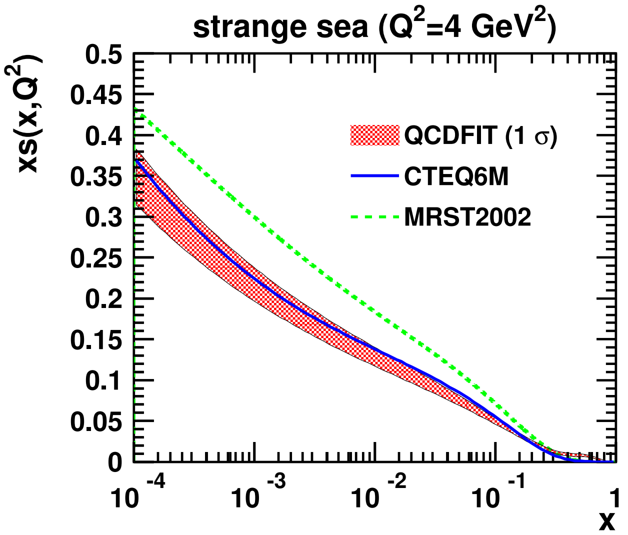


FIG. 9.5: Mer étrange obtenue dans l'ajustement à l'échelle initiale de $Q^2 = 4$ GeV^2 comparées aux déterminations de CTEQ6M et MRST2002.

Pour d_v la différence avec les autres ajustements globaux CTEQ6 et MRST2002 provient de l'utilisation des données de sections efficaces de CCFR. A grand x le gluon obtenu dans cet ajustement est beaucoup plus faible que celui de CTEQ6 et MRST2002 ce qui est dû à l'absence de données de jets dans notre ajustement, celles-ci demandant un gluon relativement dur à grand x. Pour $\bar{u}$ et $\bar{d}$ la collection de données de HERA utilisée peut rendre compte des différences observées. Pour $\bar{d} - \bar{u}$, la différence avec l'ajustement de CTEQ provient du fait que celui-ci paramétrise directement $\bar{d}/\bar{u}$ ce qui donne lieu à une forme différente. Cette asymétrie n'est pas très bien contrainte en dessous de $x \approx 10^{-2}$ par les mesures actuelles.

9.2.1 Les densités de partons à grand x

Il existe deux publications récentes de la collaboration E866 (NuSea) qui mesure les réactions de Drell-Yan :

1. Dans la publication [Towe01] il est mesuré le rapport $R = \sigma_{pD}/(2\sigma_{pp})$. Comme montré dans l'annexe C, cela permet de contraindre $\bar{d} - \bar{u}$.
2. Dans la publication [Webb03] il est mesuré les sections efficaces absolues σ_{pD} et σ_{pp}. Le domaine cinématique s'étend pour la première fois jusqu'à $x_F \approx 0,8$ (donc très grand x_1).

Les deux analyses utilisent les mêmes événements, on ne peut donc pas utiliser les deux lots à la fois dans l'ajustement. La publication [Webb03] utilise moins de statistique[30] mais il est montré que les résultats des sections efficaces absolues sont en accord avec les résultats du rapport R. On choisit donc d'utiliser [Webb03] dans l'ajustement nominal pour la contrainte apporté par les sections efficaces à grand x. Le message le plus important de [Webb03] est le fait que les sections efficaces calculées avec les pdfs MRST et CTEQ surestiment les sections efficaces mesurées à grand x de près de 20% (les erreurs théoriques

[30] La mesure des sections efficaces requiert des événements plus propres.

et expérimentales étant de l'ordre de 5% chacune). Il est prédit un impact non négligeable sur les futurs ajustements globaux utilisant ces données. On peut tester cette prédiction en effectuant deux ajustements :

1. Un ajustement utilisant les données du rapport R.
2. Un ajustement utilisant les données de sections efficaces.

Nous allons réaliser le rapport de quantités test obtenues avec ces deux ajustements. Explicitons la sensibilité des données de Drell Yan dans la limite $x_1 \gg x_2$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{pp}}{\mathrm{d}M^2\mathrm{d}x_F}\right)_{x_1 \gg x_2} \propto 4u(x_1)\bar{u}(x_2) + d(x_1)\bar{d}(x_2) \quad (9.8)$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{pD}}{\mathrm{d}M^2\mathrm{d}x_F}\right)_{x_1 \gg x_2} \propto 4u(x_1)\bar{u}(x_2) + d(x_1)\bar{d}(x_2) + 4u(x_1)\bar{d}(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2) \quad (9.9)$$

$$\propto (4u(x_1) + d(x_1))(\bar{u}(x_2) + \bar{d}(x_2)). \quad (9.10)$$

On va donc comparer les quantités pertinentes que sont $4u+d$, $4u_{val}+d_{val}$, u_{val} et d_{val} car les antiquarks à petit x_2 sont très contraints par les autres données (en particulier celles de HERA). Le rapport de ces quantités pour les deux ajustements est montré sur la figure 9.6. On a normalisé les quantités par rapport aux résultats de l'ajustement 1) utilisant les données de R. On voit que dans l'ajustement contenant les données des sections efficaces, $4u + d$, $4u_{val} + d_{val}$ et u_{val} sont plus faibles à grand x pour accommoder ces données. Pour u_{val} on obtient une diminution de près de 8% à $x = 0,8$. Pour d_{val} il est difficile de commenter la diminution étant donné l'erreur existante à grand x.

On attendra la publication finale des données [Webb03] pour tirer une conclusion définitive. Il est probable que des correction théoriques à très grand x soient nécessaires, ainsi que des corrections nucléaires supplémentaires pour les données de deutérium.

9.2.2 L'asymétrie de la mer étrange

L'asymétrie de la mer étrange est obtenue via

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\nu N}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} - \frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\bar{\nu} N}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} \propto xs - x\bar{s} + \left[1 - (1-y^2)\right](xu_v + xd_v) \quad (9.11)$$

qui est valable à l'ordre dominant pour une cible isoscalaire. Les distributions de valences étant bien contraintes par ailleurs, les données de DIS de neutrinos et d'antineutrinos permettent d'obtenir l'asymétrie de la mer étrange. Nous disposons de deux lots de données νN et $\bar{\nu} N$ dans le même domaine cinématique : CCFR et CDHSW. Dans l'analyse [BPZ00], les données de CDHSW présentent la caractéristique de favoriser $s > \bar{s}$ à grand x, c'est-à-dire que les sections efficaces neutrinos ont tendance à être plus hautes que les sections efficaces d'antineutrinos par rapport aux prédictions respectives. On peut essayer de reproduire ce résultat en n'utilisant que les données de CDHSW dans l'ajustement global (et donc pas les données de CCFR). Le résultat est montré sur la figure 9.7. On obtient une asymétrie d'impulsion

$$x_s = \int_0^1 x(s - \bar{s})\mathrm{d}x = (1.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}. \quad (9.12)$$

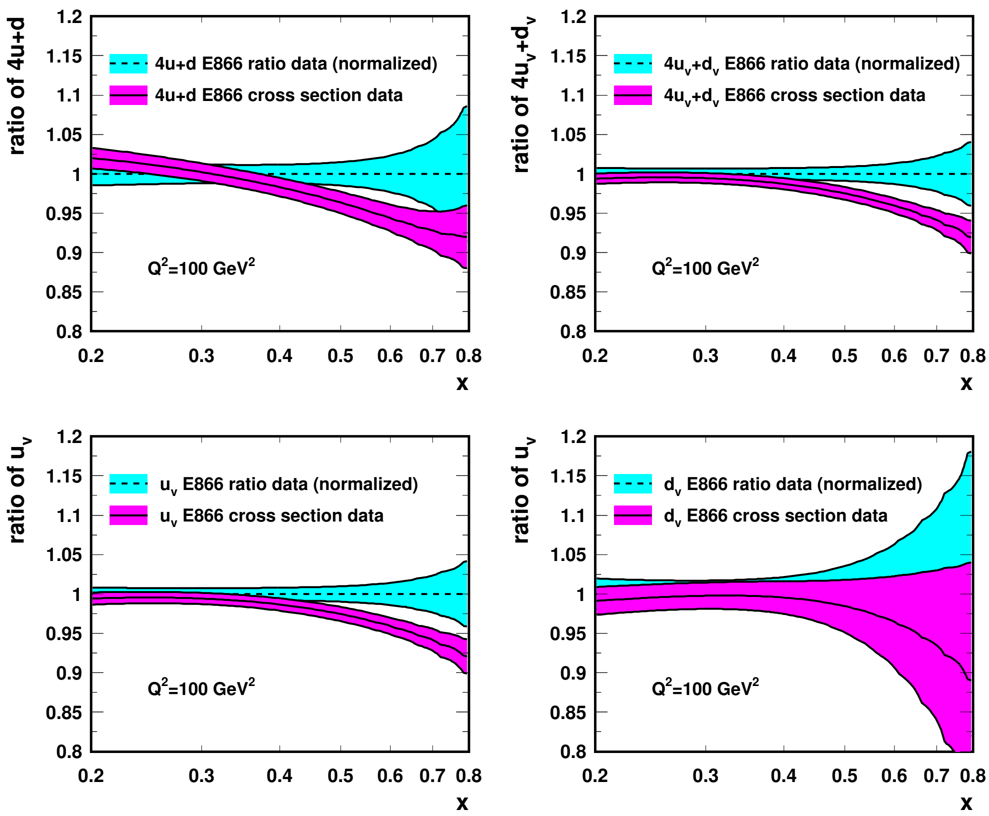


FIG. 9.6: Quantités normalisées $4u + d$, $4u_{val} + d_{val}$, u_{val} et d_{val} pour deux ajustements différents, celui utilisant les données du rapport et celui utilisant les données des section efficaces absolues.

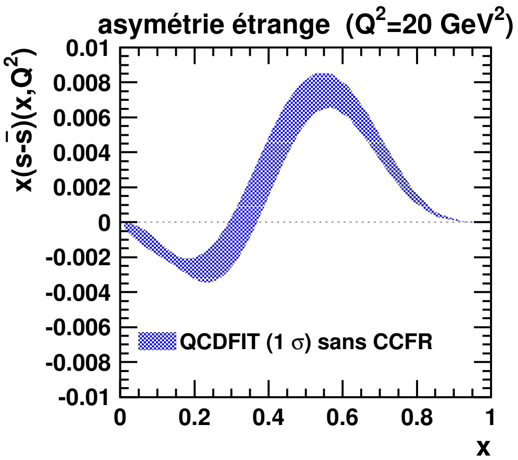


FIG. 9.7: Asymétrie de la mer étrange obtenue en utilisant les données de CDHSW dans l'ajustement global.

On peut donc reproduire les résultats de l'analyse précédente [BPZ00] qui était de $x_s \approx 2^{-3}$. Maintenant, regardons de plus près le comportement des données de CCFR, qui couvrent le même domaine cinématique à grand x que les données de CDHSW. On observe un désaccord systématique entre les données de CCFR et les données de CDHSW pour les neutrinos alors que les données pour les antineutrinos sont en accord. La figure 9.8 montre un exemple typique de désaccord entre les données à grand x de CDHSW et CCFR. L'asymétrie de la mer étrange provenant d'un ajustement global contenant à la fois les

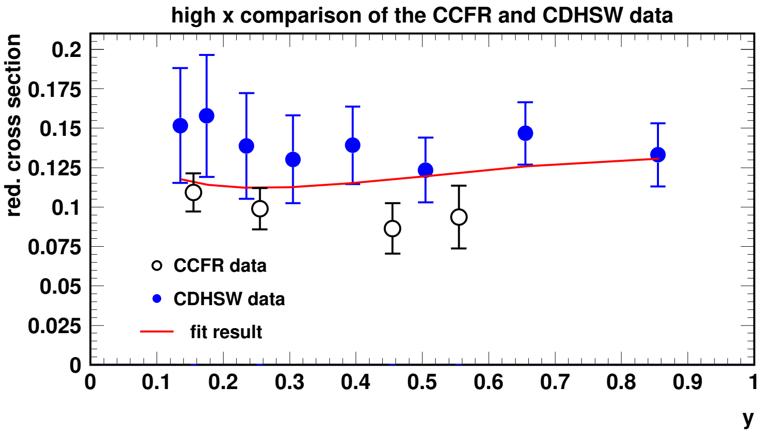


Fig. 9.8: Section efficace différentielle réduite pour $x = 0,65$ et $E_\nu = 100$ GeV pour CCFR et CDHSW.

données de CCFR et CDHSW est montrée sur la figure 9.9. On trouve que l'asymétrie

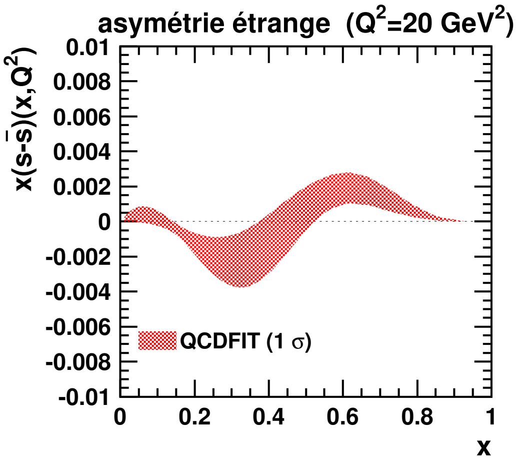


Fig. 9.9: Asymétrie de la mer étrange obtenue en utilisant les données de CDHSW et les données de CCFR.

étrange est très réduite et vaut

$$x_s = \int_0^1 x(s - \bar{s})\mathrm{d}x = (1,8 \pm 3,8) \times 10^{-4}. \tag{9.13}$$

On notera que les corrections nucléaires ont un impact faible sur le résultat (v oir [BPZ00]). On remarque que l'incertitude systématique dominante pour les données de CCFR (la normalisation du flux de neutrinos) est ajustée à $-5,2\sigma$, c'est-à-dire que les données sont augmentées de 4% et ce quelles que soient les hypothèses sur l'asymétrie de la mer étrange. Aussi les données de CDHSW ont un problème bien connu car pour $x < 0,1$ la forme en y des données ne suit pas la prédiction de QCD. Etant donné que un ou les deux lots de données peuvent être sujets à des problèmes expérimentaux, il est plus raisonnable de garder ces deux lots dans l'analyse.

L'analyse [Olne03] utilise les données de dimuons de l'expérience CCFR/NuTeV qui sont directement sensibles à la mer étrange, mais n'utilise pas les données des sections efficaces ni de CDHSW ni de CCFR. Le résultat de cette étude est l'apparition d'une asymétrie $-1 \times 10^{-3} < x_s < 4 \times 10^{-3}$ en accord qualitatif avec notre analyse. Cependant les données de dimuons favorisent $xs > x\bar{s}$ pour $x \approx 0,2$.

L'existence d'une éventuelle asymétrie de la mer étrange a des conséquences phénoménologiques importantes, en particulier sur la mesure électrofaible de NuTeV, ce que nous allons maintenant examiner.

9.3 Impact de l'asymétrie de la mer étrange sur le résultat de NuTeV

9.3.1 La mesure de NuTeV

L'expérience NuTeV est une expérience de DIS de neutrinos et d'antineutrinos qui mesure les interactions CC (caractérisés un muon diffusé) et les interactions NC (caractérisés par une gerbe hadronique et l'absence de muon diffusé). Avec un ajustement des rapports de sections efficace $R^{\nu(\bar{\nu})} = \sigma_{NC}^{\nu(\bar{\nu})}/\sigma_{CC}^{\nu(\bar{\nu})}$, la collaboration NuTeV obtient une valeur de $\sin^2\theta_W$ dans le schéma OMS qui vaut $\sin^2\theta_W = 0,2277 \pm 0,0016$ [Zell02a], soit à 3,1 σ de la valeur moyenne mondiale de $\sin^2\theta_W = 0,22272 \pm 0,00036$. Pour comprendre la sensibilité de ce résultat, le rapport de Paschos-Wolfenstein R^- est pertinent. Il est défini par

$$R^- = \frac{\sigma_{NC}^{\nu} - \sigma_{NC}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{CC}^{\nu} - \sigma_{CC}^{\bar{\nu}}}. \tag{9.14}$$

A l'ordre le plus bas, et pour une cible isoscalaire ce rapport vaut

$$R^- = 1/2 - \sin^2\theta_W. \tag{9.15}$$

L'ensemble des phénomènes du Modèle Standard et au-delà pouvant expliquer cette mesure ont étés passés en revue dans [DFGRS02, Kret03, Kula03]. Notons qu'une explication en termes de nouvelle physique est extrêmement improbable. Parmi les effets pouvant expliquer le résultat, nous allons particulièrement explorer l'asymétrie de la mer étrange et la correction d'isoscalarité. Pour cela récrivons R^- pour une cible contenant un nombre quelconque de neutrons et de protons, au Q^2 moyen de l'expérience qui est de 20 GeV^2, en notant $x_0 = \int \mathrm{d}x(u - \bar{u} + d - \bar{d})$ et $x_1 = \int \mathrm{d}x(u - \bar{u} - (d - \bar{d}))$ et $x_s = \int \mathrm{d}x(s - \bar{s})$. En prenant compte les corrections d'ordre α_s on obtient

$$R^- = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W + \left(\frac{x_1}{x_0} - \frac{x_s}{x_0}\right)\left[1 - \frac{7}{3}\sin^2\theta_W + \frac{8\alpha_s}{9\pi}(1 - \sin^2\theta_W)\right] + \mathcal{O}\left(\frac{x_1^2}{x_0^2}\right). \tag{9.16}$$

Maintenant si on se rapporte à une cible de protons avec les quantités $x^p_{0,1}, x^p_s = x_s$, en supposant valide la symétrie d'isospin et en écrivant l'excès fractionnel de neutrons par rapport aux protons $\delta N = (A-Z)/A$, l'équation 9.16 se modifie en

$$R^- = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W - \left(\frac{\delta N x^p_1 + x_s}{x^p_0}\right)\left[1 - \frac{7}{3}\sin^2\theta_W + \frac{8\alpha_s}{9\pi}(1-\sin^2\theta_W)\right] + \mathcal{O}\left(\frac{x^{p2}_1}{x^{p2}_0}\right). \tag{9.17}$$

On voit que la correction d'excès de neutrons et l'asymétrie de la mer étrange ont tendance à biaiser $\sin^2\theta_W$ vers des valeurs supérieures si $x_s > 0$. On va résumer les correction par rapport au résultat de l'équation 9.15 sous la forme

$$R^- = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W - \delta R^-. \tag{9.18}$$

L'expérience NuTeV donne une valeur de

$$\delta R^- = -0,0080 \pm 0,00005 \tag{9.19}$$

pour la correction d'isoscalarité [McFa02]. Nous avons réalisé le calcul de la correction δR^- avec les pdfs obtenues dans l'ajustement global en propageant de façon cohérente l'incertitude QCD. Les dépendances en Q^2 et en $\sin^2\theta_W$ de δR sont très négligeables. Avec l'ajustement ne comprenant que les données de CDHSW, on obtient $\delta R^- = -0,0135 \pm 0,0008$. En effectuant la différence avec la valeur de NuTeV on peut estimer l'impact sur la valeur de $\sin^2\theta_W$, et on obtient $0,2222 \pm 0,0018$. Avec l'ajustement comprenant les données de CCFR et CDHSW, et donc une asymétrie étrange négligeable, on obtient

$$\delta R^- = -0,0107 \pm 0,0005 \tag{9.20}$$

soit $\sin^2\theta_W = 0,2249 \pm 0,0017$, qui n'est plus qu'a $1,35\sigma$ de la valeur du Modèle Standard. Ici la réduction est due à la correction de l'excès de neutrons qui est plus importante dans notre cas, d'environ 20% par rapport à NuTeV. Ceci est dû au fait que cette correction calculée avec l'équation 9.17 est trop naïve par rapport à l'analyse complète. Cependant on peut raffiner le calcul de δR^- en utilisant le modèle décrit dans [MM03], qui permet de calculer δR^- en prenant en compte l'effet des coupures expérimentales, ainsi que les contaminations croisées entre NC et CC. L'utilisation de ce modèle a pour effet de diminuer δR^- d'environ 12 % par rapport au calcul de l'equation 9.17 ce qui n'est toujours pas satisfaisant. Le point important de cette étude n'est pas la valeur de la correction d'excès de neutrons (que l'on ne peut pas calculer de façon réaliste) mais la valeur de l'incertitude due aux pdfs qui est supérieure d'un ordre de grandeur par rapport à ce qui est reporté par NuTeV. Depuis la publication [McFa02] la collaboration NuTeV a réévalué[31] cette erreur de 0,00005 à 0,0003 [McFa03].

Notons que toutes les études faites par la collaboration NuTeV sur l'asymétrie de la mer étrange ne sont pas viables étant donné que la contrainte $\int \mathrm{d}x(s-\bar{s}) = 0$ n'est pas appliquée. Cela a un impact crucial, car si des données favorisent une certaine asymétrie

[31] Ce problème avait été trouvé de façon indépendante et rapporté à la collaboration NuTeV par S. Alekhin et S. Kulagin.

à un x donné, l'asymétrie opposée doit forcément être présente à un autre x pour que l'intégrale soit nulle, et donc cela affecte l'asymétrie d'impulsion. On peut néanmoins essayer d'utiliser la fonctionnelle $F(x)$ fournie[32] dans [Zell02b] pour propager l'asymétrie de la mer étrange sur $\sin^2\theta_W$. On obtient la variation $\Delta\sin^2\theta_W$ par rapport à la valeur centrale de NuTeV avec

$$\Delta\sin^2\theta_W = \int_0^1 F(x)(xs - x\bar{s})\mathrm{d}x. \tag{9.21}$$

Ce qui donne dans notre cas $\Delta\sin^2\theta_W = 0,00025$. La contribution totale est positive étant donné la forme de F qui donne un poids important à la zone $x \approx 0,1$. Cependant, l'utilisation de cette fonctionnelle resterait encore à justifier en dehors de l'analyse de NuTeV.

Notons que les corrections radiatives électrofaibles pour le rapport R^- ont été réévaluées [DDH03] et que les incertitudes sur ces corrections sont de l'ordre de la l'incertitude expérimentale du résultat de NuTeV. Il est donc possible que le désaccord de NuTeV soit dû à une combinaison d'incertitudes expérimentales sous-évaluées et éventuellement d'effets physiques comme l'asymétrie de la mer étrange ou la violation d'isospin (ce dernier effet étant analysé dans [MRST04a]).

9.4 Extraction de la constante de couplage forte α_s

Nous allons maintenant présenter une détermination de la constante de couplage forte α_s réalisée avec l'ajustement global.

9.4.1 Importance de la détermination de α_s

La détermination de la constante de couplage forte α_s est importante à de nombreux titres. D'un point de vue historique la détermination de α_s dans différents processus a permis un test de cohérence du Modèle Standard et l'établissement de la QCD perturbative comme théorie de l'interaction forte. Aujoud'hui encore cela permet un test de précision du Modèle Standard. La valeur numérique de α_s est importante en elle même car une fois fixée la pQCD devient une théorie prédictive.

Les déterminations expérimentales de α_s sont nombreuses. De manière générale (mais pas exclusivement) on peut extraire α_s de toute observable pouvant se développer perturbativement $R = R_0(1+\alpha_s R_1+\alpha_s^2 R_2+\ldots)$ (on trouvera une revue des différentes méthodes dans [PDG02, Beth00]). Dans les processus e^+e^- les rapports $R_Z = \Gamma(Z^0 \to \mathrm{had})/\Gamma(Z^0 \to \ell^+\ell^-)$, $R_\tau = \Gamma(\tau \to \mathrm{had}\nu_\tau)/\Gamma(\tau \to e\nu_e\nu_\tau)$, $R_\gamma = \sigma(e^+e^- \to \mathrm{had})/\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)$, ainsi que les ajustements globaux électrofaibles permettent une détermination précise de α_s dominée par les erreurs théoriques telles que la dépendance vis-à-vis de l'échelle de renormalisation. Dans les processus ep la production de jets ainsi que les variables de formes de l'événement («event shape variables») et la mesure des règles de somme permettent une détermination de α_s. Mais la violation de l'invariance d'échelle des fonctions de structure permet de s'affranchir des certaines erreurs systématiques comme les

[32] La fonctionnelle vaut $F(x) = \ln[\exp(-39,80x + 0,68) + \exp(-1,09(1-x)^2 - 0,47(1-x))]$.

pdfs (si elles sont déterminées simultanément) ou les corrections d'hadronisation. Comme à la fois les sections efficaces et les noyaux d'évolution dépendent de α_s, on peut extraire α_s d'un ajustement global des donnée de DIS, ce qui est réalisé par exemple dans [MRST01, Alek00, Alek03, CTEQ02]. Les principaux problèmes de ce type de déterminations sont de différentes natures. D'une part du point de vue théorique il reste une dépendance vis-à-vis des échelles de renormalisation et de factorisation (l'incertitude liée aux ordres supérieurs est étudiée en détail dans [Alek03]). D'autre part au niveau expérimental le fait que les violations d'échelles soient proportionnelles à $\alpha_s \times g$ à l'ordre dominant lie la détermination de α_s à celle de la densité de gluons. De ce point de vue la contrainte des pdfs et du gluon en particulier dans un ajustement global permet de déterminer raisonnablement α_s. Nous allons maintenant présenter une extraction de $\alpha_s(M_Z^2)$ réalisée avec l'ajustement global. Soulignons qu'ici on réalise une extraction de α_s au NLO, ce qui est différent d'une extraction à un ordre différent.

9.4.2 Résultats et variations systématiques

Pour extraire α_s on part de la solution centrale de l'ajustement global (réalisé avec $s = \bar{s}$). Puis on réalise différents ajustements en effectuant de petites variations de α_s. La courbe $\chi^2_{min}(\alpha_s)$ permet d'extraire la valeur centrale et l'erreur sur α_s. Si cette valeur est minimale pour α_s^{min}, on obtient l'erreur $\alpha_s^{min} \pm \delta\alpha_s$ tel que $\chi^2_{min}(\alpha_s^{min} \pm \delta\alpha_s) = \chi^2_{min}(\alpha_s^{min}) + 1$. La figure 9.10 montre le résultat obtenu qui est de

$$\alpha_s = 0,1197 \pm 0,0008 \text{ (exp)}. \tag{9.22}$$

Pour voir les contraintes apportées par les différents lots de données, la figure 9.11 résume les $\chi^2(\alpha_s)$ partiels. Ici les χ^2 des différents lots de données ont été ajoutés (par exemple, les données H1 et ZEUS sont ajoutées en «HERA»). On remarque que contrairement à ce que l'on pourrait s'attendre pour la majorité des expériences les minima des χ^2 partiels ne sont pas dans la zone étudiée mais bien plus loin, et qu'en ajoutant les lots de données on obtient une parabole. Ceci est difficile à interpréter, et il faut bien voir que la détermination de α_s avec l'ajustement global est différente de la détermination de α_s à partir des données d'une seule expérience. En particulier, les χ^2 des différentes expériences sont corrélés entre eux via les pdfs. On notera la qualité numérique des résultats vis-à-vis des déterminations similaires dans [MRST01] qui montrent d'importantes instabilités, les χ^2 partiels n'étant pas paraboliques.

Pour estimer les incertitudes de modélisation, on effectue les variations systématiques suivantes

- On fait varier les masses des quarks lourds m_c, m_b, les paramètres électrofaibles M_W et Δr.
- On utilise une paramétrisation des pdfs plus simple, pour essayer d'estimer l'impact de la paramétrisation sur α_s. Si l'on pouvait s'affranchir de toute paramétrisation, tous les Q_0^2 seraient équivalents. On fait donc aussi varier l'échelle initiale Q_0^2.
- On fait varier légèrement les coupures sur Q^2, W^2.

Le résultat est une erreur additionnelle de

$$\alpha_s = 0,1197 \pm 0,0008 \text{ (exp)} \pm {}^{+0,0005}_{-0,0007} \text{ (mod)}. \tag{9.23}$$

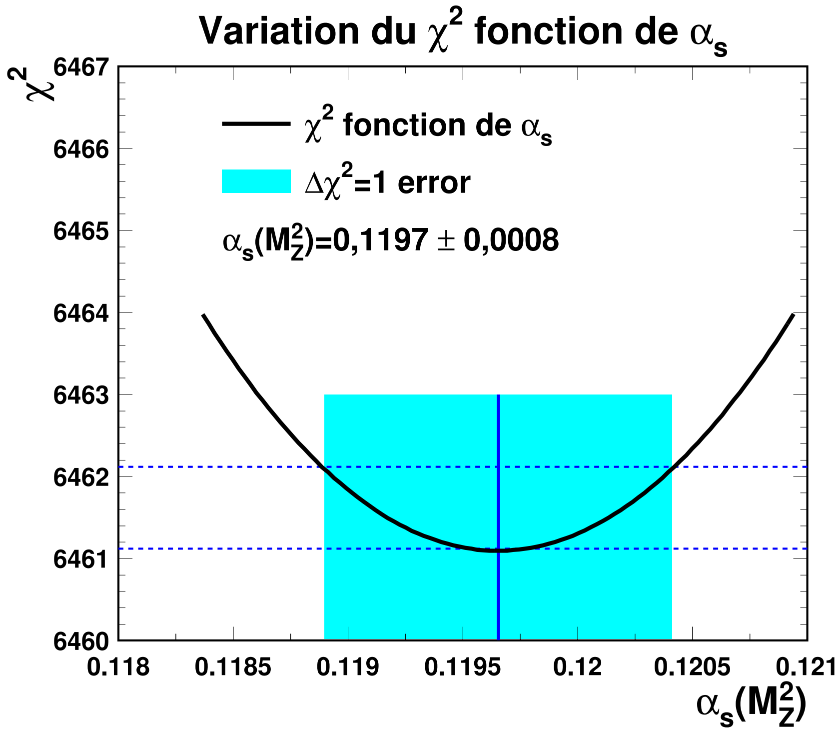


FIG. 9.10: Détermination de α_s à l'aide de l'ajustement global et erreur expérimentale.

Le détail des variations est montré sur la table 9.3.

Pour essayer d'évaluer les incertitudes théoriques, on peut adopter la procédure commune qui consiste à faire varier les échelles de renormalisation et de factorisation. On distingue plusieurs échelles de renormalisation étant donné qu'il y a plusieurs processus durs disctincts : en plus des processus de DIS standard (échelle μ_r) on compte la production de quarks lourds par fusion gluon-photon (échelle μ_q).

1. On fait varier l'échelle de renormalisation intervenant pour la production des quarks lourds $\mu_q^2 = 4m_q^2 + Q^2$ entre $4(4m_q^2 + Q^2)$ et $(4m_q^2 + Q^2)/4$.
2. On fait varier l'échelle de renormalisation intervenant pour les quarks légers $\mu_r^2 = Q^2$ entre $4Q^2$ et $Q^2/4$ et on fait varier conjointement l'échelle de factorisation $\mu_F^2 = Q^2$ entre $4Q^2$ et $Q^2/4$ (voir par exemple [Wall01]).

Le résultat est une erreur additionnelle de

$$\alpha_s = 0,1197 \pm 0,0008 \text{ (exp)} \pm^{+0,0005}_{-0,0007} \text{ (mod)} \pm 0,006 \text{ (th)}. \tag{9.24}$$

Le détail des variations est montré sur la table 9.4. L'erreur théorique domine l'erreur totale. Il est montré dans [Alek03] que l'incertitude obtenue par variation des échelles couvre de façon correcte les effets des ordres QCD supérieurs. On notera que la variation des échelles dans un ajustement global n'est réalisé ni par CTEQ ni par MRST. Au final, la comparaison du résultat obtenu avec les autres déterminations provenant d'ajustements QCD est montré sur la figure 9.12. La faible erreur de notre résultat par rapport aux autres

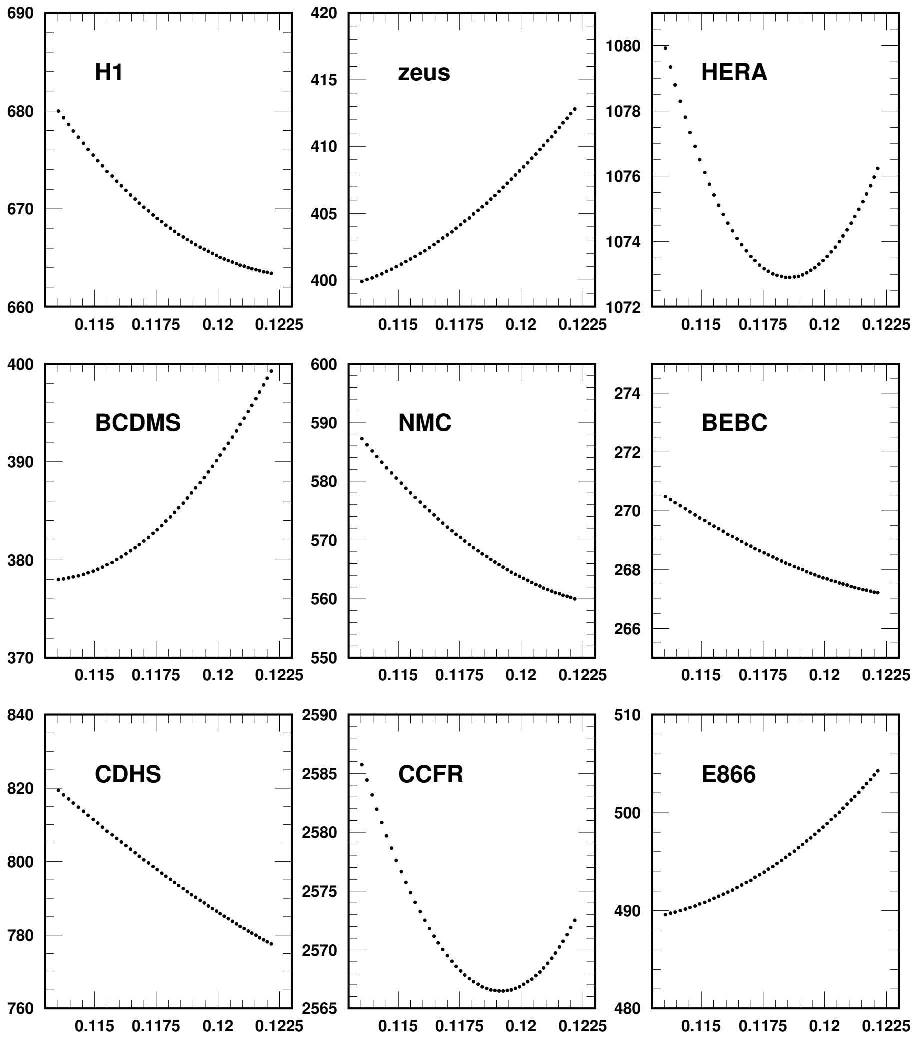


FIG. 9.11: Contribution des différentes expériences aux χ^2 partiels de l'ajustement global en fonction de α_s.

Tab. 9.3: Variations de modélisation et impact sur α_s.

Paramètre	variation	$+\delta\alpha_s$	$-\delta\alpha_s$	χ^2
M_W	$+0,04$ GeV	$0,000011$		$6459,82$
M_W	$-0,04$ GeV		$0,000012$	$6462,57$
Q_0^2	5 GeV	$0,000054$		$6466,80$
Q_0^2	3 GeV		$0,00012$	$6454,72$
mc	$+0,25$ GeV	$0,00045$		$6494,56$
mc	$-0,25$ GeV		$0,00025$	$6438,31$
mb	$+0,25$ GeV	$0,000009$		$6460,08$
mb	$-0,25$ GeV		$0,000002$	$6462,33$
Δr	$+0,002$		$0,000027$	$6460,11$
Δr	$-0,002$	$0,000006$		$6462,21$
coupure Q^2	4,5 GeV^2		$0,00049$	–
paramétrisation			$0,00045$	$6545,31$
coupure W^2	12,5 GeV^2		$0,00013$	–
incertitude de modélisation		$0,0005$	$0,0007$	

Tab. 9.4: Variations des échelles de renormalisation et de factorisation et impact sur α_s.

	$\mu_r^2 = Q^2/4$	$\mu_r^2 = Q^2$	$\mu_r^2 = 4Q^2$	$\mu_q^2 = (4m_q^2 + Q^4)/4$	$\mu_q^2 = 4(4m_q^2 + Q^4)$
$\mu_f^2 = 4Q^2$	$-0,0006$	$-0,0003$	$+0,006$	–	–
$\mu_f^2 = Q^2$	$-0,0007$	central	$-0,0006$	$-0,00038$	$+0,00046$
$\mu_f^2 = Q^2/4$	$-0,006$	instable	instable	–	–

ajustements est lié au très grand nombre de données employées ici. On remarque aussi que le résultat obtenu est très proche des résultats obtenus en collisions e^+e^-, alors que «historiquement» les déterminations de α_s en DIS étaient significativement plus faibles. Il faut nuancer l'impact du résultat obtenu par la présence possible des erreurs théoriques suivantes :

- L'interprétation statistique et l'erreur $\Delta\chi^2 = 1$ peut être mise en question, CTEQ et MRST utilisant respectivement $\Delta\chi^2 = 100$ et $\Delta\chi^2 = 20$. Ici il est possible que certaines corrélations entre les sources d'erreurs systématiques ne soient pas prises en compte (par exemple pour les expériences de Drell Yan ces informations ne sont pas disponibles). De plus très certainement l'hypothèse que la fluctuation des erreurs est gaussienne est incorrecte (si on ajuste par une gaussienne la distribution des erreurs systématiques déterminées a posteriori par l'ajustement on trouve que la largeur est de 0,7 σ et non 1 σ du cas idéal).
- Parmi les incertitudes théoriques on trouve les effets d'ordre d'ordre α QED (la violation de la symétrie d'isospin), l'utilisation de l'évolution DGLAP jusqu'aux

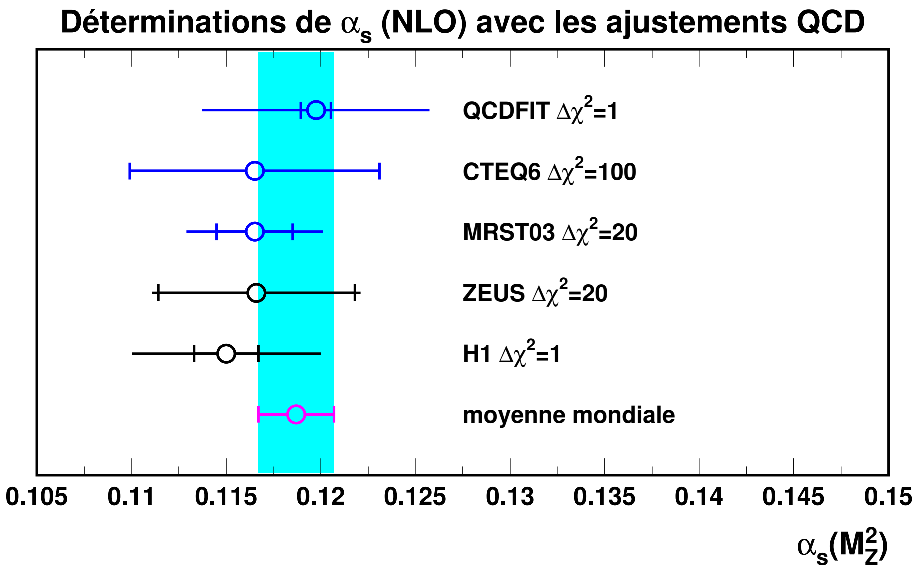


FIG. 9.12: Comparaison des différentes déterminations de α_s provenant d'ajustements QCD globaux. La barre d'erreur interne correspond aux incertitudes expérimentales, et la barre d'erreur externe correspond à la somme quadratique des incertitudes expérimentales, théoriques et de modélisation. On notera que ni ZEUS ni CTEQ n'incluent d'incertitudes théoriques.

plus petits x, la présence éventuelle de twists d'ordre supérieurs.
- L'ensemble des corrections nucléaires dont l'impact est difficile à évaluer.
- L'utilisation du schéma massif dans l'ajustement.

En conclusion, au vu de l'erreur expérimentale très faible cette étude est prometteuse, et le passage progressif au NNLO va permettre de réduire l'erreur théorique qui domine l'erreur totale.

Enfin pour conclure ce chapitre, on peut souligner la bonne description de l'ensemble des données ajustées par la QCD au NLO. L'ajustement global permet une détermination des pdfs et de leurs erreurs, et particulier les données de DIS de neutrinos et d'antineutrinos permettent de tester la présence d'une éventuelle asymétrie de la mer étrange. Cette asymétrie, favorisée par les données de CDHSW de neutrinos, est réduite par les données de CCFR. Le résultat obtenu est de

$$\int_0^1 x(s-\bar{s})\mathrm{d}x = (1,8 \pm 3,8) \times 10^{-4}. \tag{9.25}$$

L'inclusion des données de dimuons permetterai d'apporter une contrainte supplémentaire à moyen x. Une asymétrie de la mer étrange peut avoir un impact sur la mesure électrofaible de l'expérience NuTeV, qui par ailleurs à sous-estimé certaines erreurs comme l'incertitude due aux pdfs. Les dernières données de E866 permettent de contraindre les pdfs à très grand x, et ces données requièrent une diminution de u_{val} de 8% à très grand x.

Il faudra attendre la publication finale de ces données pour tirer une conclusion définitive. Enfin la détermination de α_s conjointement avec les pdfs permet d'obtenir une excellente précision expériementale :

$$\alpha_s = 0,1197 \pm 0,0008 \text{ (exp)}^{+0,0005}_{-0,0007} \text{ (mod)} \pm 0,006 \text{ (th)}. \tag{9.26}$$

On observe que les hypothèse de modélisation de l'ajustement QCD ont un impact négligeable sur le résultat. L'erreur totale est dominée par les incertitudes théoriques obtenues en faisant varier les échelles de factorisation et de renormalisation, ce qui est une motivation pour inclure les correction QCD d'ordre NNLO. L'inclusion des données de jets permettrait de contraindre le gluon à moyen et grand x.

En plus de l'extraction de α_s, cette analyse globale pourrait être utilisée pour déterminer les paramètres électrofaibles ou les couplages des quarks au Z, comme il est réalisé dans le chapitre précédent.

Dans les années a venir, les analyses globales vont jouer un rôle de plus en plus important au vu de la physique au LHC. L'utilisation de la production de bosons électrofaibles comme processus de référence pour mesurer la luminosité de la machine entraîne de nouveau développements par rapport à la qualité et la compréhension des analyses globales et de leurs incertitudes [HPST05]. Dans le futur on pourrait aussi imaginer regrouper totalement les ajustements électrofaibles et les ajustements QCD, pour tirer le meilleur parti des observables électrofaibles mesurées aux collisionneurs hadroniques. Cela permettrait une test des grande précision du Modèle Standard autant dans le secteur électrofaible que dans le secteur QCD.

Conclusion

Nous allons maintenant conclure en résumant les principaux résultats obtenus, puis nous indiquerons les évolutions futures des travaux présentés.

Nous avons présenté la première analyse des données de HERAII et une mesure des sections efficaces de Diffusion Profondément Inélastique Courant Neutre et Courant Chargé. Ces mesures ont été réalisées avec un nouvel algorithme de mesure du flux d'énergie, dont nous avons mis en place la suppression du bruit calorimétrique et la calibration des jets. Pour les Courant Chargés, on a mesuré la dépendance de la section efficace (totale) par rapport à la polarisation. Dans le domaine $Q^2 > 400$ GeV^2, $y < 0,9$ les résultats obtenus sont

$$\sigma_{CC}(P = +0,33) = 34,67 \text{ pb } \pm 1,94 \text{ pb (stat)} \pm 1,66 \text{ pb (sys)} \quad (27)$$
$$\sigma_{CC}(P = -0,40) = 13,80 \text{ pb } \pm 1,04 \text{ pb (stat)} \pm 0,94 \text{ pb (sys).} \quad (28)$$

Que l'on peut combiner avec le résultat non polarisé obtenu à HERAI. Un ajustement linéaire de ces données permet d'obtenir une section efficace compatible avec zéro pour une polarisation $P = -1$, et de mettre une limite supérieure sur la section efficace de courant droit

$$\sigma_{CC}(P = -1,00) < 4,1 \text{ pb à } 95\% \text{ CL.} \quad (29)$$

Les résultats obtenus sont donc en accord avec le Modèle Standard qui prédit une dépendance linéaire et une section efficace de courant droit nulle. Dans les Courants Neutres, la mesure d'une asymétrie entres les sections efficaces L et R permet de mettre faiblement en évidence (1σ) l'effet de la polarisation à grand Q^2.
Ces mesures ont été réalisées avec un nouvel algorithme de mesure de l'état final hadronique, dont nous avons réalisé en particulier la calibration.

La deuxième partie est centrée sur les analyses QCD, qui visent à déterminer les densités de partons (pdfs), objets non perturbatifs et universels décrivant la structure du proton. On réalise une analyse QCD utilisant exclusivement les données HERAI NC et CC de H1, permettant d'extraire des pdfs avec un bon accord par rapport aux analyses QCD globales. Cet ajustement est ensuite utilisé comme base pour des ajustements qui, en plus des paramètres QCD, incluent des paramètres électrofaibles. Cela permet une détermination pour la première fois cohérente de la masse du W dans les collisions ep, de façon indépendante de tout modèle. Le résultat est

$$M_W = 82,87 \pm 1,82(\text{exp})^{+0,30}_{-0,16}(\text{mod}) \text{ GeV.} \quad (30)$$

Si l'on suppose la validité du Modèle Standard, on peut déterminer le paramètre de la masse du W dans le schéma dit OMS. On obtient

$$M_W = 80,709 \pm 0,205(\text{exp})^{+0,048}_{-0,029}(\text{mod}) \pm 0,025(\text{top}) \pm 0,033(\text{th}) - 0,084(\text{Higgs}) \text{ GeV}. \tag{31}$$

Ces résultats présentent des avancées significatives quand à la réduction de l'erreur due aux pdfs. Nous avons aussi mis au point et réalisé un ajustement combiné des pdfs et des couplages des quarks de type u et d au boson Z. C'est la première détermination de ces couplages dans les collisions ep. L'incertitude obtenue est intéressante pour les quarks de type u mais encore un peu limitée pour les quarks de type d. Ces mesures sont complémentaires des mesures en collisions e^+e^- qui sont très précises pour les quarks lourds c et b.

Dans une dernière partie il est présenté la contribution à une analyse QCD dite «globale». Les principaux résultats obtenus concernent l'asymétrie de la mer étrange, qui est contrainte par les données de DIS de neutrinos et d'antineutrinos des expériences CDHSW et CCFR. Le résultat obtenu est de

$$\int_0^1 x(s-\bar{s})\mathrm{d}x = (1,8 \pm 3,8) \times 10^{-4}. \tag{32}$$

L'impact de cette asymétrie étrange sur la mesure de NuTeV a été investigué en détail, et l'effet est faible. Cependant on trouve que l'incertitude provenant des pdfs (en particulier provenant de la correction d'isoscalarité) a été largement sous-estimé dans le résultat original de NuTeV.

Les toutes nouvelles données de sections efficaces absolues de Drell-Yan pp et pD de la collaboration E866 couvrent un domaine cinématique nouveau et permettent de contraindre les densités de valence à très grand x. L'inclusion de ces données dans l'ajustement fait décroître u_{val} d'environ 8% à très grand x. On attendra cependant une publication définitive des données pour formuler une conclusion.

L'ajustement global permet aussi une détermination de la constante de couplage de l'interaction forte α_s. Le résultat obtenu est de

$$\alpha_s = 0,1197 \pm 0,0008 \ (\text{exp})^{+0,0005}_{-0,0007} \ (\text{mod}) \pm 0,006 \ (\text{th}). \tag{33}$$

On remarque un très bon accord de la valeur centrale avec les valeurs obtenues dans les collisions e^+e^-, ce qui contraste avec d'autres détermination de α_s utilisant les données de DIS. L'erreur expérimentale est très faible, et l'erreur totale est dominée par les incertitudes provenant des variations des échelles de renormalisation et de factorisation. Un passage au NNLO permettrait de réduire ces incertitudes.

L'évolution future de ce travail est bien entendu la finalisation de la mesure des sections efficaces. Pour les NC après amélioration de la mesure de l'angle et de l'énergie de l'électron (ce qui est en cours) il sera intéressant d'inclure les données dans l'analyse QCD. En effet, l'inclusion des données NC à grand Q^2 polarisées permet d'être bien plus sensible aux couplages des quarks au Z. L'analyse des couplages n'en est donc qu'à son premier stade. Pour les données CC, il est bien entendu intéressant de les inclure aussi

dans l'analyse QCD pour poursuivre l'analyse des paramètres électrofaibles. L'analyse QCD des données de DIS peut aussi évoluer vers le NNLO, qui est maintenant disponible. Pour les évolutions de l'ajustement global, l'asymétrie de la mer étrange est depuis peu un sujet très étudié du point de vue théorique et expérimental. Il est clair qu'il serait très intéressant d'inclure les données de production des dimuons de CCFR/NuTeV pour avoir des contraintes à moyen et petit x et d'obtenir une réponse bien plus pertinente. L'ajout des données de jets du TeVatron et/ou celles de HERA, permettrai de contraindre le gluon à grand x et de mettre cette analyse sur un pied d'égalité avec les autres analyses globales. L'inclusion de ces processus est cependant un travail conséquent. On peut aussi imaginer (entre autres) réaliser les extractions des paramètres électrofaibles avec l'ajustement global, ainsi que le passage progressif au NNLO.
A l'heure actuelle les premières données e^-p polarisées sont enregistrées par H1. Un lot conséquent de données CC (et NC) e^-p permettrait de faire des progrès importants au niveau de la détermination des pdfs (en particulier pour u à grand x) et des paramètres électrofaibles. Un point important qui est actuellement manquant est le manque de combinaison des résultats de ZEUS et H1. La réalisation d'un ajustement commun des données de ZEUS et H1 permettrai une détermination plus précise des pdfs, ainsi que de répondre aux questions sur la compatibilité des deux expériences au niveau par exemple des déterminations du gluon. Au niveau du futur de la physique à HERA, les prochaines années devraient éventuellement pouvoir permettre de clarifier les anomalies observées dans la production de multi-électrons et de leptons isolés. Ensuite un programme d'utilisation d'un faisceau de protons de basse énergie permettrait une mesure précise des fonctions de structure à grand x et une mesure de F_L. Les mesures de HERAI et HERAII, associées aux progrès constants dans l'interprétation statistique des erreurs provenant d'un ajustement global, permettront sans doute d'entamer le démarrage du LHC avec une bonne connaissance de la structure du proton et de son incertitude, ce qui est important pour de nombreuses mesures.

A

Annexe : les corrections radiatives électrofaibles à la Diffusion Profondément Inélastique

Sommaire

Dans cette annexe, nous allons exposer la structure des corrections électrofaibles aux sections efficaces CC et NC. Le but est d'exposer les principes nécessaires à la compréhension de l'analyse combinée QCD et électrofaible des données de H1. Tout d'abord, on verra que le choix d'un schéma de renormalisation impose le choix d'un jeu de paramètres indépendants. Suivant le choix de ce jeu de paramètres, on définit deux schémas principaux. Puis nous traiterons successivement les cas des NC et des CC, en exposant à chaque fois les corrections au propagateur, et les autres corrections qui s'intègrent sous la forme de facteurs de forme. Les corrections QED, aussi appelées corrections photoniques, ne sont pas traitées ici. On trouvera un exposé complet des corrections électrofaibles dans [Holl92, BCKR98a, BCKR89b, Arbu95].

A.1 Les schémas de renormalisation

A.1.1 Le choix d'un jeu de paramètres indépendants

Lors de la renormalisation des divergences UV qui apparaissent au delà de l'ordre des arbres, il faut définir des paramètres renormalisés, qui vont remplacer les paramètres originaux du Lagrangien. Le choix d'un jeu de paramètres est le choix d'un schéma de renormalisation. Une fois ce choix fait, et une fois que les paramètres renormalisés ont été mesurés, la théorie devient prédictive, et on peut calculer (prédire) la section efficace d'un autre processus que celui avec lesquels les constantes ont été mesurées. La comparaison avec l'expérience constitue un test de cohérence du Modèle Standard et c'est ce qui est réalisé lors des ajustements globaux électrofaibles. Rappelons que dans le Modèle Standard en plus des masses des fermions, le lagrangien de la partie électrofaible dépend de paramètres qui sont les constantes de couplages g et g' associées au groupes de jauges $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et les paramètres du potentiel de Higgs λ et μ

$$\mathscr{L}_{MS} = \mathscr{L}(g, g', \lambda, \mu) \tag{A.1}$$

rappelons qu'à l'ordre des arbres ces quatre paramètres permettent de calculer les masses des bosons issus de la brisure de symétrie électrofaible

$$M_H = \sqrt{2}\mu, \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}, \quad M_W = \frac{gv}{2}, \quad M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} v \tag{A.2}$$

ainsi que les constantes de couplages du photon, du Z et du W

$$\sin^2 \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad e = g \sin \theta. \tag{A.3}$$

On considère donc qu'il faut trois paramètres indépendants et la masse du Higgs pour décrire le secteur électrofaible (en plus bien sûr des masses des fermions et des différents paramètres de mélange). Le choix du jeu de paramètres peut être motivé par les raisons suivantes

- Les valeurs numériques des paramètres sont connues avec une grande précision.
- Les corrections que l'on calculera a posteriori à l'aide de ces paramètres resteront numériquement faibles.

On peut maintenant faire un inventaire des paramètres que l'on va considérer.

- La charge électrique est déterminée via $\alpha = e^2/4\pi$ qui est mesurée grâce à l'effet Hall quantique avec une précision relative de $0,0037 \times 10^{-4}$ % (soit $0,0037$ parties par millions ou ppm).
- La masse du boson Z a été déterminée à LEP avec une précision de $0,0023$ %.
- La masse du boson W déterminée à LEP et au TeVatron avec une précision de $0,04$ %.
- La constante de Fermi G ou G_F aussi appelée constante de désintégration du muon G_μ. Historiquement introduite pour décrire la désintégration *beta*, sa définition moderne repose sur la largeur de désintégration Γ du muon $\mu \to \nu_\mu + e\bar{\nu}_e$

$$\Gamma(\mu \to \nu_\mu + e\bar{\nu}_e) = G_F \frac{m_\mu^5}{192\pi^3} \left(1 - \frac{8m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right) + \mathcal{O}(\alpha^2)\right) \tag{A.4}$$

à des termes d'ordres supérieurs près. La mesure très précise de la durée de vie du muon $\tau_\mu = \Gamma^{-1}$ permet de fixer la valeur numérique de G avec une précision de 9×10^{-4} % (ou 9 ppm).

- On garde la masse du boson de Higgs M_H comme paramètre fondamental que l'on va pouvoir contraindre.

Avant les mesures du LEP le jeu de paramètres pertinent était

$$\mathscr{L}_{MS} = \mathscr{L}(\alpha, G, \sin^2\theta_W, M_H). \tag{A.5}$$

La détermination de la masse du Z à une précision 0,0023 % et les mesures de la masse du W à 0,4 % près font que le jeu de paramètres que l'on utilise est

$$\mathscr{L}_{MS} = \mathscr{L}(\alpha, G, M_Z, M_H) \quad \text{ou encore} \quad \mathscr{L}(\alpha, M_W, M_Z, M_H) \tag{A.6}$$

celui utilisant α, G, M_Z, M_H MOMS (Modified On Mass Shell). Si les relations entre les paramètres initiaux g, g', λ, μ sont simples à l'ordre des arbres où l'on a en particulier

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}. \tag{A.7}$$

Les corrections radiatives vont venir modifier de façon importante ces relations.

A.1.2 Le Schéma On Mass Shell OMS

Le schéma utilisant α, M_W, M_Z, M_H est appelé schéma OMS (On Mass Shell) [Sirl80]. Dans ce schéma on définit

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \tag{A.8}$$

comme étant valable à tous les ordres. L'avantage du schéma OMS est l'utilisation des masses comme paramètres fondamentaux ce qui est conceptuellement simple. Par contre, on va voir que les corrections radiatives pour les CC sont importantes, de l'ordre de 3%.

A.1.3 Le Schéma Modified On Mass Shell MOMS

Le schéma utilisant α, G, M_Z, M_H est appelé schéma MOMS (Modified On Mass Shell) [Holl90]. On utilise donc G à la place de M_W dans ce schéma. Il y a deux principaux avantages à cela, d'une part G est bien mieux mesurée que M_W, et surtout la définition de G inclut les corrections électrofaibles de la désintégration du muon, qui sont les corrections au propagateur du W. Les corrections calculées avec ce schéma seront donc bien plus faibles que celles calculées dans le schéma OMS. Le désavantage de ce schéma est une plus grande difficulté d'interprétation : la masse du W n'étant plus un paramètre libre, il faut la calculer à l'aide des autres paramètres pour que l'utilisation du MOMS soit cohérente. Enfin notons qu'il n'existe pas de schéma traditionnel dans lequel G et M_W sont des paramètres libres, bien que l'on puisse en construire un, auquel cas un autre paramètre (m_t par exemple) deviendrait fixé.

A.2 Les corrections pour les Courants Chargés

A.2.1 L'énergie propre du propagateur

Considérons les corrections au propagateur du W. Après renormalisation le propagateur peut s'écrire

$$\tilde{D}_{\mu\nu} =: \frac{ig_{\mu\nu}}{k^2 - M_W^2 + \tilde{\Sigma}_W(k^2)}$$

ou $\tilde{\Sigma}_W(k^2)$ est l'énergie propre renormalisée. On définit la quantité Δr de la façon suivante :

$$\Delta r = -\frac{\mathcal{R}e(\tilde{\Sigma}_W(k^2))}{M_W^2} = -\tilde{\Pi}_W(0). \tag{A.9}$$

L'introduction des corrections radiatives va modifier la relation obtenue à l'ordre des arbres entre la constante de Fermi G et les paramètres électrofaibles

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad \text{devient} \quad \frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2(1+\tilde{\Pi}_W(0))}. \tag{A.10}$$

La constante de Fermi, par définition inclut donc toutes les corrections d'énergie propre du W. Cela comprend des diagrammes du type de ceux montrés sur la figure A.1. Nous allons

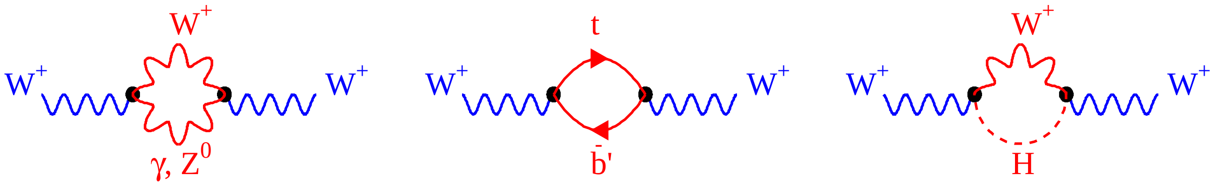


Fig. A.1: Quelques diagrammes $\mathcal{O}(\alpha)$ intervenant dans l'énergie propre du propagateur du W. On a ici les dépendances principales notamment celles du top et celle du Higgs.

maintenant décomposer les différentes contributions à Δr, dans lequel on peut dégager trois grandes contributions

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\Delta\rho + (\Delta r)_{rem}. \tag{A.11}$$

$\Delta\alpha$ est la partie fermionique de la polarisation photonique du vide qui se compose d'une partie leptonique et d'une partie hadronique $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{lept} + \Delta\alpha_{had}$ avec

$$\Delta\alpha_{lept} = \frac{\alpha}{3\pi}\sum_{\ell} e_\ell^2 \left(\ln\frac{M_Z^2}{M_\ell^2} - \frac{5}{3}\right). \tag{A.12}$$

On voit que les contributions du top sont supprimées par sa grande masse. Numériquement cette contribution vaut $0,031$. La contribution hadronique à la polarisation photonique du vide, qui ne peut pas se calculer directement, mais que l'on peut exprimer avec le théorème optique en utilisant les données e^+e^-

$$\Delta\alpha_{had} = -\alpha\frac{M_Z^2}{3\pi}\mathcal{R}e\left(\int_{4m_\pi^2}^{\infty} \mathrm{d}s\frac{R(s)}{s(s-M_Z^2-i\varepsilon)}\right) \quad R = \frac{\sigma(e^+e^- \to \gamma^* \to \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-)}. \tag{A.13}$$

Numériquement cette contribution vaut $0,028$. Cette contribution n'est pas très bien connue à cause de la faible qualité des données e^+e^- dans certains domaines d'énergie. Notons que la connaissance de cette contribution est un enjeu important pour la comparaison de la mesure du moment magnétique anormal du muon avec la théorie.

La contribution $\Delta\rho$ provient des diagrammes tels que celui au centre de la figure A.1, dans lesquels interviennent deux fermion de masses m_{f_1} et m_{f_2}. La contribution de ces diagrammes est proportionnelle à $m_{f_1}^2 - m_{f_2}^2$. Par conséquent le doublet t, b' qui a une très grande différence de masse entre de t et le b va avoir une contribution prépondérante. Ce qui donne une contribution

$$(\Delta r)^{top} \simeq -\frac{3\alpha}{16\pi\sin^4\theta_W}\frac{m_t^2}{M_Z^2} \tag{A.14}$$

qui est quadratique par rapport à la masse du quark top.

La contribution $(\Delta r)_{rem}$ contient toutes les contributions restantes, parmi lesquelles la contribution du boson de Higgs qui provient de diagrammes tels que ceux à droite de la figure A.1. Mais la dépendance vis-à-vis de la masse du Higgs n'est que logarithmique (c'est le théorème d'écrantage de Veltman)

$$(\Delta r)_{rem}^{Higgs} \simeq \frac{\alpha}{16\pi\left(1-\frac{M_W^2}{M_Z^2}\right)^2}\frac{11}{3}\left(\log\frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6}\right). \tag{A.15}$$

On compte aussi des termes dépendants logarithmiquement de la masse du top

$$(\Delta r)_{rem}^{top} = -\frac{\alpha}{4\pi\sin^2\theta_W}\left(\frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W} - \frac{1}{3}\right)\ln\frac{m_t}{M_Z} \tag{A.16}$$

et un terme dépendant quadratiquement de la masse du Higgs, mais qui est numériquement très faible pour des masses du Higgs inférieures au TeV. Numériquement, le terme $(\Delta r)_{rem}$ vaut $0,01$ dont 30% provient de la contribution du Higgs.

On peut effectuer la resommation de certaines contributions. Parmi les corrections d'ordre supérieur, la correction prépondérante est celle d'ordre $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$

$$\Delta\rho^{\alpha\alpha_s} = -\Delta\rho\frac{\alpha_s(m_t^2)}{\pi}\frac{2}{3}\left(\frac{\pi^2}{3}+1\right). \tag{A.17}$$

On peut factoriser ces contributions et écrire la relation entre G et M_W comme

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2(1-\Delta r)} \tag{A.18}$$

Où la correction radiative Δr est une fonction complexe des paramètres de la théorie $\Delta r = \Delta r(\alpha, M_W, M_t, M_H)$ calculable perturbativement avec des graphes du type de ceux de la figure A.1. Le prix à payer pour l'utilisation de la masse du W comme paramètre fondamental est l'introduction de corrections radiatives de l'ordre de 3%.

Dans le schéma OMS la relation $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ est valable de manière exacte par définition. On peut alors récrire la relation entre G et M_W

$$G = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right) M_W^2} \frac{1}{(1 - \Delta r(\alpha, M_W, M_t, M_H))}. \tag{A.19}$$

Numériquement Δr vaut environ 3 %.

A.2.2 Les autres corrections : les facteurs de forme

La prise en compte des corrections de vertex et des diagrammes en boîte va modifier les amplitudes de diffusion. On va introduire un facteur ρ_{eq}^W qui dépend du quark considéré et de la cinématique de l'événement. On va modifier l'amplitude de l'équation 2.42

$$\mathscr{M} \to \mathscr{M}(xs, Q^2) = \frac{G}{4\sqrt{2}} \rho_{eq}^W(xs, Q^2) \frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} [\cdots] \tag{A.20}$$

et on calcule ρ_{eq} avec les paramètres électrofaibles pertinents. C'est une correction numériquement très faible, de l'ordre de 0, 1 %.

A.2.3 Résumé des expressions

La prise en compte des corrections électrofaibles va modifier l'équation 2.49. Dans le schéma MOMS on a

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{\ell^+ p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{G^2}{2\pi x} \left[\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2}\right]^2 \left[\sum_{q=u,c} (\rho_{eq}^W)^2 q + (1-y)^2 \sum_{\bar{q}=d,s,b} (\rho_{e\bar{q}}^W)^2 \bar{q}\right]. \tag{A.21}$$

M_W étant calculé à partir de G et des autres paramètres. Dans le schéma OMS, on remplace G par M_W et on introduit la correction radiative Δr. On a les facteurs de forme $\tilde{\rho}_{eq}^W$ qui sont en principe égaux aux ρ_{eq}^W sauf qu'ils sont calculés en utilisant M_W et pas G. La formule principale est

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}^{\ell^+ p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{\pi\alpha^2}{4x\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right)^2} \left[\frac{1}{M_W^2 + Q^2}\right]^2 \frac{1}{(1-\Delta r)^2} \left[\sum_{q=u,c} (\tilde{\rho}_{eq}^W)^2 q + (1-y)^2 \sum_{\bar{q}=d,s,b} (\tilde{\rho}_{e\bar{q}}^W)^2 \bar{q}\right]. \tag{A.22}$$

A.3 Les corrections pour les Courants Neutres

A.3.1 L'énergie propre du propagateur

Cas du photon

Pour l'échange d'un photon l'amplitude de l'équation 2.15 va devenir

$$\mathscr{M} = \frac{-ie^2 e_q}{1 - \tilde{\Pi}_f^{\gamma}(Q^2)} \bar{u}(k')\gamma^\mu u(k) \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \bar{u}(p'_q)\gamma^\nu u(p_q), \tag{A.23}$$

où l'on a mis en évidence la polarisation du vide et la constante de couplage effective (le *running*) de α.

Cas du Z

On peut normaliser la contribution P_Z du propagateur du Z de deux façon différentes suivant

$$P_Z = \frac{G M_Z^2 \sqrt{2}}{4\pi\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \text{ (MOMS)} \tag{A.24}$$

$$P_Z = \frac{1}{4\frac{M_W^2}{M_Z^2}\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right)} \frac{1}{1 - \Delta r} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \text{ (OMS).} \tag{A.25}$$

On utilise la même normalisation que pour le cas du W mais ici les facteurs de forme vont être différents.

A.3.2 Les autres corrections : les facteurs de forme

Pour le Z on introduit des couplages effectifs du Z aux fermions $\bar{a}_f, \bar{v}_f$ exprimés à partir de quatre facteurs de forme faibles $\rho_{eq}, \kappa_e, \kappa_q, \kappa_{eq}$

$$\bar{a}_e \bar{a}_q = \rho_{eq}(xs, Q^2) I_3^e I_3^q \tag{A.26}$$

$$\bar{a}_q \bar{v}_e = \rho_{eq}(xs, Q^2) I_3^q \left[I_3^e - 2e_e \kappa_e(xs, Q^2)\sin^2\theta_W\right] \tag{A.27}$$

$$\bar{a}_e \bar{v}_q = \rho_{eq}(xs, Q^2) I_3^e \left[I_3^q - 2e_q \kappa_q(xs, Q^2)\sin^2\theta_W\right] \tag{A.28}$$

$$\bar{v}_{eq} = \bar{a}_e \bar{v}_q + \bar{a}_q \bar{v}_e - \bar{a}_e \bar{a}_q \left[1 - 16|e_e e_q| \kappa_{eq}(xs, Q^2)\sin^4\theta_W\right]. \tag{A.29}$$

On retrouve l'expression de Born avec $\rho = \kappa = 1$ et $\bar{v}_{eq} = \bar{v}_e \bar{v}_q$, v_{eq} est dû aux diagrammes en boîte et n'a pas d'équivalent dans l'expression de Born. On utilise aussi la terminologie d'un angle de mélange effectif $(\sin^2\theta_W)_f^{eff} = \kappa_f \sin^2\theta_W$. Numériquement les facteurs ρ dévient très peu de l'unité, de l'ordre de $0,1\%$ excepté à très grand x et Q^2 où ils peuvent atteindre quelques pourcents. Par contre on a $\kappa \approx 1,07$, que l'on peut prendre en première approximation indépendant de la nature du quark. κ a une dépendance en Q^2 relativement important et vaut ≈ 1 à grand Q^2.

A.3.3 Résumé des expressions

Les expressions sont trop complexes pour être résumées. On se reportera aux références.

B

Figures des sections efficaces simples et doubles différentielles NC et CC polarisées

Sommaire

B.1 Sections efficaces NC polarisées

Les résultats pour les sections efficaces NC réduites doubles différentielles définies par

$$\tilde{\sigma}_{red}^{NC} = \frac{1}{Y_+} \frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2} \frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} \tag{B.1}$$

sont montrées sur la figure B.1 pour la période L et sur la figure B.2 pour la période R. On observe le phénomène caractéristique bien connu de la montée de F_2 à bas x. Les sections efficaces NC différentielles $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ ($y < 0,9$), $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ ($y < 0,9$, $Q^2 > 1000$ GeV^2) sont montrées sur les figures B.3,B.5 pour la période L et sur les figures B.4,B.6 pour la période R. On voit le comportement en $1/Q^4$ de la section efficace $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ dont on mesure la valeur sur près de six ordres de grandeurs. La mesure est dominée par les incertitudes systématiques sauf à très grand Q^2. Pour $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ qui est restreint à $Q^2 > 1000$ GeV^2 les erreurs systématiques sont dominantes à très grand x (en particulier celle sur l'énergie de l'électron).

B.2 Sections efficaces CC polarisées

Les résultats pour les sections efficaces CC réduites doubles différentielles définies par

$$\tilde{\sigma}_{red}^{CC} = \frac{2\pi x}{G} \left[\frac{M_W^2 + Q^2}{M_W^2}\right] \frac{\mathrm{d}^2\sigma^{CC}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} \tag{B.2}$$

sont montrées sur la figure B.8 pour la période L et sur la figure B.7 pour la période R. Les sections efficaces CC différentielles $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ sont montrées sur la figure B.9,B.11 pour la période L et sur la figure B.10,B.12 pour la période R.

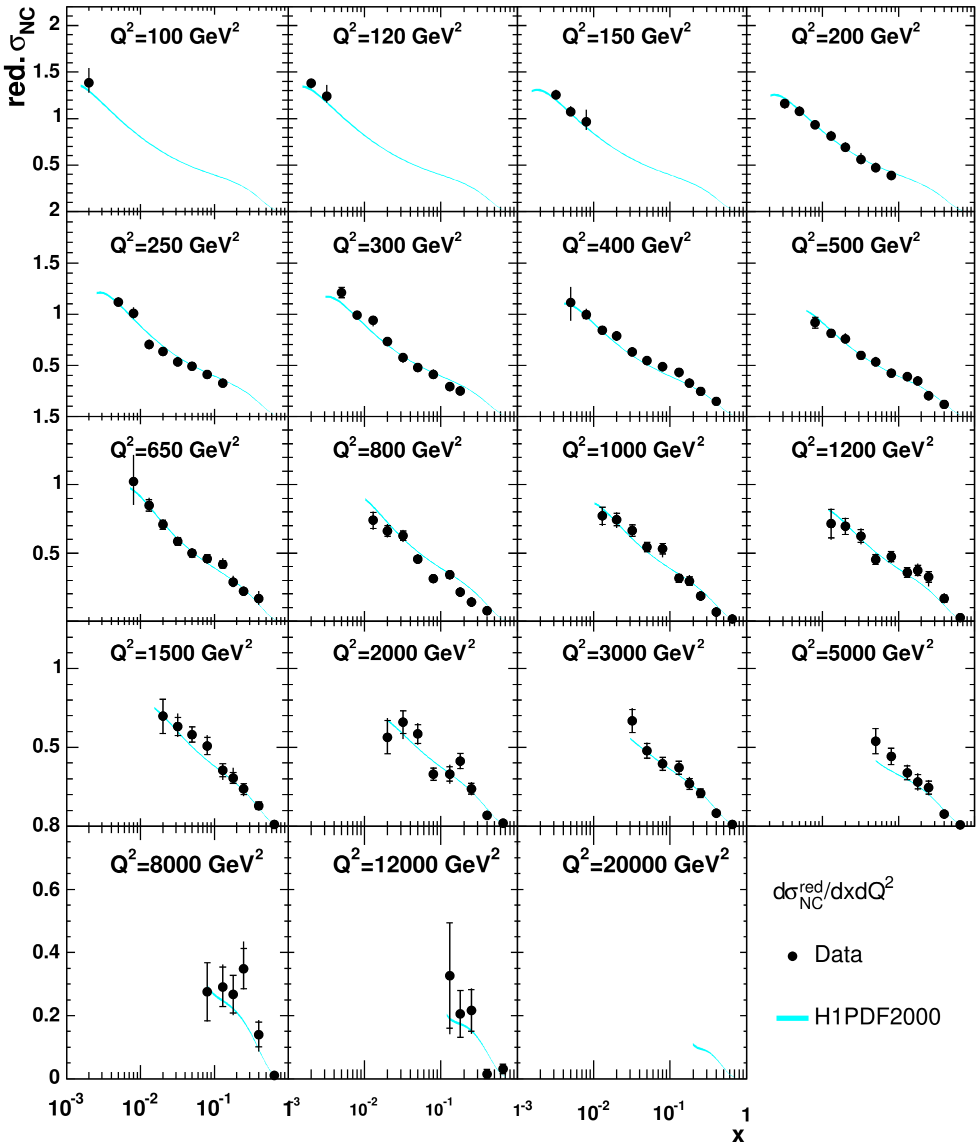


FIG. B.1: Sections efficaces réduites $\tilde{\sigma}^{NC}_{red}(x, Q^2)$ pour la période L. La mesure est comparée à l'estimation théorique obtenue avec l'ajustement H1PDF2000. Les barres d'erreur internes et externes représentent respectivement l'incertitude statistique et l'ajout en quadrature des incertitudes statistiques et systématiques. L'incertitude sur la luminosité n'est pas incluse dans les barres d'erreurs.

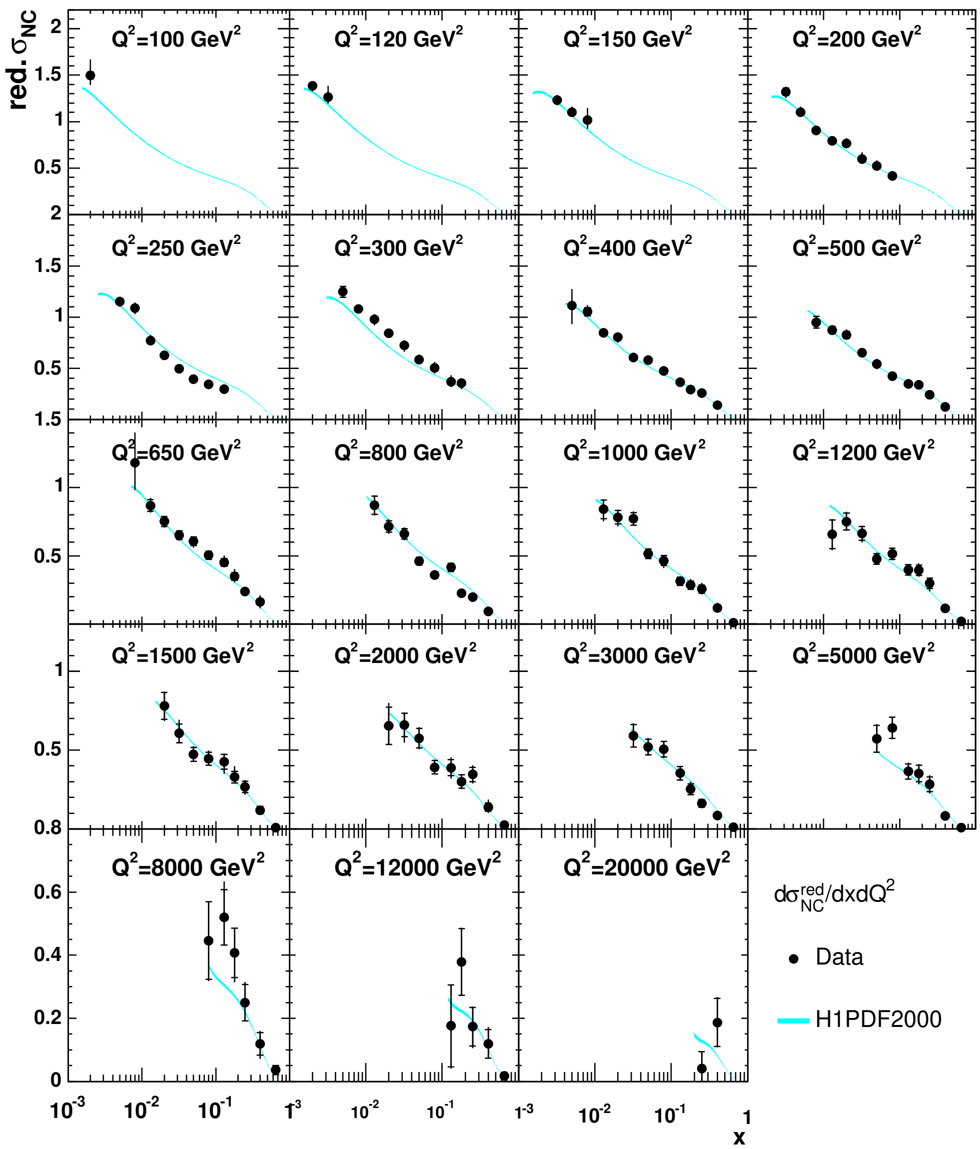


FIG. B.2: Sections efficaces $\tilde{\sigma}^{NC}_{red}(x, Q^2)$ pour la période R. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.1.

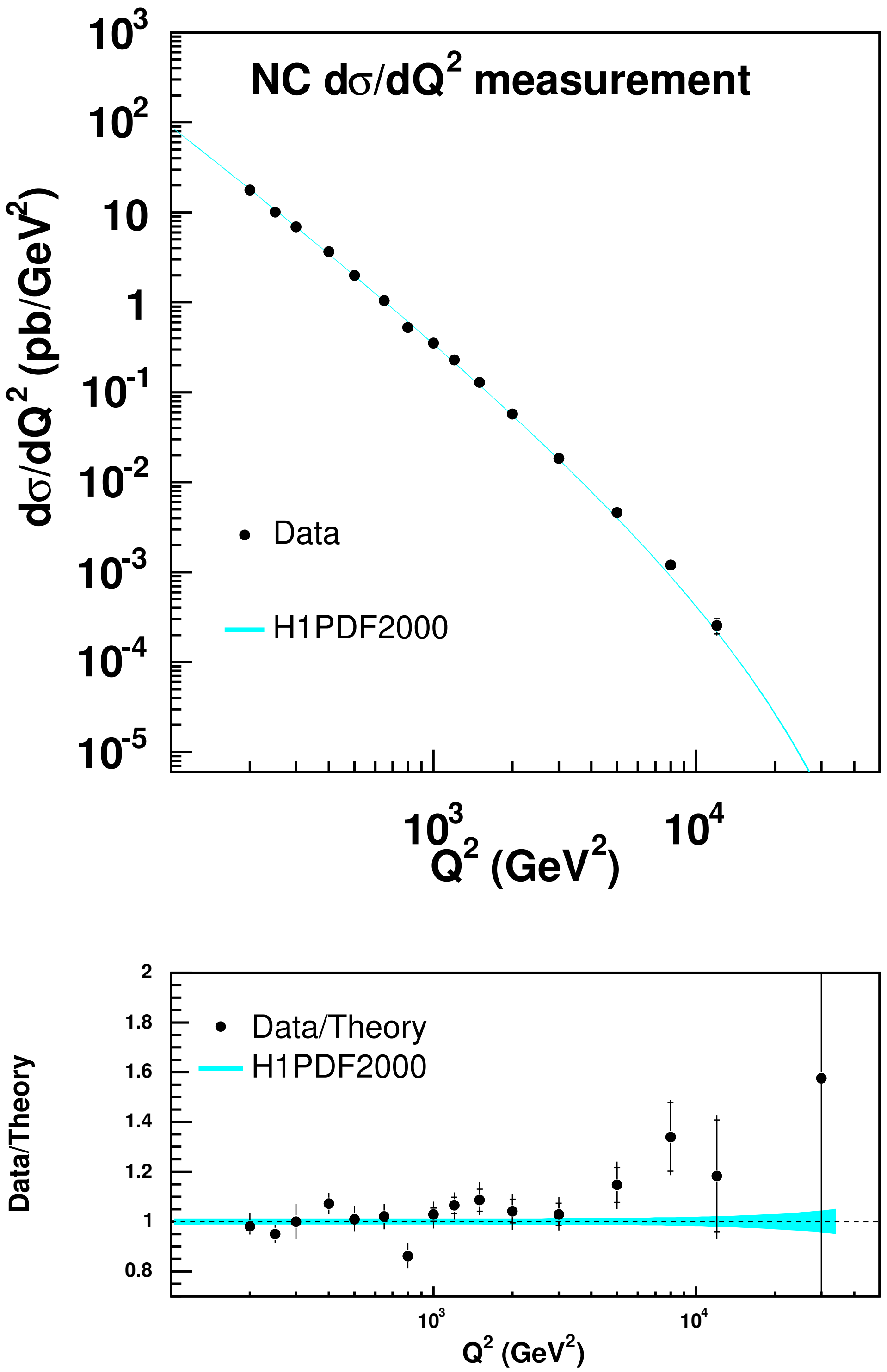
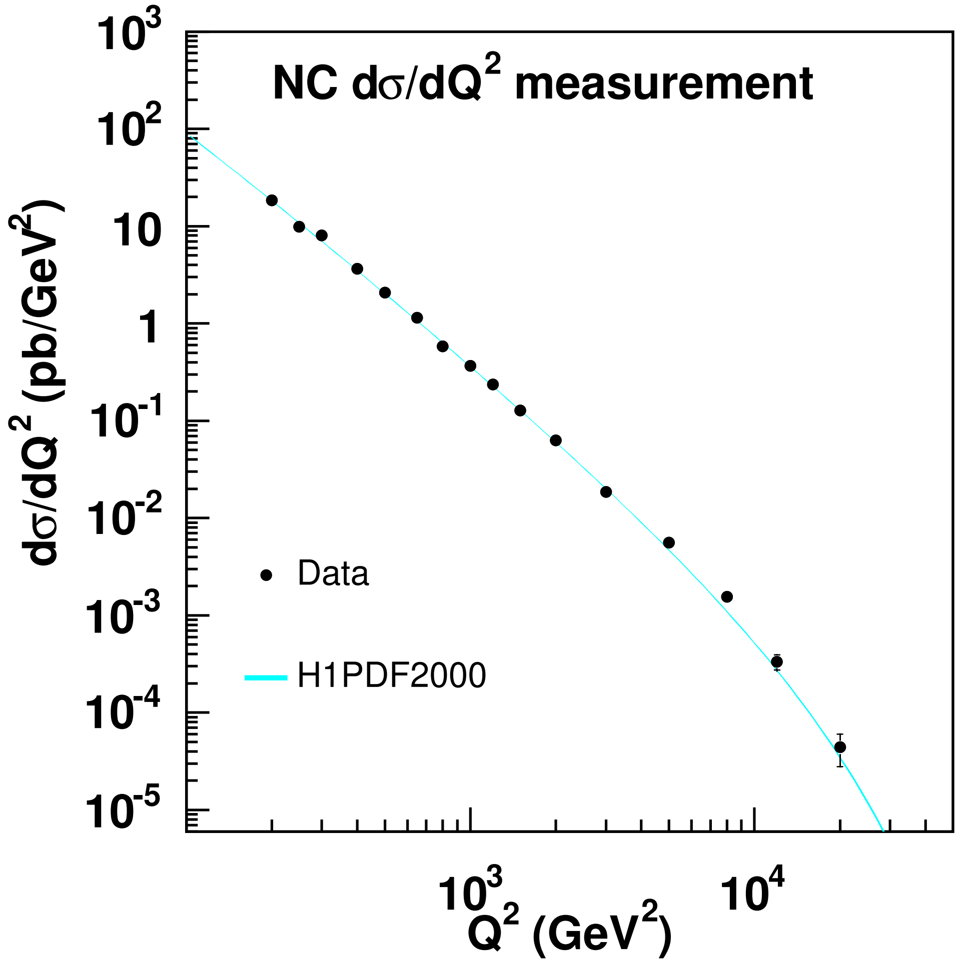


Fig. B.3: Sections efficaces $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ $(y < 0,9)$ pour la période L. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.1.



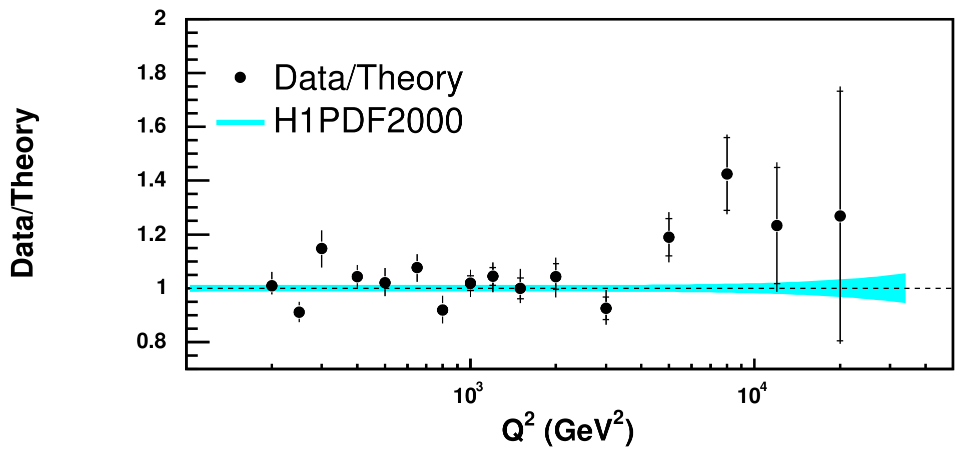


FIG. B.4: Sections efficaces $d\sigma/dQ^2$ $(y < 0,9)$ pour la période R. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.1.

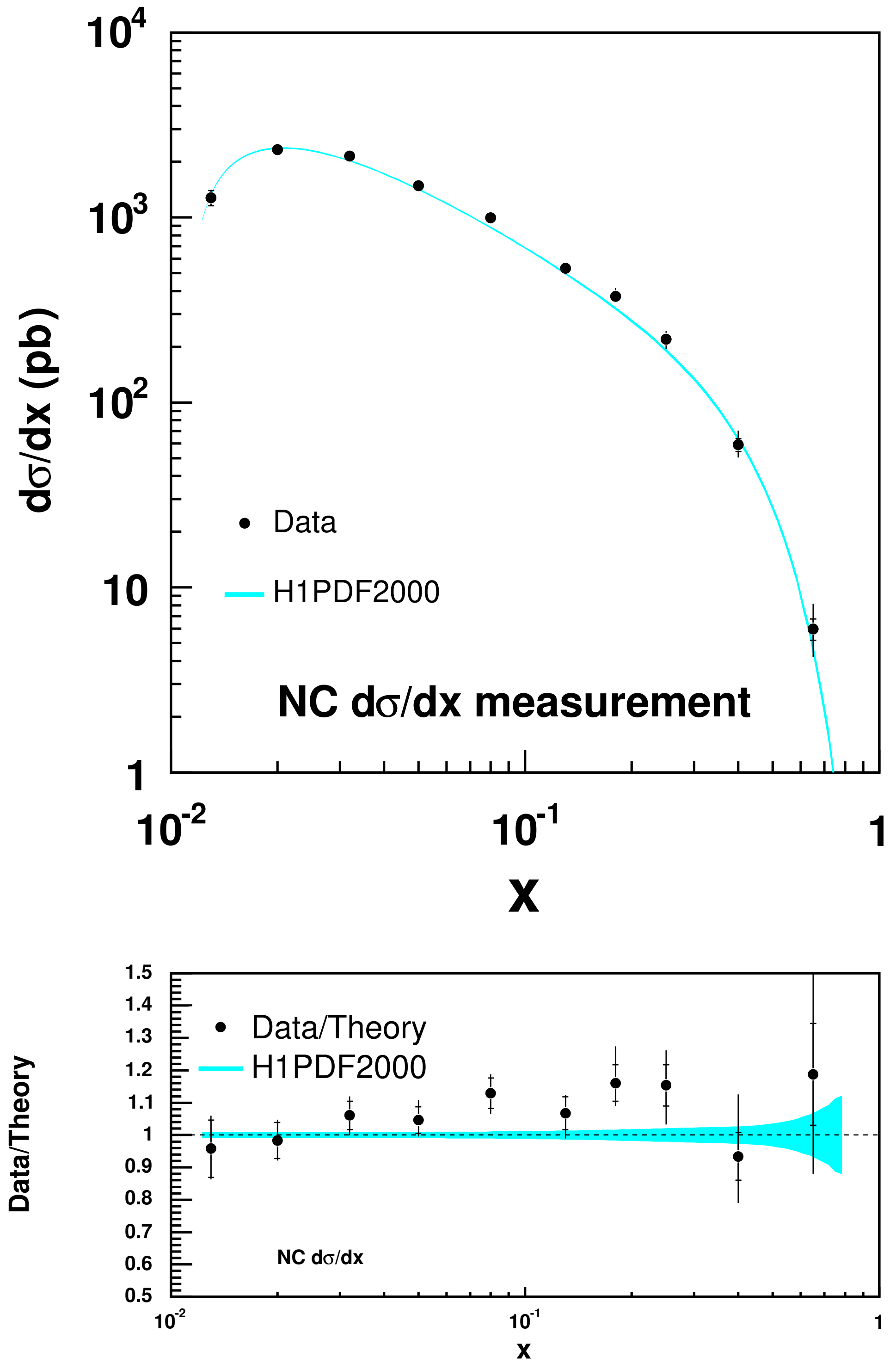


FIG. B.5: Sections efficaces $d\sigma/dx$ ($y < 0,9$, $Q^2 > 1000$ GeV^2) pour la période L. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.1.

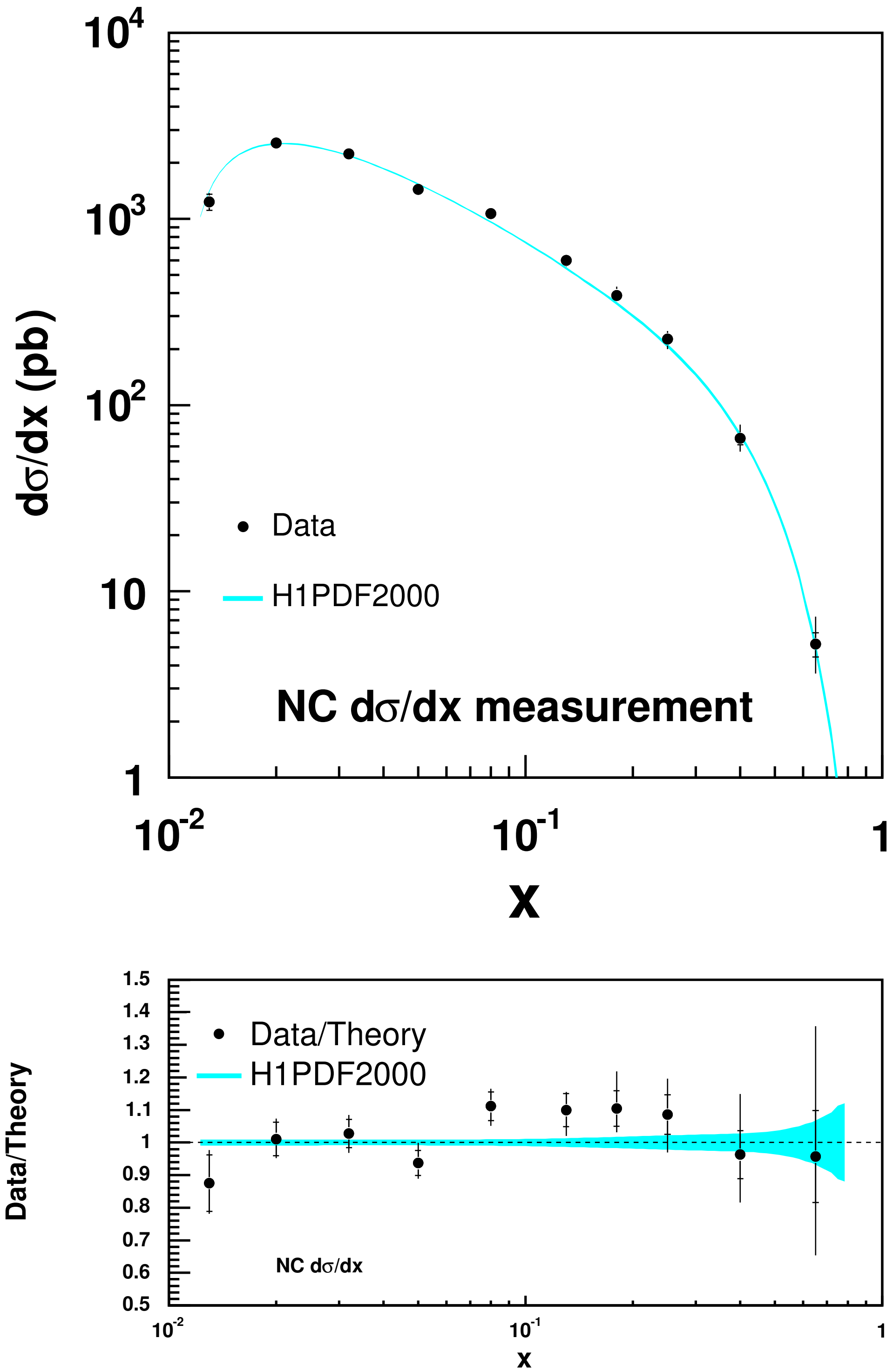


Fig. B.6: Sections efficaces $d\sigma/dx$ ($y < 0,9$, $Q^2 > 1000$ GeV^2) pour la période R. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.1.

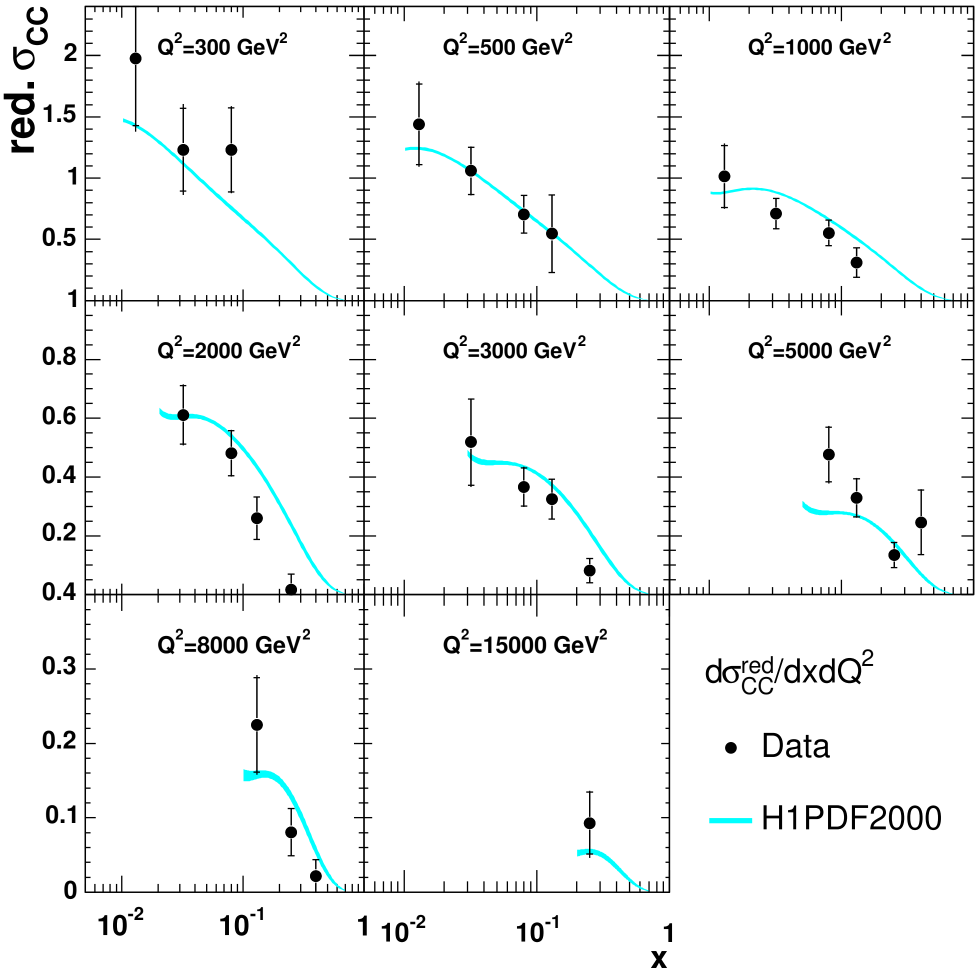


FIG. B.7: Sections efficaces réduites $\tilde{\sigma}_{red}^{CC}(x, Q^2)$ pour la période L. La mesure est comparée à l'estimation théorique obtenue avec l'ajustement H1PDF2000. Les barres d'erreurs internes et externes représentent respectivement l'incertitude statistique et l'ajout en quadrature des incertitudes statistiques et systématiques. L'incertitude sur la luminosité n'est pas incluse dans les barres d'erreurs.

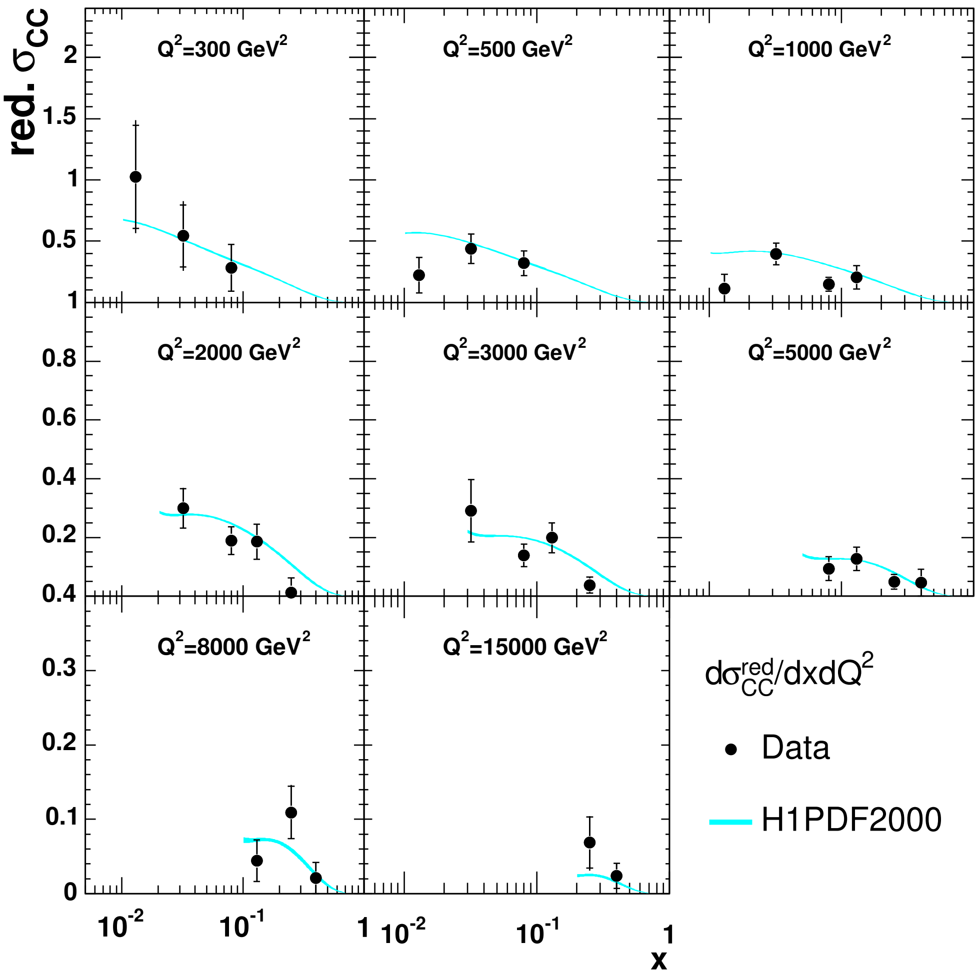


FIG. B.8: Sections efficaces $\tilde{\sigma}^{CC}_{red}(x, Q^2)$ pour la période R. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.8.

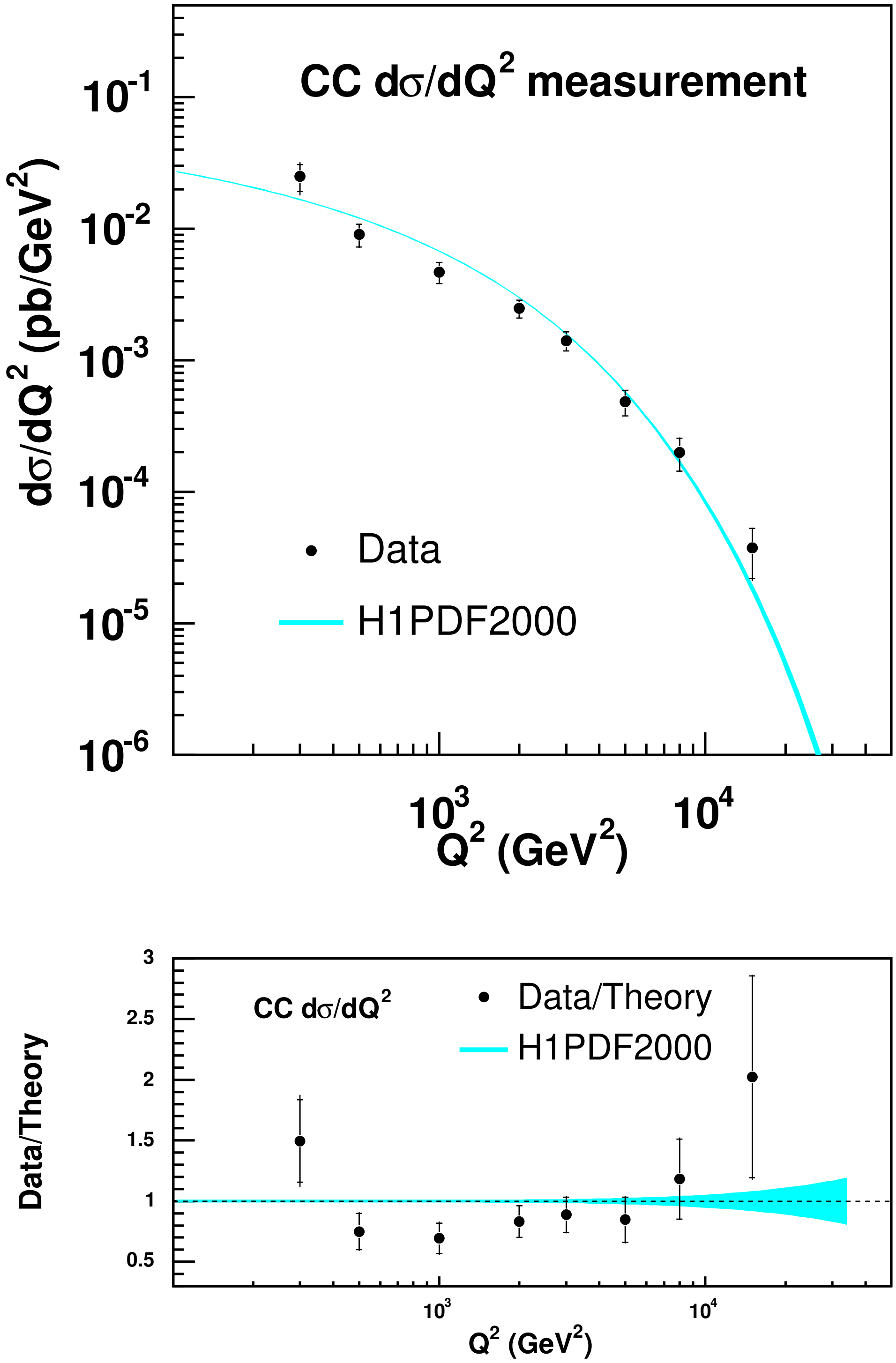


Fig. B.9: Sections efficaces $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ $(y < 0,9)$ pour la période L. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.8.

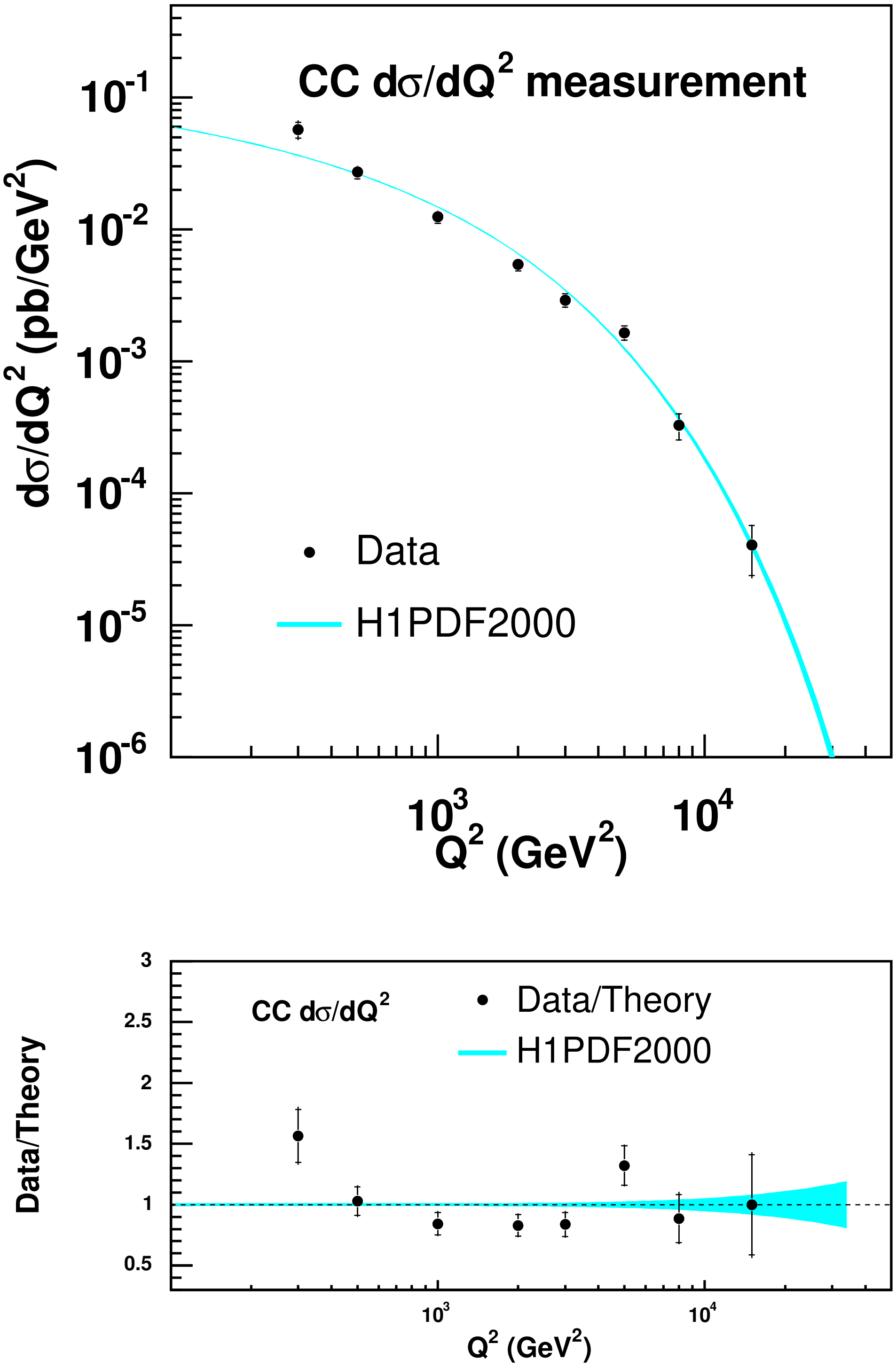


Fig. B.10: Sections efficaces $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ $(y < 0,9)$ pour la période L. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.8.

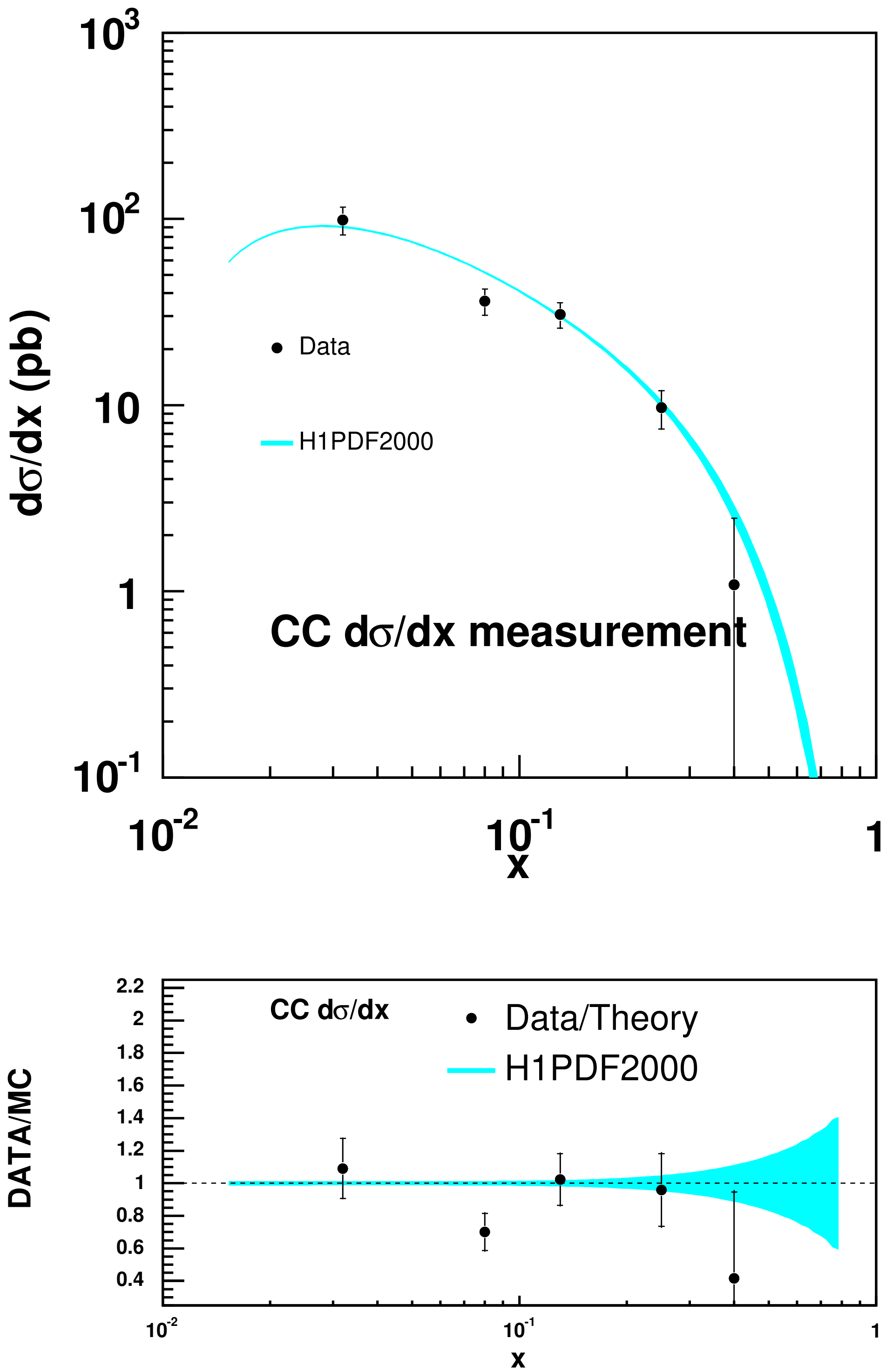


FIG. B.11: Sections efficaces dσ/dx ($y < 0,9$, $Q^2 > 1000$ GeV^2) pour la période L. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.8.

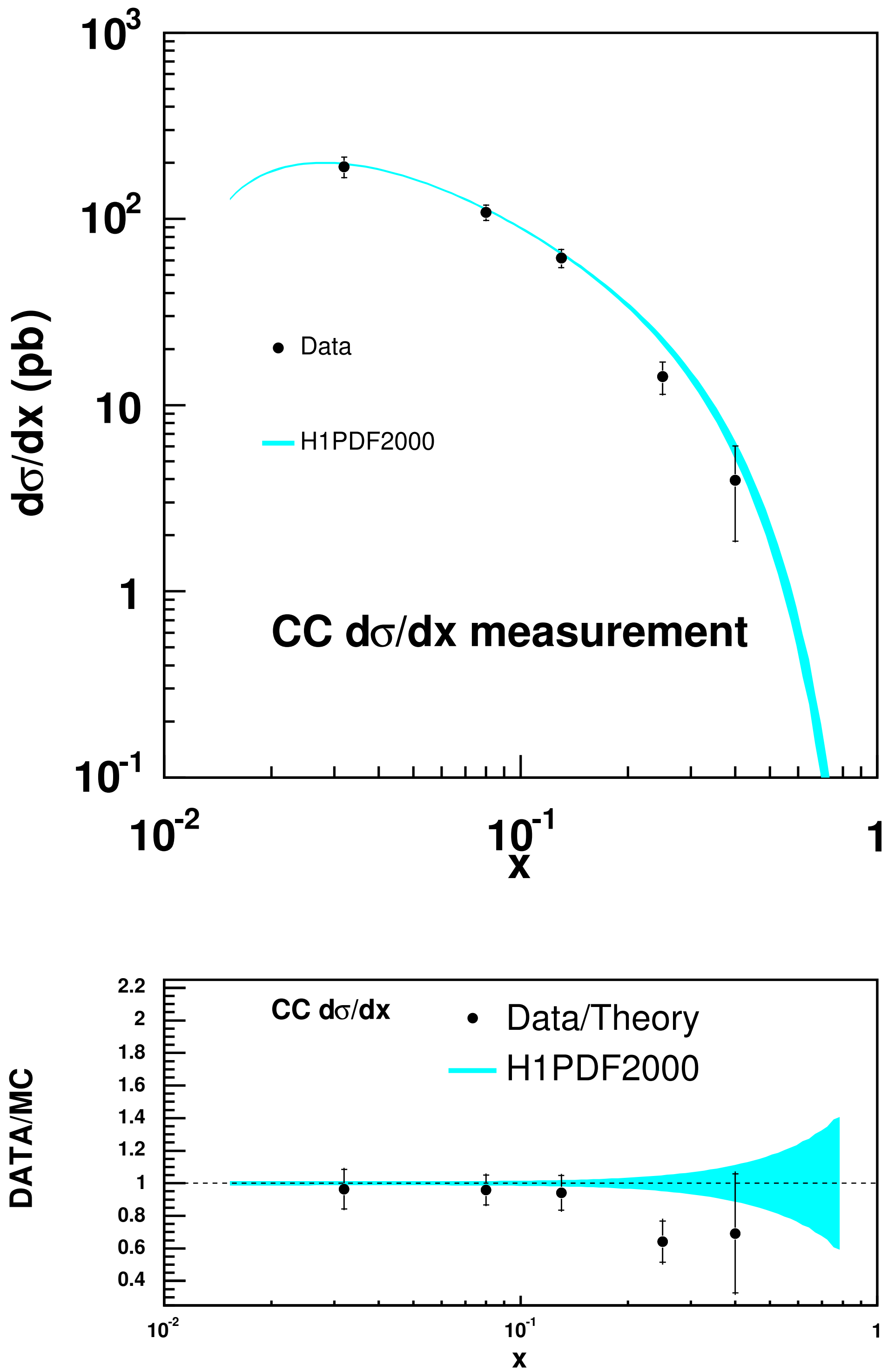


FIG. B.12: Sections efficaces $d\sigma/dx$ ($y < 0,9$, $Q^2 > 1000$ GeV^2) pour la période R. Les bandes et barres d'erreurs sont définies comme sur la figure B.8.

C

Détermination de l'asymétrie des quarks légers $\bar{d} - \bar{u}$

Sommaire

Nous allons présenter ici le résultats d'investigations sur l'extraction de l'asymétrie des quarks légers $\bar{d} - \bar{u}$.

C.1 Résultats avec les données de H1 et BCDMS

On peut essayer d'obtenir l'asymétrie des quarks légers $\bar{d} - \bar{u}$ à partir de l'ajustement QCD utilisant les données de H1 avec la combinaison

$$\bar{d} - \bar{u} = (1 - sfrac)\overline{D} - (1 - cfrac)\overline{U}. \tag{C.1}$$

Le résultat est montré sur la figure C.1. On observe que le résultat obtenu est différent selon la paramétrisation utilisée. On en conclus que l'obtention de $\bar{d} - \bar{u} > 0$ à un sigma ne provient pas des données de H1 mais est accidentel. On peut essayer de paramétriser $\bar{d} - \bar{u}$ directement, donc d'avoir un schéma $g, U, D, \overline{U}, \bar{d} - \bar{u}$ mais un tel schéma est instable. On peut essayer d'ajouter d'autres données pour contraindre $\bar{d} - \bar{u}$, par exemple les données de BCDMS de DIS μD. En supposant que la symétrie d'isospin est valide on peut écrire à l'ordre dominant la fonction de structure du deuterium

$$F_2^D \sim U + D + \overline{U} + \overline{D}. \tag{C.2}$$

Une combinaison linéaire de F_2^D et F_2^p permet théoriquement d'être sensible à $\bar{d} - \bar{u}$. La figure C.2 montre le résultat de différents ajustements de H1 et BCDMS combinés. On observe là aussi que le résultat dépend du type de paramétrisation choisi. La contrainte additionnelle provenant de F_2^D ne permet donc pas de déterminer $\bar{d} - \bar{u}$ dans l'ajustement QCD.

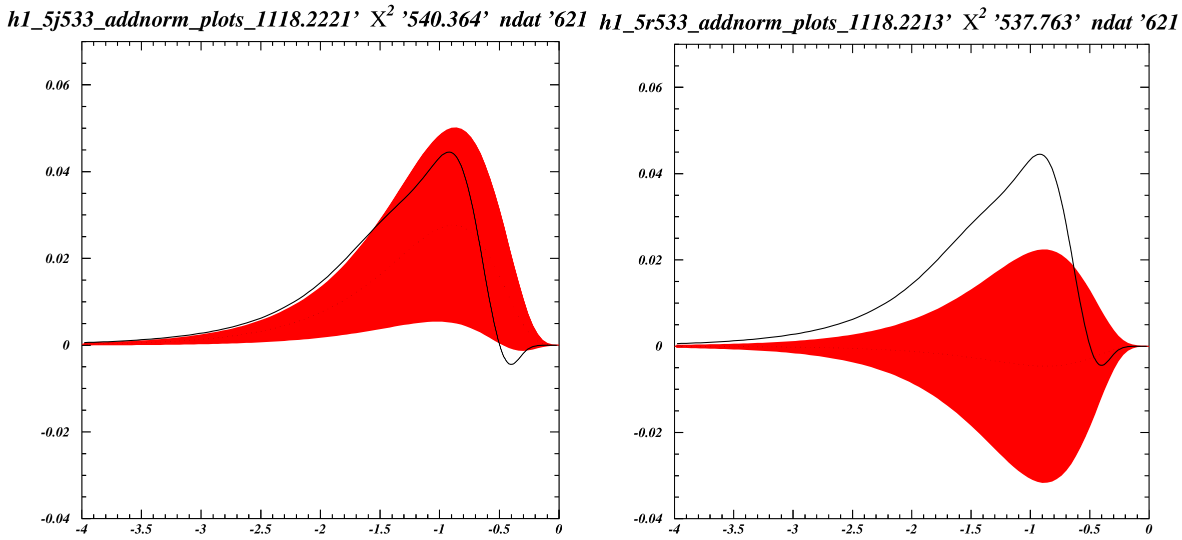


FIG. C.1: Asymétrie $x(\bar{d} - \bar{u})$ (enveloppe à 1 σ) en fontion de $\log_{10} x$ obtenue avec l'ajustement H1 seul pour les ajustements à 10 (à gauche) et 11 (à droite) paramètres libres. La ligne noire est le résultat de CTEQ6 pour $x(\bar{d} - \bar{u})$.

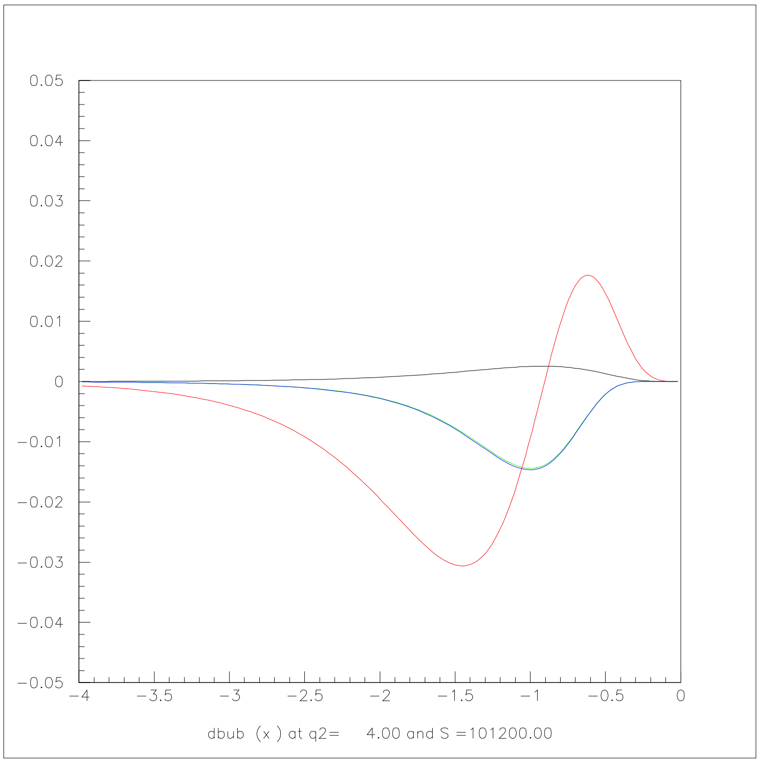


FIG. C.2: Asymétrie $x(\bar{d}-\bar{u})$ en fonction de $\log_{10} x$ obtenue dans l'ajustement des données de H1+BCDMS et pour plusieurs paramétrisations. On observe que le résultat dépend de la paramétrisation.

C.2 Contrainte avec les données de Drell Yan

A ce point on peut soit abandonner la détermination de $\bar{d}-\bar{u}$, soit essayer d'apporter des contraintes supplémentaires. Expérimentalement, les contraintes sur $\bar{d}-\bar{u}$ proviennent de processus de Drell Yan $hh' \to \mu^+\mu^- X$. L'expérience NA51 a réalisé la mesure de

$$R_{NA51} = \frac{\sigma_{pp} - \sigma_{pn}}{\sigma_{pp} + \sigma_{pn}}, \tag{C.3}$$

qui suggère que $\bar{d} \sim 2\bar{u}$ à $x = 0.18$. Le fait qu'il n'y ai qu'une seule mesure qui n'apporte pas de contrainte suffisante dans notre cas. Les données de E866(NuSea) [Hawk98, Towe01] permettent de contraindre $\bar{d}-\bar{u}$ d'autant que leurs données les plus récentes [Towe01] couvrent un domaine cinématique plus important. Cette expérience mesure les rapports des processus de Drell Yan $pd \to \mu^+\mu^- X$ et $pp \to \mu^+\mu^- X$

$$R = \frac{\sigma_{pd}}{2\sigma_{pp}} \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}M\mathrm{d}x_F} \tag{C.4}$$

où M est la masse invariante de la paire $\mu^+\mu^-$ et $x_F = x_1 - x_2$. On peut écrire à l'ordre dominant et en négligeant la contribution des quarks s et c

$$\sigma_{pp} \sim 4u(x_1)\bar{u}(x_2) + d(x_1)\bar{d}(x_2) + 4\bar{u}(x_1)u(x_2) + \bar{d}(x_1)d(x_2) \tag{C.5}$$
$$\sigma_{pn} \sim 4u(x_1)\bar{d}(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2) + 4\bar{u}(x_1)d(x_2) + \bar{d}(x_1)u(x_2) \tag{C.6}$$

en écrivant $\sigma_{pD} \simeq \sigma_{pn} + \sigma_{pp}$ et en se plaçant dans le cas où $x_1 \gg x_2$ ce qui permet de négliger les termes du type $\bar{q}(x_1)q(x_2)$

$$R = \frac{\sigma_{pD}}{2\sigma_{pp}} \approx \frac{1}{2}\frac{4u(x_1)\bar{u}(x_2) + d(x_1)\bar{d}(x_2) + 4u(x_1)\bar{d}(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2)}{4u(x_1)\bar{u}(x_2) + d(x_1)\bar{d}(x_2)} \tag{C.7}$$
$$\approx \frac{1}{2}\frac{1 + \frac{d(x_1)}{4u(x_1)}}{1 + \frac{d(x_1)}{4u(x_1)}\frac{\bar{d}(x_2)}{\bar{u}(x_2)}} \tag{C.8}$$

écrire en plus que $4u \gg d$ lorsque x_1 est grand permet de mettre en évidence la sensibilité à $\bar{d}/\bar{u}$

$$R \approx \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\bar{d}(x_2)}{\bar{u}(x_2)}\right) \tag{C.9}$$

La collaboration E866 a mesuré R, et en a extrait $\bar{d}/\bar{u}$ ainsi que $\bar{d}-\bar{u}$ car

$$\bar{d} - \bar{u} = \frac{\bar{d}/\bar{u} - 1}{\bar{d}/\bar{u} + 1}(\bar{u} + \bar{d}). \tag{C.10}$$

E866 fournit aussi une valeur de l'intégrale

$$\int_0^1 (\bar{d} - \bar{u})\mathrm{d}x = 0,118 \pm 0,012 \tag{C.11}$$

C.3 Ajustement des données H1+BCDMS+E866

On réalise un ajustement QCD des données de H1+BCDMS+E866. Un bon ajustement est obtenu avec la paramétrisation

$$xg = A_g x^{B_g}(1-x)^{C_g}(1+a_g x) \tag{C.12}$$
$$xU = A_U x^{B_U}(1-x)^{C_U}(1+a_U\sqrt{x}+b_U x+c_U x^2) \tag{C.13}$$
$$xD = A_D x^{B_D}(1-x)^{C_D}(1+a_D\sqrt{x}+b_D x+c_D x^2) \tag{C.14}$$
$$x\overline{U} = A_{\overline{U}} x^{B_{\overline{U}}}(1-x)^{C_{\overline{U}}} \tag{C.15}$$
$$x\overline{D} = A_{\overline{D}} x^{B_{\overline{D}}}(1-x)^{C_{\overline{D}}}(1+a_{\overline{D}}x+b_{\overline{D}}x^2). \tag{C.16}$$

il y a 15 paramètres libres pour un $\chi^2/dndl = 893,8/(1023-15)$. On voit que l'on a ajouté deux paramètres à $\overline{D}$ pour permettre plus de flexibilité. Le χ^2 partiel des données de E866 est 9,49 pour les 15 mesures. On réalise donc un bon ajustement de ces données de Drell Yan. On peut voir sur la figure C.3 la comparaison entre les données de E866 et l'ajustement, ainsi que l'ajustement CTEQ6 qui inclus aussi ces données. Mais cela ne

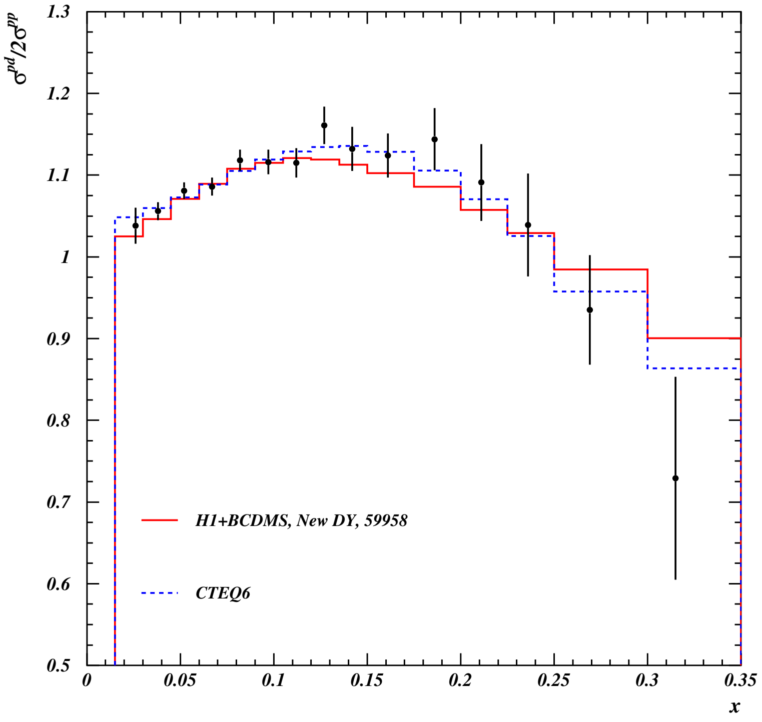


FIG. C.3: Rapport R des sections efficaces de Drell-Yan mesuré par l'expérience E866 comparé aux ajustements de CTEQ6 (incluant ces données) et H1+BCDMS+E866. On réalise un bon ajustement de ces données.

résout toujours pas la paramétrisation de $\bar{d} - \bar{u}$. De plus les valeurs obtenues de $\bar{d}/\bar{u}$ ne coïncident pas avec les valeurs extraites de E866. La figure C.4 montre en noir les résultats de l'extraction faite par E866, et les courbes bleues et rouges sont les paramétrisations de $\bar{d}/\bar{u}$ obtenues avec les ajustements QCD CTEQ et H1+BCDMS+E866. Le désaccord est

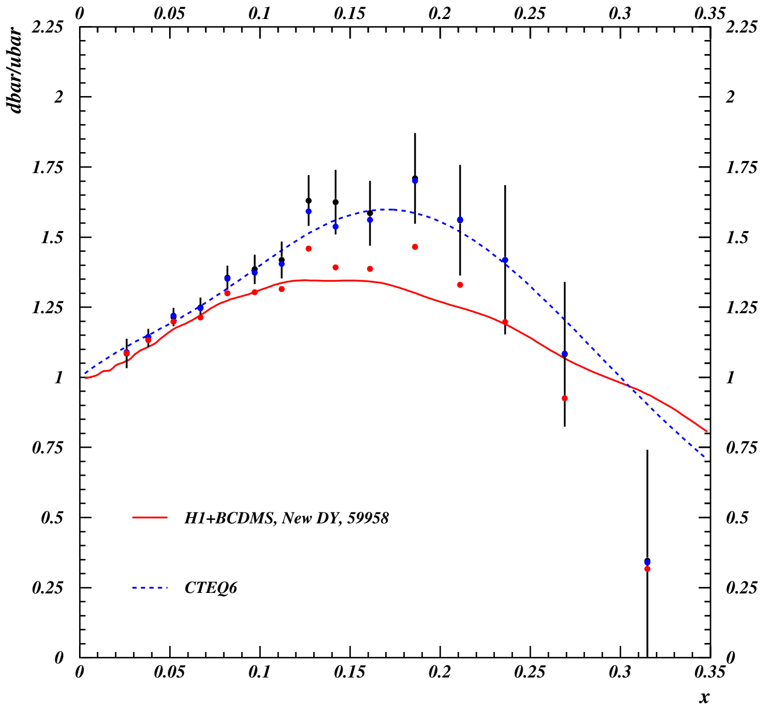


Fig. C.4: Rapport $\bar{d}/\bar{u}$ tel qu'il est extrait par E866 (en noir) comparé aux pdfs de CTEQ6 et à celles de l'ajustement H1+BCDMS+E866. En bleu, on reproduit l'extraction de $\bar{d}/\bar{u}$ à l'aide des données et des pdfs de CTEQ. En rouge, on extrait $\bar{d}/\bar{u}$ à l'aide des données et des pdfs de H1+BCDMS+E866.

important et est contradictoire avec la qualité de l'ajustement des données de E866. Cela nous amène naturellement à investiguer la procédure d'analyse de E866. On voit qu'en fait l'extraction de $\bar{d}/\bar{u}$ requiert les autres densités de partons d'après l'équation (C.8), c'est à dire que l'extraction nécessite

$$\frac{\bar{d}}{\bar{u}} = f(R, u, d, \bar{u}) \tag{C.17}$$

Or l'analyse E866 utilise les pdfs de CTEQ5M pour extraire $\bar{d}/\bar{u}$ et $\bar{d} - \bar{u}$ dans leur analyse. Or il est possible à partir de R et des pdfs de CTEQ de reproduire l'analyse de E866 approximativement. Sur la figure C.4 les points bleus sont l'extraction que l'on réalise à l'aide des pdfs de CTEQ. Nous sommes donc capable de reproduire leur extraction de $\bar{d}/\bar{u}$. Maintenant on répète cette extraction en utilisant les pdfs de l'ajustement H1+BCDMS+E866 pour extraire $\bar{d}/\bar{u}$. Les résultats sont les points rouges de la figure C.4, et il y a un bon accord avec $\bar{d}/\bar{u}$ provenant de l'ajustement.

On a donc montré que l'extraction de $\bar{d}/\bar{u}$ à partir de R dépend des densités de partons utilisées. Il n'est donc pas raisonnable de comparer les valeurs extraites avec densités de partons. De même l'utilisation de la valeur de $\int(\bar{d} - \bar{u})\mathrm{d}x = 0,118$ comme une contrainte de l'ajustement QCD n'est pas raisonnable, cette option ayant été considérée au préalable et appliquée avec une réussite moyenne.

On peut désormais tester l'ajustement H1+BCDMS+E866. Les données précises de E605, expérience de Drell Yan proton sur Cuivre, fournit un test intéressant car la section efficace de Drell Yan permet de tester l'ensemble des pdfs, ainsi que la mer des quarks légers et plus seulement l'asymétrie. Si on calcule le χ^2 des données de E605 avec les pdfs H1+BCDMS+E866 on trouve $\chi^2_{E866} = 800,0$ pour 136 mesures. Si ces données sont incluses dans un ajustement H1+BCDMS+E866+E605 alors on obtient $\chi^2_{E605} = 100,0$. On en conclut que les données de E605 ne sont pas incompatibles avec les données de H1,BCDMS,E688, mais que ces expériences ne suffisent pas à contraindre suffisamment les pdfs pour permettre une prédiction correcte des données de E605.

Une autre approche a été tentée par la réalisation d'un ajustement de $g, U, D, \overline{U}$ et de prendre $\bar{d} - \bar{u}$ provenant de CTEQ5 à l'échelle de départ Q_0^2. L'ajustement réalisé est tout à fait correct avec $\chi^2/nddl = 542,3/(621 - 11)$. Malheureusement cet ajustement ne réalise pas une très bonne prédiction des données de E866 ni des données de E605. L'utilisation de pdfs venant d'un ajustement global est aussi l'apport difficile à quantifier de corrélations avec d'autres lots de données.

Plusieurs tests des pdfs obtenues dans l'ajustement H1+BCDMS+E866 ont été réalisés. La production des paires de jets en DIS à très petit x permet un test du gluon dans cette région. Les prédictions obtenues pour les sections efficaces différentielles sont très proches des prédictions obtenues en utilisant les pdfs de CTEQ. La prédiction est très légèrement plus éloignée des données. On peut aussi vérifier que l'ajustement H1 réalise une bonne description des données de DIS des expériences ZEUS et BCDMS. On peut calculer les χ^2 des données de ZEUS, BCDMS et E866 avec les pdfs de l'ajustement H1 seul. Le résultat est montré sur la table C.1. Dans ce calcul les erreurs systématiques sont ajustées. On observe une bonne description des données de DIS.

TAB. C.1: Calcul du χ^2 des données de BCDMS, ZEUS et E866 en utilisant l'ajustement H1 seul. Les pdfs sont fixées mais les erreurs systématiques sont ajustées et leur contribution est comprise dans les χ^2 présentés.

données	cible/E_μ(GeV)	χ^2	N_{data}	données–processus		χ^2	N_{data}
BCDMS	p/100	95,5	55	ZEUS	NC e^+ bas Q^2	104,5	75
BCDMS	p/120	72,5	61	ZEUS	NC e^+ grand Q^2	210,5	162
BCDMS	p/200	118,9	56	ZEUS	CC e^+	19,4	29
BCDMS	p/280	86,6	52	ZEUS	NC e^-	53,0	53
BCDMS	D/120	44,3	61	ZEUS	CC e^- bas Q^2	23,5	23
BCDMS	D/200	74,8	56	E866	Drell Yan R	128,3	15
BCDMS	D/280	40,8	52				

La conclusion de ceci est que la description adéquate d'un lot de données requiert l'inclusion de ce lot de données dans l'ajustement. Malheureusement la procédure ne semble pas converger rapidement et il faut ajouter un grand nombre de données de processus différents pour contraindre toutes les pdfs. La conclusion de ceci, bien loin d'être négative, a été le recentrage de l'analyse et de la publication sur l'ajustement H1 seul, mentionnant juste l'ajustement H1+BCDMS à titre de vérification.

Bibliographie

[Abe00] T. Abe, Comput. Phys. Commun. **136** (2001) 126 [arXiv :hep-ph/0012029].

[ACOT94] M. A. G. Aivazis, J. C. Collins, F. I. Olness and W. K. Tung, Phys. Rev. D **50** (1994) 3102 [arXiv :hep-ph/9312319].

[Alek00] S. I. Alekhin, Phys. Rev. D **63** (2001) 094022 [arXiv :hep-ph/0011002].

[Alek03] S. I. Alekhin, JHEP **0302** (2003) 015 [arXiv :hep-ph/0211294].

[AP77] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.

[Arbu95] A. Arbuzov, D. Y. Bardin, J. Bluemlein, L. Kalinovskaya and T. Riemann, Comput. Phys. Commun. **94** (1996) 128 [arXiv :hep-ph/9511434].

[BB74] R. Blankenbecler and S. J. Brodsky, Phys. Rev. D **10** (1974) 2973.

[BCDMS89] A.C. Benvenuti et al., BCDMS Collaboration, Phys. Lett. B223 (1989) 485 ; Phys. Lett. B237 (1989) 592.

[BCKR98a] D. Y. Bardin, C. Burdik, P. C. Khristova and T. Riemann, Z. Phys. C **42** (1989) 679.

[BCKR89b] D. Y. Bardin, K. C. Burdik, P. K. Khristova and T. Riemann, Z. Phys. C **44** (1989) 149.

[BEBC94] G. T. Jones *et al.* [Birmingham-CERN-Imperial College-Muenchen(MPI)-Oxford-University Collaboration], Z. Phys. C **62** (1994) 575.

[Beth00] S. Bethke, J. Phys. G **26** (2000) R27 [arXiv :hep-ex/0004021].

[BG97] U. Bassler and G. Bernardi, Nucl. Instrum. Meth. A **426** (1999) 583 [arXiv :hep-ex/9801017].

[BHPS80] S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson and N. Sakai, Phys. Lett. B **93** (1980) 451.

[BK98] C. Berger and P. Kandel, *Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr 1998*

[Botj01] M. Botje, J. Phys. G **28** (2002) 779 [arXiv :hep-ph/0110123].

[BM96] S. J. Brodsky and B. Q. Ma, Phys. Lett. B **381** (1996) 317 [arXiv :hep-ph/9604393].

[BPS81] S. J. Brodsky, C. Peterson and N. Sakai, Phys. Rev. D **23** (1981) 2745.

[BPZ00] V. Barone, C. Pascaud and F. Zomer, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 243 [arXiv :hep-ph/9907512].

[Broc94] R. Brock *et al.* [CTEQ Collaboration], FERMILAB-PUB-94-316

[Brue98] P. Bruel, These de doctorat, Université de Paris Sud, 1998.

[BVZ92] U. Baur, J. A. M. Vermaseren and D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. B **375** (1992) 3.

[BW91] M. Burkardt and B. Warr, Phys. Rev. D **45** (1992) 958.

[Cash96] R. J. Cashmore *et al.*, IC-HEP-96-10 *Talk given at Workshop on Future Physics at HERA, Hamburg, Germany*

[CCFR] U. K. Yang *et al.* [CCFR/NuTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2742 [arXiv :hep-ex/0009041].
U. K. Yang, FERMILAB-THESIS-2001-09

[CDF98] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5754 [arXiv :hep-ex/9809001].

[CDHS84] H. Abramowicz et al., CDHS Collaboration, Z. Phys. C25 (1984) 29.

[CDHS91] P. Berge et al., CDHSW Collaboration, Z. Phys. C49 (1991) 187.

[CFRV04] S. Catani, D. de Florian, G. Rodrigo and W. Vogelsang, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 152003 [arXiv :hep-ph/0404240].

[Chab98] E. Chabert *et al*, document interne H1, h1-1198-556

[Chek02] S. V. Chekanov, arXiv :hep-ph/0211298.

[CTEQ02] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, JHEP **0207** (2002) 012 [arXiv :hep-ph/0201195].

[CZ99] J. Cao, Z. Zhang, document interne H1, H1-12/99/580,

[DC04] R. Devenish and A. Cooper-Sarkar, «Deep Inelastic Scattering», Oxford, UK : Univ. Pr. (2004).

[DDH03] K. P. O. Diener, S. Dittmaier and W. Hollik, Phys. Rev. D **69** (2004) 073005 [arXiv :hep-ph/0310364].

[DFGRS02] S. Davidson, S. Forte, P. Gambino, N. Rius and A. Strumia, JHEP **0202**, 037 (2002)

[Doks77] Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216].

[Duba03] A. Dubak, These de doctorat, MPP-2003-65

[E605] G. Moreno et al., E605 Collaboration, Phys. Rev. D43 (1991) 2815.

[ES93] S. D. Ellis and D. E. Soper, Phys. Rev. D **48** (1993) 3160 [arXiv :hep-ph/9305266].

[ESW91] R. K. Ellis, W. J. Stirling and B. R. Webber, "QCD and collider physics," Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **8** (1996) 1.

[FC97] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57** (1998) 3873 [arXiv :physics/9711021].

[FP81] W. Furmanski and R. Petronzio, Z. Phys. C **11** (1982) 293.

[GL72] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Yad. Fiz. **15** (1972) 781 [Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438].

[Gonc01] M. Goncharov *et al.* [NuTeV Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 112006 (2001)

[Gott67] K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 1174.

[GRS94] M. Gluck, E. Reya and M. Stratmann, Nucl. Phys. B **422** (1994) 37.

[H197a] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[H197b] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 348.

[H100a] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **13**, 609 (2000) [arXiv :hep-ex/9908059].

[H100b]

[H101] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **19**, 269 (2001) [arXiv :hep-ex/0012052].

[H103] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], [arXiv :hep-ex/0304003].

[H104] H1prelim-04-141 (32st International Conference on High Energy Physics, ICHEP04, Aug, 16-23, 2004, Beijing), http ://www-h1.desy.de/h1/www/publications/htmlsplit/H1prelim-04-141.long.html

[H1BG02] H1 background working group, H1 note H1-10/02-606.

[H1BG03] H1 background working group, H1 note H1-01/03-607.

[H1OO] The H1OO group, «The H1 OO physics analysis project», document interne H1.

[H1web1] http ://www-h1.desy.de/psfiles/figures/d03-038.h1pdf2000.errcor

[H1web2] http ://www-h1.desy.de/psfiles/figures/d03-038_fit.h1pdf2000-msbar-dis-lo/h1pdf2000.html

[Hawk98] E. A. Hawker *et al.* [FNAL E866/NuSea Collaboration], Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3715 [arXiv :hep-ex/9803011].

[Hein99] B. Heinemann, DESY-THESIS-1999-046

[Hens] O. Henshaw, Thèse à apparaître.

[HM84] F. Halzen and A. D. Martin, «Quarks And Leptons : An Introductory Course In Modern Particle Physics», New York, Usa : Wiley (1984).

[Holl90] W. F. L. Hollik, Fortsch. Phys. **38** (1990) 165.

[Holl92] W. Hollik, D. Y. Bardin, J. Blumlein, B. A. Kniehl, T. Riemann and H. Spiesberger, MPI-PH-92-30 *Given at Workshop on Physics at HERA, Hamburg, Germany, Oct 29-30, 1991*

[HPST05] J. Huston, J. Pumplin, D. Stump and W. K. Tung, arXiv :hep-ph/0502080.

[IER97] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 108 [arXiv :hep-ph/9605286].

[JZ99] M. Jacquet, Z. Zhang, document interne H1, H1-04/99-571.

[Knie95] B. A. Kniehl, *Prepared for Workshop on Future Physics at HERA (Preceded by meetings 25-26 Sep 1995 and 7-9 Feb 1996 at DESY), Hamburg, Germany, 30-31 May 1996*

[Kret03] S. Kretzer, F. Olness, J. Pumplin, D. Stump, W. K. Tung and M. H. Reno, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 041802 [arXiv :hep-ph/0312322].

[KSM92] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H. J. Mohring, Comput. Phys. Commun. **69** (1992) 155.

[Kula03] S. A. Kulagin, Phys. Rev. D **67**, 091301 (2003)

[Kuma97] S. Kumano, Phys. Rept. **303** (1998) 183 [arXiv :hep-ph/9702367].

[LHAPDF] http ://durpdg.dur.ac.uk/lhapdf/

[LPZ98] G. Lobo, C. Pascaud and F. Zomer, H1 note H1-01/98-536.

[Mart97] G. Martin, Thèse de l'Université de Hambourg, h1th-080.

[McFa97] K. S. McFarland *et al.* [CCFR Collaboration], Eur. Phys. J. C **1** (1998) 509 [arXiv :hep-ex/9701010].

[McFa02] K. S. McFarland *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 226 (2002).

[McFa03] K. S. McFarland, présentation à «Electroweak Precision Data and the Higgs Mass workshop DESY Zeuthen 2003», et communication privée.

[McGa94] P. L. McGaughey *et al.* [E772 Collaboration], Phys. Rev. D **50**, 3038 (1994) [Erratum-ibid. D **60**, 119903 (1999)].

[MM03] K. S. McFarland and S. O. Moch, `hep-ph/0306052`.

[MRST01] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **23** (2002) 73 [arXiv :hep-ph/0110215].

[MRST04] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Phys. Lett. B **604** (2004) 61 [arXiv :hep-ph/0410230].

[durpdg] Parton Distribution Function Server, http ://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf.html

[MRST04a] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, arXiv :hep-ph/0411040.

[MST94] W. Melnitchouk, A. W. Schreiber and A. W. Thomas, Phys. Lett. B **335** (1994) 11 [arXiv :nucl-th/9407007].

[MVV04] S. Moch, J. A. M. Vermaseren and A. Vogt, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **135** (2004) 137 [arXiv :hep-ph/0408075].

[Negr96] I. Negri *et al.*, H1 document interne H1-1096-498

[NMC91] P. Amaudruz *et al.* [New Muon Collaboration], Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2712.

[NMC97] M. Arneodo et al., NMC Collaboration, Nucl. Phys. B483 (1997) 3.

[Olne03] F. Olness *et al.*, arXiv :hep-ph/0312323.

[PDG02] K. Hagiwara *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.

[PDG04] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Lett. B **592** (2004) 1.

[Peez03a] M. Peez [H1 Collaboration], eConf **C0303241** (2003) THLT007 [arXiv :physics/0306124].

[Peez03b] M. Peez, These de doctorat, Université Claude Bernard–Lyon 1, 2003.

[PPS05] M. Peez, B. Portheault, E. Sauvan, H1 document interne h1-0105-615.

[PS95] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, «An Introduction to quantum field theory», Reading, USA : Addison-Wesley (1995).

[Pump01] J. Pumplin *et al.*, Phys. Rev. D **65** (2002) 014013 [arXiv :hep-ph/0101032].

[Pump02] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, JHEP **0207** (2002) 012 [arXiv :hep-ph/0201195]. Et sur le web la page de CTEQ contient un grand nombre d'informations : http ://www.phys.psu.edu/∼cteq/

[PZ94] C. Pascaud and F. Zomer, LAL-94-42

[PZ95] C. Pascaud and F. Zomer, LAL-95-05 et C. Pascaud and F. Zomer, document interne H1, H1-02/95-426.

[PZ96] C. Pascaud and F. Zomer, DESY-96-266

[PZ01] C. Pascaud and F. Zomer, arXiv :hep-ph/0104013.

[PZ04] B. Portheault and Z. Zhang, document interne H1, H1-IN-614(11/2004)

[Reis00] B. Reisert, thèse de doctorat, MPI-PHE-2000-26.

[Schi02] F. P. Schilling [H1 Collaboration], Acta Phys. Polon. B **33** (2002) 3419 [arXiv :hep-ex/0209001].

[Schm04] S. Schmitt on behalf of the POL2000 group, Proposal for using the polarimeter data in view of the spring 2004 conferences, document interne.

[ScSp91] G. A. Schuler and H. Spiesberger,

[Sirl80] A. Sirlin, Phys. Rev. D **22** (1980) 971.

[Sjos95] T. Sjostrand, arXiv :hep-ph/9508391.

[Sjos00] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238 [arXiv :hep-ph/0010017]. Et pour Pythia 6,2 : T. Sjostrand, L. Lonnblad and S. Mrenna, arXiv :hep-ph/0108264.

[Spie96] H. Spiesberger, disponible sur http ://www.desy.de/ hspiesb/eprc.html

[Stum01] D. Stump *et al.*, Phys. Rev. D **65** (2002) 014012 [arXiv :hep-ph/0101051].

[Thor02] R. S. Thorne, J. Phys. G **28** (2002) 2705 [arXiv :hep-ph/0205235].

[Towe01] R. S. Towell *et al.* [FNAL E866/NuSea Collaboration], Phys. Rev. D **64** (2001) 052002 [arXiv :hep-ex/0103030].

[Tung97] W. K. Tung, arXiv :hep-ph/9706480.

[Tung01] W. K. Tung, «Perturbative QCD and the parton structure of the nucleon»

[Veel02] C. Veelken, document interne H1, H1-0902-603

[Veel04] C. Veelken, Thèse de doctorat, Hambourg University, 2004.

[Wall01] R. Wallny, DESY-THESIS-2001-058

[Webb03] J. C. Webb *et al.* [NuSea Collaboration], arXiv :hep-ex/0302019.

[West] Lee West, document interne.

[Yang01] U. K. Yang *et al.* [CCFR/NuTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 2742 (2001) [arXiv :hep-ex/0009041].

[Zell02a] G. P. Zeller *et al.* [NuTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88**, 091802 (2002) [Erratum-ibid. **90**, 239902 (2003)]

[Zell02b] G. P. Zeller *et al.* [NuTeV Collaboration], Phys. Rev. D **65** (2002) 111103 [Erratum-ibid. D **67** (2003) 119902] [arXiv :hep-ex/0203004]. Et communication privée pour l'expression de la fonctionnelle.

[Zeus00] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C **12**, 411 (2000) [Erratum-ibid. C **27**, 305 (2003)] [arXiv :hep-ex/9907010].

[Zeus01] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C **21**, 443 (2001) [arXiv :hep-ex/0105090].

[Zeus02a] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Phys. Lett. B **539**, 197 (2002) [Erratum-ibid. B **552**, 308 (2003)] [arXiv :hep-ex/0205091].

[Zeus03a] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Phys. Rev. D **67** (2003) 012007 [arXiv :hep-ex/0208023].

[Zeus03b] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C **28**, 175 (2003) [arXiv :hep-ex/0208040].

[Zeus03c] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C **32** (2003) 1 [arXiv :hep-ex/0307043].

[Zhan00] Z. Zhang, Habilitation à diriger les recherches, 2000, arXiv :hep-ph/0012249.

[Zome99] F. Zomer, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **79** (1999) 115 [arXiv :hep-ph/9912400].

[Zome04] F. Zomer, Habilitation à diriger les recherches, LAL 03-12. http ://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-350.ps

Résumé

En 2003–2004 le collisionneur HERA à délivré des collisions e^+p avec un faisceau de positrons polarisé longitudinalement. Ce travail présente la mesure des section efficaces de DIS inclusive polarisées Courant Neutre et Courant Chargé avec le détecteur H1 en utilisant un lot de données de 15,3 pb^{-1} de polarisation moyenne $P = 0,33$ et un lot de données de 21,7 pb^{-1} de polarisation moyenne $P = -0,40$. La mesure de la section efficace CC totale pour $Q^2 > 400\ \text{GeV}^2$, $y < 0,9$ donne

$$\sigma_{CC}(P = +0,33) = 34,67\ \text{pb}\ \pm 1,94\ \text{pb}\ \ (\text{stat}) \pm 1,66\ \text{pb}\ \ (\text{sys}) \tag{C.18}$$

$$\sigma_{CC}(P = -0,40) = 13,80\ \text{pb}\ \pm 1,04\ \text{pb}\ \ (\text{stat}) \pm 0,94\ \text{pb}\ \ (\text{sys}). \tag{C.19}$$

En accord avec le Modèle Standard qui prédit la proportionnalité de la section efficace avec la polarisation. Dans une deuxième partie, on réalise une analyse QCD des données de H1 pour extraire les densités de partons. Cette analyse est ensuite étendue à la détermination jointe des paramètres électrofaibles comme la masse du boson W et des couplages des quarks au boson Z. Une analyse QCD globale des données de DIS et de Drell-Yan est réalisée, en particulier utilisée pour obtenir l'asymétrie de la mer étrange $\int_0^1 x(s-\bar{s})\text{d}x = (1,8 \pm 3,8) \times 10^{-4}$. L'impact des nouvelles données de E866 sur les densités de quark à très grand x est discuté. On obtient une extraction de la constante de couplage forte $\alpha_s = 0,1197 \pm 0,0008\ (\text{exp})^{+0,0005}_{-0,0007}\ (\text{mod}) \pm 0,006\ (\text{th})$.

Mots-clés: DIS polarisée, Courants Chargés, Courants Neutres, analyses QCD, asymétrie de la mer étrange.

Abstract

In 2003–2004 the HERA collider delivered e^+p collisions with a longitudinally polarised positron beam. We present the measurement of inclusive Neutral and Charged Current DIS cross section using the H1 detector. The total Charged Current cross section for $Q^2 > 400\ \text{GeV}^2$, $y < 0,9$ is measured with a Right-handed ($P = 0,33$) sample of 15,3 pb^{-1} and a Left-handed ($P = -0,40$) sample of 21,7 pb^{-1} yielding

$$\sigma_{CC}(P = +0,33) = 34,67\ \text{pb}\ \pm 1,94\ \text{pb}\ \ (\text{stat}) \pm 1,66\ \text{pb}\ \ (\text{sys}) \tag{C.20}$$

$$\sigma_{CC}(P = -0,40) = 13,80\ \text{pb}\ \pm 1,04\ \text{pb}\ \ (\text{stat}) \pm 0,94\ \text{pb}\ \ (\text{sys}). \tag{C.21}$$

This result is consistent with the proportionality of the cross section with respect to the polarisation, in good agreement with the Standard Model expectations. The second part of this work is devoted to QCD analysis of the proton structure. The H1 data alone are used to extract flavor separated parton densities. This analysis is further used as a basis to extract various electroweak parameters, such as the W boson mass and the quarks couplings to the Z. Then a global QCD analysis of DIS and Drell Yan data is realized, focusing on the strange sea asymmetry which is found to be small : $\int_0^1 x(s-\bar{s})\text{d}x = (1,8 \pm 3,8) \times 10^{-4}$. The impact of new E866 data on high x partons densities is discussed and the extraction of the strong coupling is realized $\alpha_s = 0,1197 \pm 0,0008\ (\text{exp}) \pm {}^{+0,0005}_{-0,0007}\ (\text{mod}) \pm 0,006\ (\text{th})$.

Keywords: Polarised DIS, Charged Current, Neutral Current, QCD analysis, strange sea asymmetry.