

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

THÈSE

Spécialité :

PHYSIQUE DES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

présentée par

M. Thierry GRANIER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Sujet de la thèse :

ÉTUDE DE LA STRUCTURE INTERNE DU NUCLÉON

EN DIFFUSION PROFONDEMENT INÉLASTIQUE DE MUONS
SUR CIBLES FIXES

soutenue le 21 novembre 1994

devant le jury composé de MM.

Michel BAUBILLIER

Ger van MIDDELKOOP

Ahmimed OURAOU

Michel SPIRO

Marc VIRCHAUX

Rüdiger VOSS

Président du jury : M. le professeur Michel Baubillier

Rapporteurs : – M. Ahmimed Ouraou

– M. Rüdiger Voß

Directeur de thèse : M. Marc Virchaux

CERN LIBRARIES GENEVA

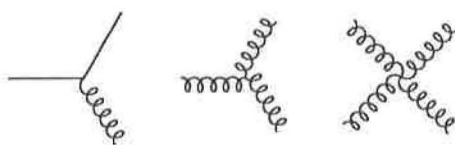
CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00098955

Thierry Granier

**ÉTUDE DE LA STRUCTURE INTERNE
DU NUCLÉON**
**EN DIFFUSION PROFONDEMENT INÉLASTIQUE DE MUONS
SUR CIBLES FIXES**



AVANT-PROPOS

Cette thèse vient conclure un travail d'un peu plus de trois ans au Service de Physique des Particules du Commissariat à l'Énergie Atomique, dans le cadre de la collaboration internationale NMC.

Durant cette période, j'ai eu la chance de travailler avec Marc Virchaux et Alain Milsztajn. Je les remercie chaleureusement pour ce qu'ils m'ont appris et pour leurs suggestions et commentaires sur le manuscrit de ce mémoire.

Je tiens à remercier également les membres de la collaboration NMC et notamment le groupe d'analyse des fonctions de structure : Peter Björkholm, Antje Brüll, Anna Dyring, Eva Kabuß, Jona Oberski, Ewa Rondio. Mes remerciements vont également à Ian Bird, Maarten Ballintijn, Allan Paić, David Sanders et Reiner Seitz.

J'adresse des remerciements tous particuliers à Ger van Middelkoop, notre porte-parole qui accomplit cette tâche à la perfection.

Je n'oublie pas Yolande Camp, Liz Cumiskey et Lynn Véronneau.

Enfin, je remercie sincèrement les membres du jury d'avoir accepté ce rôle, et en particulier Ahmimed Ouraou et Rüdiger Voß qui ont, en outre, assumé la fonction de rapporteur.

20 novembre 1994

TABLE DES MATIÈRES

Introduction : CONTEXTE SCIENTIFIQUE DE LA PRÉSENTE THÈSE	3
I LA DIFFUSION PROFONDÉMENT INÉLASTIQUE ET LA STRUCTURE INTERNE DU NUCLÉON	17
1. La diffusion inélastique profonde	18
a) Cinématique de la diffusion	18
b) Les fonctions de structure	20
c) Le modèle des partons	22
d) Le modèle des quarks-partons	25
e) Les insuffisances du modèle des quarks-partons	28
2. La chromodynamique quantique	29
a) Généralités	30
b) La renormalisation en chromodynamique	31
c) La liberté asymptotique	35
3. Modèle des partons et chromodynamique quantique	36
a) La brisure de l'invariance d'échelle	37
b) Les équations d'évolution au premier ordre	38
c) Les équations d'évolution au second ordre	44
II L'EXPÉRIENCE NMC	49
1. Description générale	49
2. Le faisceau de muons	51
a) La ligne de faisceau	51
b) Le spectromètre de faisceau	53
c) Le spectromètre d'étalonnage	55

3.	Les cibles	56
4.	Le spectromètre	57
	a) L'aimant dipolaire	58
	b) Les chambres à fils	58
	c) L'absorbeur	61
	d) Le calorimètre	61
5.	Le déclenchement de l'acquisition	61
	a) Les hodoscopes	62
	b) Les compteurs anti-halo	63
	c) Les déclenchements physiques	64
	d) Détermination du flux incident	66
	e) Autres logiques de déclenchement	67
	f) L'acquisition des données	68
III	L'ANALYSE DES DONNÉES	71
1.	La chaîne de reconstruction	71
2.	Les procédures d'alignement et d'étalonnage	74
	a) L'étalonnage en temps	74
	b) L'alignement des détecteurs	76
3.	La recherche et la reconstruction des trajectoires	80
	a) La reconstruction des muons incidents	80
	b) La reconstruction des muons diffusés	81
4.	La reconstitution de l'événement	84
5.	La sélection des données	87
6.	Les échantillons de données	88
7.	La simulation Monte Carlo de l'expérience	90
	a) Généralités	90
	b) Le programme de simulation	92
	c) La détermination des efficacités de détection	94
8.	Les corrections radiatives	96
9.	Études de l'acceptance	98
10.	Inefficacité due à la gerbe hadronique	99
	a) La simulation Monte Carlo	100
	b) Inefficacité des chambres W4,5	102
	c) Inefficacité des chambres P4,5	106

11. Comparaison du Monte Carlo aux données physiques	113
a) Position du problème	113
b) Pondération des événements Monte Carlo	114
c) Normalisation des échantillons de données	114
d) Comparaisons données / Monte Carlo	116
12. Comparaison des différents lots de données à 280 GeV	119
13. Conclusion du chapitre III	122
IV LA DÉTERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE	127
1. La fonction de structure F_2	127
a) Procédure d'extraction	127
b) Détermination de F_2 à partir des données de 1989	131
2. Analyse chromodynamique des données de F_2	160
a) Principe de l'analyse	160
b) Résultats	162
3. Études de la fonction de structure R	165
a) Détermination de $R^d - R^p$	166
b) Détermination de R à partir de données de F_2	170
Conclusion : INTÉRÊT SCIENTIFIQUE DES RÉSULTATS PRÉSENTÉS	179

ÉTUDE DE LA STRUCTURE INTERNE DU NUCLEON

**EN DIFFUSION PROFONDÉMENT INÉLASTIQUE DE MUONS
SUR CIBLES FIXES**

INTRODUCTION

CONTEXTE SCIENTIFIQUE DE LA PRÉSENTE THÈSE

Historique et enjeux de la diffusion profondément inélastique

La diffusion est à la source de nombreux progrès dans notre connaissance de la structure de la matière.

La diffusion de particules α sur des cibles métalliques minces permit, au début du siècle, la découverte du noyau atomique. Plus tard, la diffusion d'électrons fut à l'origine de la mise en évidence du caractère non ponctuel du proton et du neutron. Mais l'étape qui nous intéresse plus particulièrement dans le cadre de ce mémoire est la découverte de la nature composite du nucléon dans les années soixante, grâce à la diffusion d'électrons d'énergies de quelques milliards d'électron-volts.

Dans ce domaine d'énergie, le nucléon peut être brisé et l'on observe alors en sortie, une « gerbe » de particules hadroniques : pions, kaons *etc.* dont la masse carrée totale est très supérieure à la masse du nucléon au carré. On parle alors de **diffusion profondément inélastique** (fig. 1).

Dans le cas de la diffusion de leptons chargés (électrons, muons) sur cibles fixes, et aux énergies de faisceau actuellement disponibles, l'interaction est essentiellement électromagnétique et l'on est donc sensible aux charges électromagnétiques contenues dans le nucléon. Au premier ordre, l'interaction peut être décrite par l'échange d'un photon virtuel.

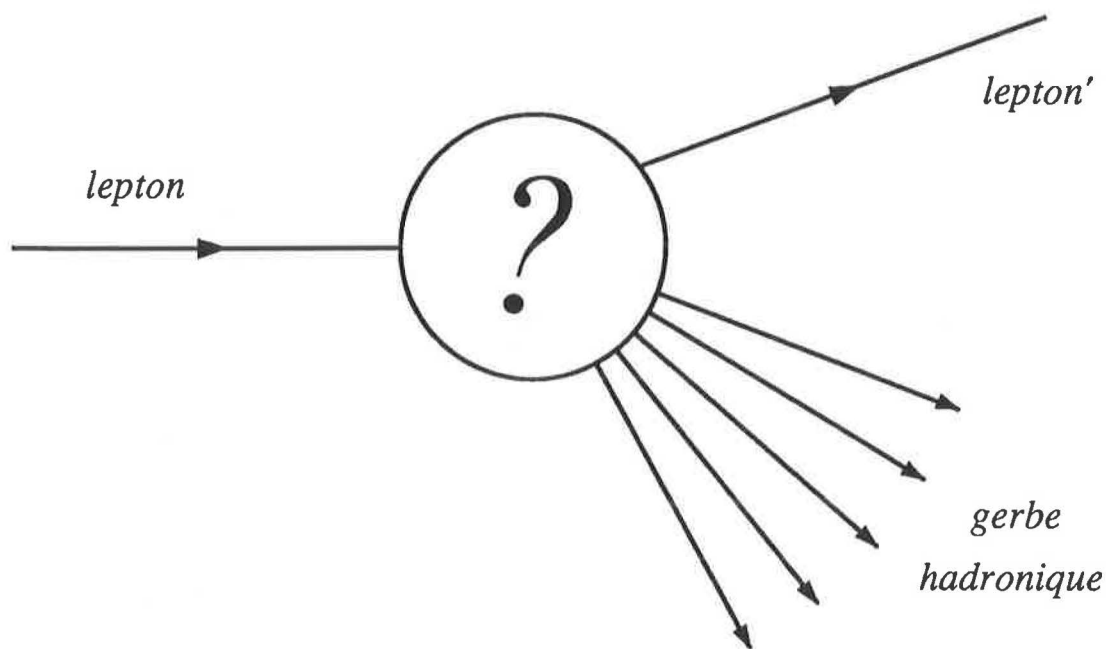


Fig. 1. La diffusion profondément inélastique. Un lepton d'énergie supérieure au GeV est diffusé sur un nucléon, brisant ce dernier. La gerbe de particules hadroniques ainsi formée a une masse carrée totale très supérieure à celle du nucléon.

La cinématique du processus de diffusion profondément inélastique est entièrement fixée par la connaissance de l'énergie et de la quantité de mouvement des leptons incident et diffusé. On montre qu'il est possible, sans aucune connaissance préalable de la structure interne du nucléon, d'exprimer la probabilité de diffusion à un angle et à une énergie donnés (on parle de section efficace différentielle) en termes de seulement deux fonctions scalaires, paramètres de notre ignorance. Ces deux fonctions scalaires, que l'on nomme **fonctions de structure** sont, *a priori*, liées à la cinématique du processus et en particulier à la variable Q^2 , définie comme l'opposé de la masse carrée du photon virtuel échangé et directement liée au degré d'inélasticité du processus de diffusion. Leur mesure expérimentale permet de remonter à la structure interne du nucléon.

Or, les premières mesures de probabilités de diffusion inélastique, réalisées au laboratoire de l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC), ont montré que ces fonctions de structure étaient, en première approximation, indépendantes de Q^2

et étaient fonctions uniquement du paramètre x , proportionnel au rapport du carré de la quadri-impulsion échangée à l'énergie échangée dans le référentiel du laboratoire (fig. 2).

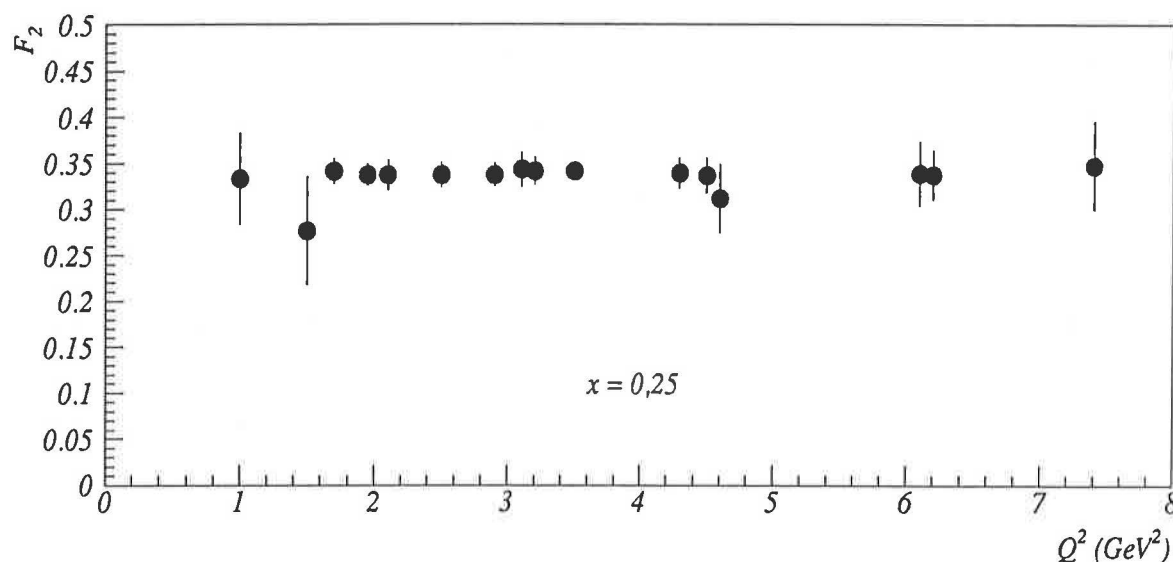


Fig. 2. Une des premières mesures de la fonction de structure F_2 réalisées au SLAC montrant l'invariance avec la variable Q^2 liée à la longueur d'onde du photon virtuel échangé et donc à la taille de la région sondée dans le nucléon par l'interaction électromagnétique [1].

Ce fait était extrêmement surprenant pour la plupart des physiciens car il semblait indiquer que la structure interne du proton et du neutron était invariante, quelle que soit l'échelle de la région « explorée » à l'intérieur de ces particules par l'échange électromagnétique.

Les travaux des physiciens Bjorken et Feynmann montrèrent la possibilité d'une telle « **invariance d'échelle** » dans le cas d'une structure composite (fig. 3). Ces travaux aboutirent au célèbre « **modèle des partons** » qui décrit le nucléon comme un ensemble de centres diffuseurs ponctuels indépendants appelés « partons ».

Dans ce modèle, la diffusion profondément inélastique se résume à la diffusion élastique du lepton-projectile sur un parton (fig. 4).

On montre que dans ces conditions, les fonctions de structures ne doivent dépendre que du paramètre x conformément à l'observation expérimentale. Ce paramètre devient en outre égal à la fraction de la quadri-impulsion du nucléon portée par le parton heurté.

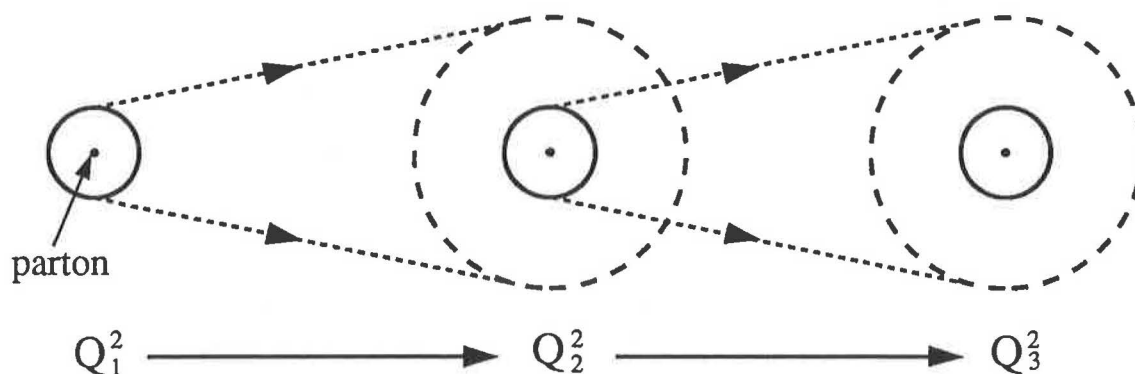


Fig. 3. Représentation naïve de l'invariance d'échelle dans le modèle des partons. Les cercles en trait plein représentent la taille de la région sondée par la sonde électromagnétique, pour trois valeurs de l'intensité de l'interaction : $Q_1^2 < Q_2^2 < Q_3^2$.

Les mesures expérimentales de la section efficace de diffusion profondément inélastique à différentes énergies de faisceau montrèrent que la fonction de structure R , définie comme le rapport de la section efficace d'absorption d'un photon polarisé longitudinalement à la section efficace d'absorption d'un photon de polarité transverse, était proche de zéro. Ceci confirmait l'hypothèse du spin $1/2$ des partons, un spin nul aurait en effet conduit à une valeur de R beaucoup plus importante.

Ce résultat fut par ailleurs vérifié par des expériences de diffusion ultérieures, mettant en jeu des faisceaux de neutrinos, particules ne pouvant interagir que par la force faible.

La tentation était grande d'identifier alors les partons aux **quarks**, les particules « fictives » de charges fractionnaires introduites par Gell-Mann et Zweig afin de rendre compte des symétries observées dans le spectre des nombres quantiques des hadrons.

Une manière de concilier le modèle des quarks avec celui des partons est de voir le nucléon comme une « soupe » de quarks et d'antiquarks, telle que chaque quark peut être associé à son antiparticule à l'exception cependant des trois quarks correspondant à la description du nucléon dans le modèle de Gell-Mann et Zweig.

Cependant, un tel modèle présente l'inconvénient majeur d'ignorer la force forte, force à courte portée responsable de la cohésion des noyaux.

Qui plus est, on s'aperçut très vite, après l'acquisition d'une quantité suffisante de données expérimentales, que cette invariance d'échelle des fonctions de structure n'était vraie qu'en première approximation [2]. Ainsi, le modèle des partons se

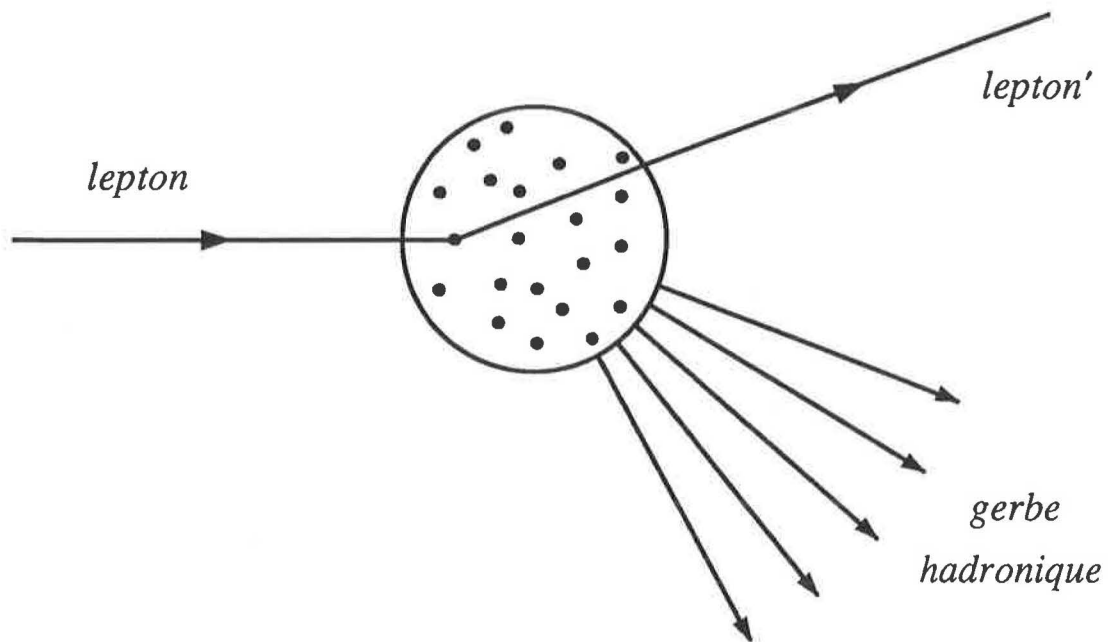


Fig. 4. La diffusion profondément inélastique dans le modèle des partons : le lepton interagit avec un centre diffuseur ponctuel.

révélaient insuffisant pour rendre compte de résultats expérimentaux plus précis.

Un autre argument en faveur d'améliorations théoriques fut la mise en évidence, à partir des résultats expérimentaux, du fait que la quantité de mouvement du nucléon est pour moitié seulement portée par les quarks sondés en diffusion profondément inélastique de leptons *neutres* ou *chargés*, l'autre moitié étant donc portée par des constituants sans charge *électromagnétique* ni *faible*. Quels pouvaient être ces mystérieux constituants invisibles ?

La solution provint de la théorie quantique des champs. Les brillants succès remportés par l'électrodynamique quantique et la démonstration par 't Hooft et Veltman de la «renormalisabilité» des théories dites de jauge conduisirent à bâtir une théorie du même type pour l'interaction forte. Cette théorie baptisée **chromodynamique quantique** est basée sur la symétrie dans l'espace interne défini par le nombre quantique de «couleur». Ce nouveau nombre quantique avait été introduit en 1964 par Greenberg dans le modèle des quarks de Gell-mann et Zweig afin d'expliquer l'existence d'états liés de trois quarks identiques dans le même état

de spin. En effet, de tels états liés seraient, sans l'adjonction d'un nouveau nombre quantique, en contradiction avec le principe d'exclusion de Pauli.

Les objets élémentaires de la chromodynamique quantique sont les quarks. En raison de la nature de la symétrie de couleur, la théorie engendre huit vecteurs de l'interaction forte : les **gluons**. Ces gluons sont les analogues du photon en électrodynamique. Mais une différence majeure entre chromodynamique et électrodynamique quantique réside dans le fait que les gluons sont porteurs de charge de couleur, alors que le photon n'est pas porteur de charge électromagnétique. D'un point de vue formel, ceci est lié au caractère « non-abélien » de la chromodynamique.

L'impact de cette différence est de taille, car elle confère à l'intensité du couplage fort une décroissance à grande énergie et donc à courte distance (fig. 5) (tout au moins si le nombre de saveurs ne dépasse pas seize). Ce comportement de la charge forte, baptisé « **liberté asymptotique** », autorise l'emploi de calculs perturbatifs à haute énergie.

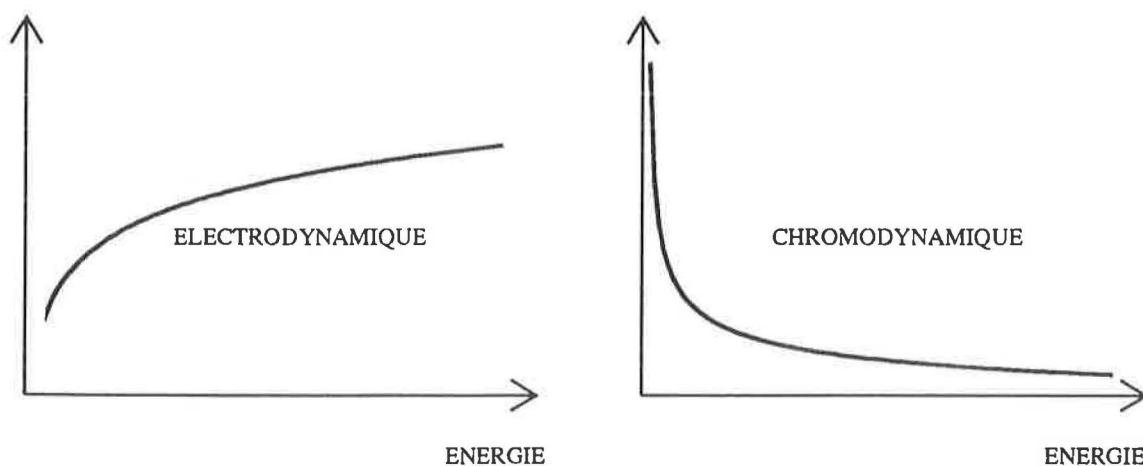


Fig. 5. Comportement à haute énergie de la charge effective en électrodynamique quantique et en chromodynamique quantique : Alors qu'en électrodynamique, la charge croît lentement avec l'échelle d'énergie depuis la valeur macroscopique $\alpha = \frac{1}{137}$ (par exemple à la masse du Z^0 , $\alpha \simeq \frac{1}{128}$), la charge de couleur explose littéralement à basse énergie et grande distance et décroît rapidement à haute énergie.

À grande distance, l'intensité de la force forte explose littéralement ce qui pourrait expliquer l'impossibilité d'observer un quark ou un gluon isolément. Cependant,

cela n'a pu, jusqu'à présent, être rigoureusement démontré car, dans ce domaine, tout calcul perturbatif devient impossible.

L'application de la chromodynamique quantique à la diffusion profondément inélastique permet de revoir le modèle des partons comme l'ordre 0 d'un développement en puissances de la constante de couplage fort. Les ordres supérieurs de ce développement, calculés dans le cadre de cette théorie, constituent une prédiction quantitative de la violation de l'invariance d'échelle.

En outre, les gluons fournissent un candidat idéal pour expliquer la quantité de mouvement manquante du nucléon observée en diffusion profondément inélastique.

Ainsi, la mesure des fonctions de structure est d'un intérêt majeur en ce sens qu'elle permet de tester la validité de la chromodynamique quantique en tant que théorie des interactions fortes.

Qui plus est, la confrontation des prédictions quantitatives de cette théorie aux résultats expérimentaux rend possible la mesure de l'intensité de la force forte en même temps que celle des densités de quarks et de gluons à l'intérieur des nucléons. Ceci constitue une des principales motivations de la mesure précise des fonctions de structure et, notamment, de la fonction F_2 , liée à la distribution en impulsion des quarks dans le nucléon.

Une telle analyse est « subtile » : elle nécessite la mesure précise de la variation de F_2 sur un large domaine cinématique. Ainsi, une haute statistique et la maîtrise des effets systématiques sont primordiales. L'étude méticuleuse du comportement de l'appareillage s'avère, comme nous le verrons au cours de cet exposé, essentielle.

Depuis les expériences pionnières de Stanford qui se sont poursuivies sous diverses formes jusqu'en 1984, plusieurs autres programmes ont été menés à bien, notamment aux faisceaux de muons et de neutrinos du laboratoire national Fermi de Chicago et du CERN, le laboratoire européen de physique des particules situé près de Genève. Parmi les expériences les plus récentes, on peut citer EMC, BCDMS (muons), CDHSW et CHARM (neutrinos) au CERN et CCFR (neutrinos), E665 (muons) à Fermilab.

À l'heure actuelle, tout porte à croire en la validité de la chromodynamique quantique. Néanmoins, du fait de sa complexité, cette théorie est la moins bien connue et la moins bien testée des théories constituant le fameux « modèle standard » de la physique des particules. De ce fait, un important travail reste à accomplir.

L'expérience NMC

C'est en 1985 que s'est formée au CERN une collaboration internationale de physiciens baptisée *New Muon Collaboration*. Le but de cette collaboration était la mesure des fonctions de structure au faisceau de muons du Super Synchrotron à Protons, à partir d'une version améliorée de l'appareillage des expériences EMC, achevées la même année.

Plus particulièrement, le domaine visé était celui des basses valeurs de x ($0,007 < x < 0,08$), peu ou mal couvert par les expériences précédentes de diffusion de leptons chargés.

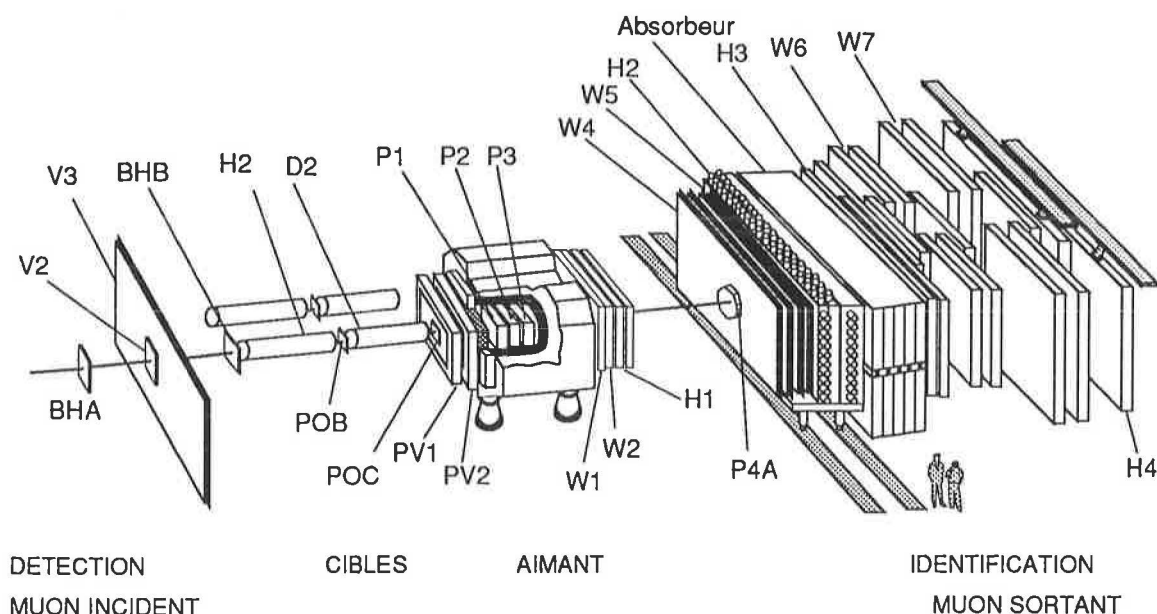


Fig. 6. Représentation visuelle du dispositif de l'expérience NMC.

Les ambitions de ce programme expérimental étaient les suivantes :

- la mesure des fonctions de structure F_2 et R des nucléons,
- la mesure directe du rapport F_2^n/F_2^p des fonctions de structure F_2 du neutron et du proton,
- l'étude des effets nucléaires sur les fonctions de structure,
- la mesure de la distribution de gluons dans le nucléon et le noyau par l'étude de la production de particules J/ψ .

Cette campagne fut menée de 1986 à 1989 sous la référence NA37.

Du point de vue expérimental, ce que l'on cherche à mesurer consiste, pour chaque événement de diffusion profondément inélastique produit, en la trajectoire et l'énergie des muons entrant et sortant. La mesure des trajectoires est réalisée par des séries de «chambres à fils» et de «scintillateurs», détecteurs classiques de la physique des particules. L'énergie des muons est obtenue par la mesure de la déflexion des trajectoires dans des champs magnétiques.

À partir d'un grand nombre d'événements, on peut alors déterminer la probabilité de diffusion en fonction des variables cinématiques et en extraire les fonctions de structure.

À la fin des années quatre-vingt, plusieurs désaccords étaient patents entre les résultats des expériences de diffusion profondément inélastique.

En particulier, l'incompatibilité était notable entre les résultats obtenus sur cibles d'hydrogène et de deutérium par les deux expériences de diffusion de muons réalisées alors au CERN : EMC (*European Muon Collaboration*, NA2) et BCDMS (Bologne-CERN-Dubna-Munich-Saclay, NA4).

C'est donc dans un certain contexte d'incertitude sur la mesure des fonctions de structure que les premiers résultats de la collaboration NMC ont été obtenus.

Plusieurs résultats importants dans l'étude de la structure du nucléon ont, à ce jour, été publiés par la collaboration NMC, notamment :

- La mesure des fonctions de structure F_2 du proton et du deuton [3]. Cette mesure a été réalisée avec la première partie des données de diffusion sur proton et deuton, enregistrées en 1986 et 1987 aux énergies de faisceau de 90 et 280 GeV (voir figure 7). Outre l'extension de la connaissance de la fonction F_2 aux basses valeurs de x , ces données ont permis non seulement de trancher le désaccord entre les expériences EMC et BCDMS en faveur de cette dernière, mais également de trouver la cause probable de ce désaccord.

- La mesure très précise du rapport F_2^n/F_2^p [4]. Ce résultat a permis, comme nous le verrons plus loin dans ce mémoire, de mesurer la différence entre la fonction de structure R du deuton et celle du proton [5]. La faible valeur de cette différence tend à indiquer la similarité des distributions de gluons dans les deux types de nucléons.

- Une analyse chromodynamique des fonctions de structure mesurées [6]. Cette analyse a montré la compatibilité des données avec la théorie des interactions fortes.

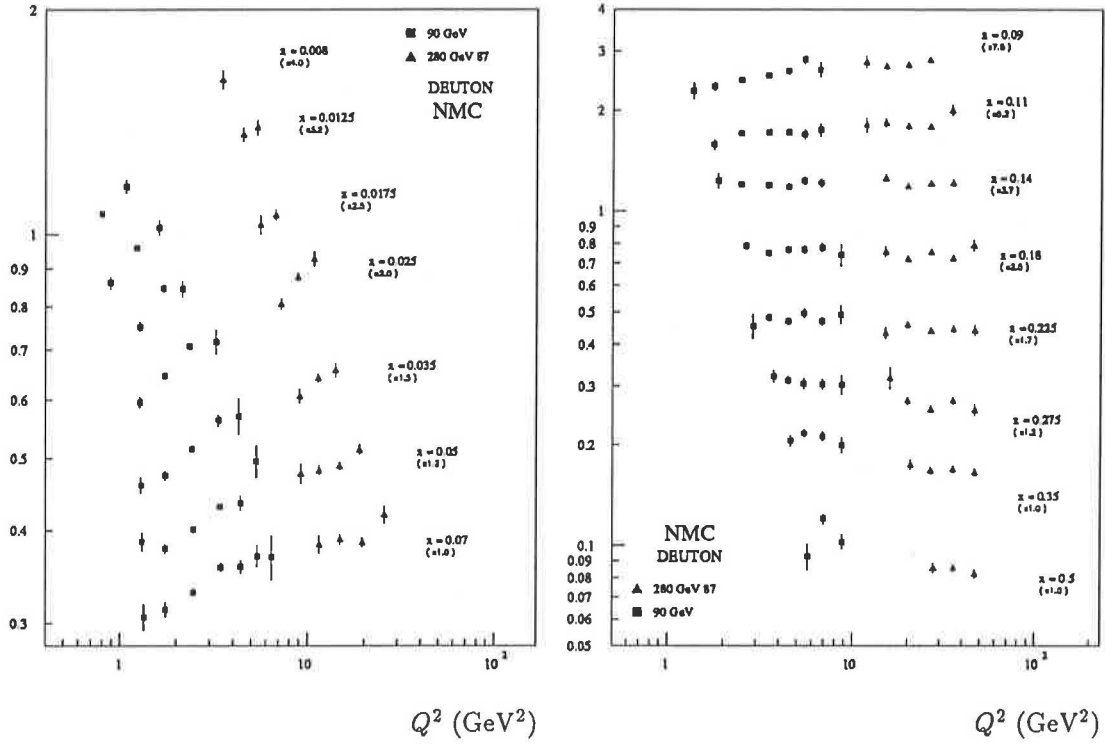


Fig. 7. La fonction de structure F_2 en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de x publiée par NMC [3]. Outre le doublement de la statistique des données à 280 GeV, les résultats présentés dans cette thèse permettent par l'apport de deux nouvelles énergies de faisceau, 120 et 200 GeV, de combler la « brèche » en Q^2 entre les deux échantillons des données publiées.

De plus, elle a permis la première détermination de la distribution des quarks et de la glu dans les nucléons à bas x (cf. . fig. 8) ainsi qu'une détermination de la constante de couplage fort en bon accord avec la valeur moyenne mondiale.

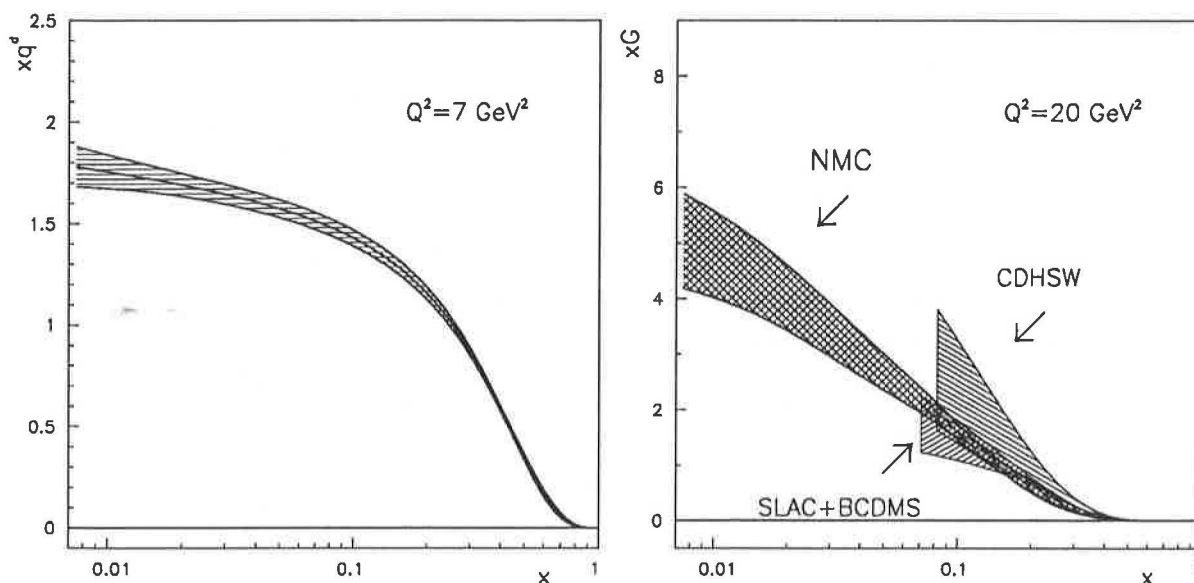


Fig. 8. Distributions de quarks et de gluons obtenues par l'analyse chromodynamique des données de NMC. Gauche : densité de quark dans le deuteron en fonction de la variable x à $Q^2 = 7 \text{ GeV}^2$. Droite : densité de gluon du nucléon à $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ comparée aux résultats d'expériences antérieures.

La contribution de la présente thèse

Les travaux qui font l'objet de cette thèse concernent principalement l'analyse de la seconde partie des données de diffusion sur proton et deuteron. Ces données enregistrées en 1989 sont d'une statistique comparable à celle du premier échantillon d'événements. Elles permettent, grâce à l'apport d'échantillons à deux nouvelles énergies de faisceau (120 et 200 GeV), de compléter le domaine de mesure de la fonction de structure F_2 exploré par les données de 1986 et 1987 (obtenues à 90 et 280 GeV).

L'adjonction de données à deux nouvelles énergies de faisceau est d'importance car, comme nous le verrons, l'extraction de la fonction de structure R nécessite la mesure de la section efficace à plusieurs énergies de faisceau. La redondance obtenue grâce aux quatre énergies utilisées à NMC peut conduire à la mesure de R la plus précise à l'heure actuelle dans le domaine des bas x . Ces données sont uniques car aucune expérience dans un futur proche n'aura la possibilité d'effectuer une telle

mesure.

Les résultats que nous présentons sont préliminaires, les études systématiques n'étant pas achevées au moment de la rédaction de ce mémoire. Néanmoins, nous pensons que les résultats définitifs, qui feront l'objet d'une publication prochaine resteront très proches.

Ces résultats vont pouvoir faire l'objet, dans les mois à venir d'une nouvelle analyse chromodynamique, combinés ou non avec ceux d'autres expériences. Il sera particulièrement intéressant d'analyser simultanément les données sur cibles fixes (NMC, BCDMS,...) et celles obtenues au collisionneur HERA (H1, ZEUS). Le domaine couvert en Q^2 sera alors considérablement étendu.

Ainsi, la précision sera accrue sur la détermination de la constante de couplage fort et des distributions des quarks et de la glu dans le nucléon.

RÉFÉRENCES

- [1] J. I. Friedman, H. W. Kendall, Deep inelastic scattering, Annual Review of Nuclear Sciences (1972) 203
- [2] C. Chang *et al.*, Observed Deviation from scale invariance in high-energy muon scattering, Physical Review Letters 35 (1975) 901
- [3] NMC, Proton and deuteron F_2 structure functions in deep inelastic muon scattering, Physics Letters B 295 (1992) 159
- [4] NMC, The ratio F_2^n/F_2^p in deep inelastic muon scattering, Nuclear Physics B 371 (1992) 3
- [5] NMC, Measurements of $R^d - R^p$ and $R^{Ca} - R^C$ in deep inelastic muon scattering, Physics Letters B 294 (1992) 120
T. G., A measurement of $R^d - R^p$ at low x , Proceedings of the XXIXth Rencontre de Moriond (à paraître en 1995), note DAPNIA/SPP 94-14
- [6] NMC, Quark and gluon distributions and α_s from nucleon structure functions at low x , Physics Letters B 309 (1993) 222

CHAPITRE PREMIER

LA DIFFUSION PROFONDÉMENT INÉLASTIQUE ET LA STRUCTURE INTERNE DU NUCLÉON

On appelle diffusion profondément inélastique, le processus de diffusion d'un lepton (électron, muon, neutrino ...) sur un nucléon dans lequel celui-ci est brisé en une « gerbe » de particules hadroniques (mésons π , K ... et au moins un baryon) :

$$l + N \longrightarrow l' + \text{hadrons}.$$

Ce processus intervient dès que l'énergie échangée entre le lepton et le nucléon atteint quelques GeV.

La section efficace différentielle de la diffusion profondément inélastique dépend de la structure interne du nucléon. Nous allons voir que l'on peut écrire cette quantité en exprimant la partie nucléonique, inconnue *a priori*, sous forme de fonctions scalaires dépendant de la cinématique du processus, les fonctions de structure.

Les mesures expérimentales des fonctions de structure sont interprétées en termes d'une structure composite du proton et du neutron.

Après un résumé qualitatif des fondements de la chromodynamique quantique, la théorie de jauge des interactions fortes, nous verrons comment cette théorie appliquée à la diffusion profondément inélastique permet d'interpréter les résultats expérimentaux et comment les mesures précises des fonctions de structure fournissent un excellent test quantitatif de cette théorie.

§ 1. La diffusion inélastique profonde

a) Cinématique de la diffusion

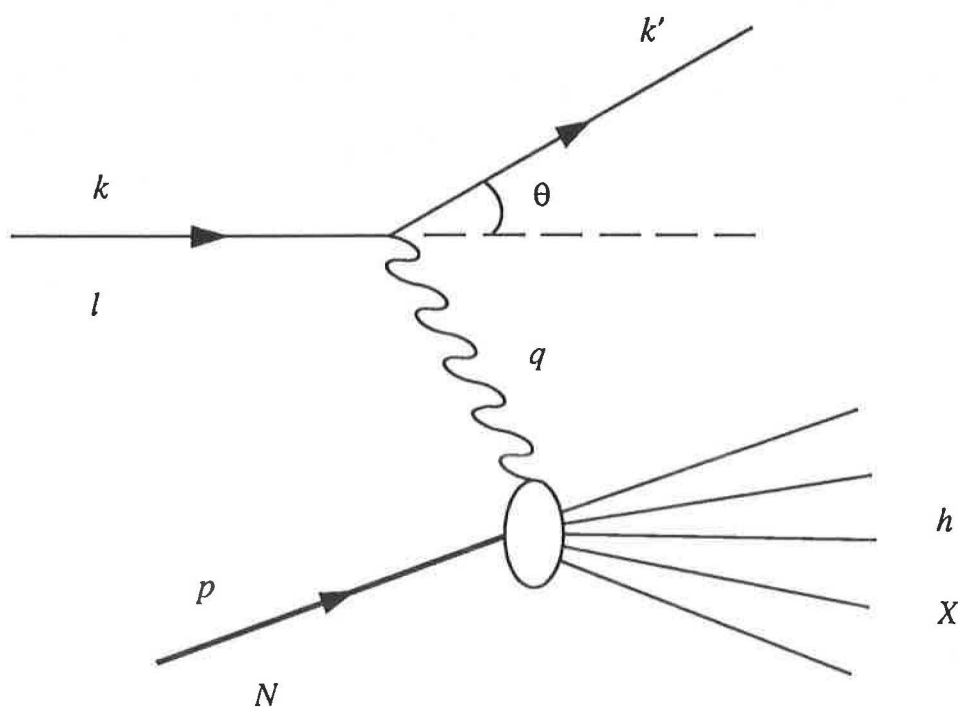


Fig. I,1.

Le projectile étant un lepton, la diffusion peut avoir lieu par interaction électromagnétique ou faible. Au premier ordre, elle résulte de l'échange d'un boson : γ , Z^0 ou $W^\pm$, vecteur de l'interaction. Ce processus est schématisé à la figure I,1 :

Un lepton l de quadri-impulsion $k = (E, \vec{k})$ est diffusé à un angle θ sur un nucléon N de quadri-impulsion P et de masse M . L'interaction a lieu par l'échange d'un boson de quadri-impulsion q . Le nucléon-cible est brisé formant une gerbe hadronique X de quadri-impulsion totale h , de masse carrée très supérieure à celle du nucléon.

Dans ce qui suit, E , E' , et θ représentent respectivement les énergies des leptons incident et diffusé et l'angle de diffusion mesurés dans le référentiel du laboratoire.

À ce stade, il est légitime de considérer le nucléon-cible au repos : $P = (M, \vec{0})$. On définit les invariants suivants :

$$Q^2 = -q^2$$

$$W^2 = h^2$$

$$\nu = \frac{Pq}{M} = E - E' \quad (\text{I},1)$$

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

$$y = \frac{Pq}{Pk} = \frac{\nu}{E}$$

La conservation de l'énergie-impulsion au vertex leptonique impose :

$$q = k - k'$$

soit, au carré :

$$\begin{aligned} q^2 &= k^2 + k'^2 - 2kk' \\ &= 2m^2 - 2EE' + 2\vec{k}\vec{k}' \\ &= 2\left\{m^2 - EE' + \sqrt{E^2 - m^2}\sqrt{E'^2 - m^2}\cos\theta\right\}. \end{aligned}$$

Ainsi, le carré de la quadri-impulsion du photon est négatif. L'annulation de θ correspond à la limite de non-interaction. La variable Q^2 , positive, caractérise l'échelle de la quadri-impulsion transférée.

Les variables x et y sont dites variables de Bjorken et sont comprises entre 0 et 1. Ceci est évident pour y qui représente la fraction de la quadri-impulsion du lepton incident transférée à la cible ; on peut s'en convaincre facilement pour x à partir de la conservation de l'énergie-impulsion au vertex hadronique :

$$q + P = h.$$

Élevée au carré, cette expression devient :

$$-Q^2 + M^2 + 2Pq = W^2$$

Or, $W^2 \geq M^2$ implique :

$$2Pq - Q^2 \geq 0$$

ce qui équivaut à $x \leq 1$. Le signe de x étant en outre donné par celui de Q^2 , il vient :

$$0 \leq x \leq 1$$

Nous verrons plus loin quelle signification acquiert cette variable dans le cadre d'une interprétation en termes d'une structure composite du nucléon.

Les quadrivecteurs d'impulsion des leptons incident et diffusé contiennent toute l'information sur la cinématique du processus.

Dans l'expérience NMC, les projectiles utilisés sont des muons d'énergie inférieure à 300 GeV. Dans ce cas l'interaction électromagnétique est dominante et au premier ordre, la diffusion a lieu par l'échange d'un photon.

b) Les fonctions de structure

L'amplitude correspondant au diagramme de la figure I,1 dans le cas de la diffusion d'un lepton chargé *via* l'échange d'un photon peut s'écrire en électrodynamique quantique :

$$T = e^2 \bar{u}(k', \lambda') \gamma_\mu u(k, \lambda) \frac{1}{q^2} < X | J^\mu | N_\sigma >$$

où e représente la charge de l'électron, u et $\bar{u}$ sont les spineurs de Dirac associés aux leptons incidents et diffusés (de polarisations λ et λ'), σ représente l'état de spin du nucléon et J^μ est l'opérateur courant électromagnétique, le terme $< X | J^\mu | N_\sigma >$ étant, bien entendu, inconnu.

On peut exprimer la section efficace différentielle sous forme d'une contraction de 2 tenseurs, un tenseur « leptonique » $L_{\mu\nu}$ correspondant à l'interaction lepton-photon et un tenseur « hadronique » $W_{\mu\nu}$ correspondant à l'interaction photon-nucléon :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = 16\pi^2 \frac{E'}{E} \sum_{\text{spins}} |T|^2 = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu},$$

où $d\Omega = d\cos\theta d\phi$ est l'élément d'angle solide et $\alpha = e^2/4\pi$ est la constante de structure fine. Le tenseur leptonique peut être calculé en électrodynamique quantique :

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda'} \bar{u}(k', \lambda') \gamma_\mu u(k, \lambda) \bar{u}(k, \lambda) \gamma_\nu u(k, \lambda') \\ &= \frac{1}{2} (2k_\mu k_\nu - k_\mu q_\nu - q_\mu k_\nu + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} q^2). \end{aligned} \quad (\text{I},2)$$

Le tenseur hadronique peut, quant à lui, s'écrire :

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} \langle N_\sigma | J^{\mu+} | X \rangle \langle X | J^\nu | N_\sigma \rangle (2\pi)^3 \delta^4(p + q - h) . \quad (\text{I},3)$$

Tout ce que l'on peut dire *a priori* de ce tenseur est que, dans le cas le plus général, il est une combinaison des six tenseurs que l'on peut former à partir des quadrivecteurs p et q :

$$W^{\mu\nu} = W_1 g^{\mu\nu} + W_2 p^\mu p^\nu + i W_3 \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho q_\sigma + W_4 q^\mu q^\nu + W_5 (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) + i W_6 (p^\mu q^\nu - p^\nu q^\mu) . \quad (\text{I},4)$$

Chaque coefficient W_i est un scalaire de Lorentz fonction de p et q et donc de deux scalaires indépendants formés à partir de ces quadrivecteurs. L'interaction électromagnétique préservant l'invariance par parité et par conjugaison de charge, l'expression I,3 est nécessairement symétrique dans les indices de Lorentz μ et ν , et seuls les termes symétriques de I,4 peuvent contribuer.

On montre de plus que l'invariance par une transformation de jauge impose :

$$q_\mu \cdot W^{\mu\nu} = 0 .$$

On peut donc réécrire le tenseur hadronique sous la forme :

$$W^{\mu\nu} = \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) F_1(x, Q^2) + \left(p^\mu - q^\mu \frac{p \cdot q}{q^2} \right) \left(p^\nu - q^\nu \frac{p \cdot q}{q^2} \right) \frac{1}{M\nu} F_2(x, Q^2)$$

où les fonctions F_1 et F_2 sont réelles et sans dimension.

Ainsi, dans le cas de l'échange d'un photon, le tenseur hadronique s'exprime en termes de deux fonctions scalaires. Ces fonctions appelées « fonctions de structure » contiennent l'information sur la structure du nucléon.

La section efficace différentielle dans le référentiel du laboratoire peut donc s'écrire :

$$\left. \frac{d^2\sigma}{d\nu dQ^2} \right|_{\text{labo}} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left\{ \frac{2}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{1}{\nu} \cos^2 \frac{\theta}{2} F_2(x, Q^2) \right\} .$$

Dans le cas de la diffusion de neutrinos, l'interaction mise en jeu est l'interaction faible. Cette interaction ne préservant pas la parité, l'expression du tenseur hadronique fait également intervenir le terme W_3 de l'expression I,4.

La section efficace totale d'absorption d'un photon virtuel peut s'écrire :

$$\sigma_{tot}(\gamma^* p \rightarrow X) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \varepsilon_\mu^\lambda \varepsilon_\nu^{\lambda*} W^{\mu\nu} ,$$

où K est un facteur de flux (on prend généralement $K = (W^2 - M^2)/2M$) et λ est l'hélicité du photon. Pour les différents états de polarisation du photon, cette section efficace s'écrit (L=longitudinale, T=transverse) [1]

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} F_1 , \\ \sigma_L &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \left\{ \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) \frac{M}{\nu} F_2 - F_1 \right\} . \end{aligned}$$

On a coutume d'exprimer la section efficace différentielle en fonction de F_2 et du rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$:

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1 + Q^2/\nu^2}{2x} \frac{F_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)} - 1 , \quad (I,5)$$

On obtient alors l'expression :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 E^2 \nu} \left\{ 2EE' - \frac{Q^2}{2} + \frac{\nu^2 + Q^2}{1 + R(x, Q^2)} \right\} F_2(x, Q^2) . \quad (I,6)$$

Nous verrons plus loin la signification de R dans le cadre d'une description du nucléon en termes de constituants ponctuels.

c) *Le modèle des partons*

Ce modèle, élaboré par Bjorken [2] et Feynman (voir [1]) à la fin des années soixante permet de rendre compte approximativement des résultats des premières expériences de diffusion à grand transfert. Ces premières mesures montraient que les fonctions de structure pour une valeur de x donnée, ne dépendaient que relativement peu de Q^2 , le carré de la quadri-impulsion du photon échangé de sorte que ces fonctions ne semblaient dépendre que du seul paramètre x (cf. [3, 4] introduction, fig. 2) :

$$F_1(x, Q^2) \longrightarrow F_1(x) ,$$

$$F_2(x, Q^2) \longrightarrow F_2(x) .$$

Les travaux de Bjorken et Feynmann ont montré que cette « invariance d'échelle » des fonctions de structure était compatible avec une structure composite du nucléon. On peut le comprendre intuitivement :

D'après les inégalités de Heisenberg, on peut s'attendre à ce que :

$$q \cdot \xi \sim \hbar$$

où ξ représente un quadri-vecteur d'espace-temps caractéristique associé au photon virtuel. Un accroissement de la variable $Q^2 = \nu^2 - \vec{q}^2$ pour une valeur de x fixée implique un accroissement de $\vec{q}^2$ et ainsi une diminution de ξ^2 et donc de la taille de la région sondée par le photon. Or si le nucléon est formé de composants ponctuels, on comprend bien que sa structure sera la même quelle que soit la taille de la région sondée (cf. introduction fig.3)

Dans le modèle des partons, le nucléon est considéré comme un ensemble de centres diffuseurs quasi-libres appelés partons. Les autres hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

— Les partons n'interagissent pas entre eux pendant le temps de la diffusion du lepton.

— Les masses des partons et du nucléon ainsi que les impulsions transverses des partons sont négligeables devant ν .

L'hypothèse de la non-interaction des partons pendant le temps de diffusion implique que ce dernier soit très court. Or, de par le principe de Heisenberg, $\nu \cdot \Delta t \sim \hbar$, le fait que Δt soit petit impose une grande valeur de ν . Le modèle des partons s'applique donc dans la limite des grandes valeurs de ν et Q^2 pour un x fini (limite de Bjorken).

La diffusion profondément inélastique d'un lepton sur un nucléon se réduit dans le modèle des partons à la diffusion élastique du lepton sur un des partons constituant le nucléon. La section efficace totale du processus revient alors à une somme incohérente des sections efficaces élastiques sur chacun des partons.

Si on note p , la quadri-impulsion du parton heurté avant l'interaction et p' , celle du parton diffusé, on a

$$p' = p + q$$

et la diffusion étant élastique,

$$p'^2 = p^2 = (p + q)^2 = p^2 + q^2 + 2pq$$

Ainsi,

$$\frac{Q^2}{2pq} = 1$$

et, comme $x = Q^2/2Pq$ (éq. I,1), il vient

$$p = xP.$$

Ainsi, dans le modèle des partons, la variable de Bjorken x représente la fraction de la quadri-impulsion du nucléon portée par le parton heurté.

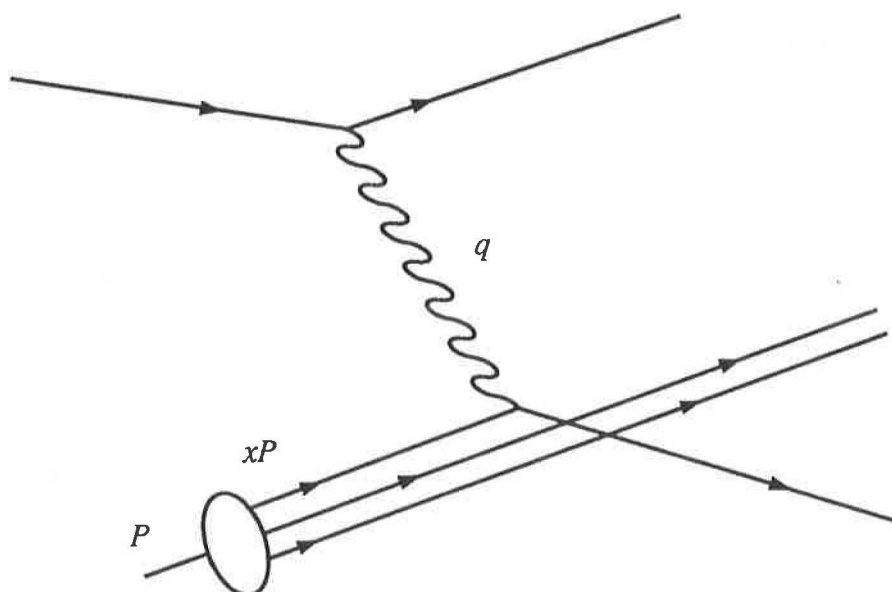


Fig. I,2. Diffusion inélastique profonde dans le modèle des partons. Le lepton interagit élastiquement avec un des partons constituant le nucléon, porteur de la fraction x de l'impulsion du nucléon.

Le calcul de la section efficace dans le cas d'une sommation incohérente de diffusion élastiques sur les partons conduit aux expressions suivantes pour les fonctions de structures :

$$F_1 = \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 f_q(x) & \text{partons de spin } \frac{1}{2} \\ 0 & \text{partons de spin } 0 \end{cases}$$

et quel que soit le spin des partons,

$$F_2 = \frac{1}{2} x \sum_q e_q^2 f_q(x)$$

où $f_q(x)$ représente la densité de probabilité d'avoir un parton d'impulsion xP . Les fonctions F_1 et R sont directement reliées au spin des partons. Ceci devient évident lorsqu'on se place dans un référentiel où la direction du photon virtuel est colinéaire à celle du parton (référentiel de Breit).

Dans un tel référentiel, la diffusion élastique lepton-parton se traduit par un renversement de la direction du parton avec conservation de la quantité de mouvement.

Si le parton heurté est de spin 0, il est clair, par conservation du moment cinétique dans la direction des trajectoires du photon et du parton, que seule l'interaction avec un photon virtuel d'hélicité nulle, c'est-à-dire polarisé longitudinalement, est possible.

Au contraire, si le parton est de spin $\frac{1}{2}$, la conservation du moment cinétique impose l'absorption d'un photon d'hélicité ± 1 et donc polarisé transversalement.

Ainsi, dans le cas de partons de spin 0, on a

$$\begin{aligned}\sigma_T &\longrightarrow 0 \\ R &\longrightarrow \infty\end{aligned}$$

et dans le cas de partons de spin $\frac{1}{2}$,

$$\begin{aligned}\sigma_L &\longrightarrow 0 \\ \text{et } R &\longrightarrow 0\end{aligned}$$

Les mesures expérimentales accordent à la fonction de structure R une valeur proche de zéro, accréditant l'hypothèse de partons de spin $\frac{1}{2}$.

Dans la limite de Bjorken et pour $R \longrightarrow 0$, l'équation I,5 donne :

$$F_2 \approx 2xF_1$$

(relation de Callan-Gross [5]) qui montre que dans cette limite, une seule fonction de structure permet de décrire le nucléon.

d) Le modèle des quarks-partons

Afin de rendre compte des symétries observées dans les nombres quantiques des hadrons, Gell-Mann et Zweig ont introduit un modèle dans lequel les hadrons sont

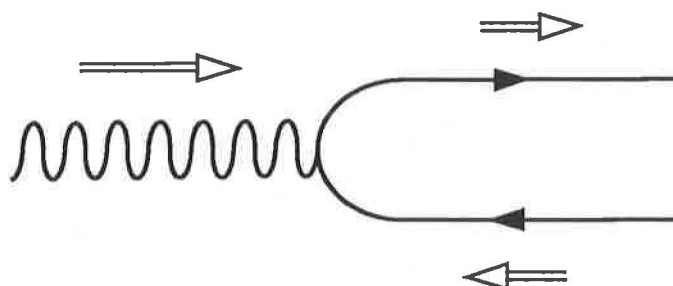


Fig. I,3. Conservation du moment cinétique dans le référentiel de Breit dans le cas d'un photon d'hélicité +1.

décrits comme des états liés de particules fictives de charges fractionnaires et de spin $\frac{1}{2}$, les *quarks*. Aux baryons correspondent des états liés de trois quarks, et aux mésons, des états liés quark-antiquark. Nous rappelons au tableau I,1 les nombres quantiques des différents quarks.

Tableau I,1. Masses et nombres quantiques des quarks ; B = représente le nombre baryonique, e_q , la charge électromagnétique du quark q . Les estimations des masses des quarks proviennent de [6].

q	masse	B	e_q	u	d	s	c	b	t
u	2-8 MeV	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	1	0	0	0	0	0
d	5-15 MeV	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	-1	0	0	0	0
s	100-300 MeV	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0
c	1-1,6 GeV	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0	0	1	0	0
b	4,1-4,2 GeV	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	0
t	174 GeV ?	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0	0	0	0	1

Les partons ont rapidement été identifiés aux quarks. Cela revient à différencier les partons selon les saveurs des quarks. Ainsi, dans ce modèle dit des «quarks-partons», le nucléon est décrit comme un ensemble de quarks et d'antiquarks tel que

seuls trois quarks contribuent au nombre quantique du nucléon. Ces trois quarks appelés «quarks de valence» correspondent à la composition du nucléon dans le modèle des quarks : (uud) pour le proton et (udd) pour le neutron. L'ensemble des autres partons constitue en quelque sorte une soupe neutre de paires quark-antiquark appelée «mer» et ne contribue pas aux nombres quantiques du nucléon.

Ce concept de quarks de valence ne signifie pas pour autant qu'il faille considérer trois quarks particuliers au sein du nucléon. Ceci serait d'ailleurs incompatible avec l'indiscernabilité des fermions. Tout ce que l'on peut dire *a priori* est que les quarks de valence correspondent à la résultante des nombres quantiques des constituants du nucléon.

Ainsi, la distribution $q(x)$ de la quantité de mouvement des quarks de saveur q dans le nucléon peut être décomposée en mer et valence :

$$q(x) = q_{\text{val.}}(x) + q_{\text{mer}}(x)$$

La fonction de structure F_2 se ramène alors à l'expression :

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

qui correspond à la fraction de l'impulsion du nucléon portée par tous les quarks et antiquarks qui le composent, pondérée par leur charge au carré.

Dans le cas du proton, on a, d'après l'équation précédente et en omettant la contribution des quarks lourds b et t, hautement négligeable du fait de l'importance de leur masse :

$$F_2^p(x) = x \left\{ \frac{4}{9} \left(u(x) + \bar{u}(x) + c(x) + \bar{c}(x) \right) + \frac{1}{9} \left(d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x) \right) \right\}.$$

Les quarks de valence étant de type u et d, les quarks de type s et c appartiennent à la mer et donc $s(x) = \bar{s}(x)$ et $c(x) = \bar{c}(x)$. Il vient :

$$F_2^p = x \left\{ \frac{4}{9} \left(u(x) + \bar{u}(x) + 2c(x) \right) + \frac{1}{9} \left(d(x) + \bar{d}(x) + 2s(x) \right) \right\}.$$

La symétrie d'isospin que vérifie le nucléon s'écrit :

$$u(x) \equiv u^p(x) = d^n(x) ,$$

$$\bar{u}(x) \equiv \bar{u}^p(x) = \bar{d}^n(x) ,$$

$$d(x) \equiv d^p(x) = u^n(x) ,$$

$$\bar{d}(x) \equiv \bar{d}^p(x) = \bar{u}^n(x) ,$$

les distributions des quarks c et s et des antiquarks correspondants étant les mêmes pour les deux nucléons. La fonction de structure F_2 pour le neutron peut ainsi s'exprimer en termes de distributions de quarks dans le proton :

$$F_2^n = x \left\{ \frac{4}{9} (d(x) + \bar{d}(x) + 2c(x)) + \frac{1}{9} (u(x) + \bar{u}(x) + 2s(x)) \right\} .$$

On peut définir la fonction de structure du nucléon $F_2^N = (F_2^p + F_2^n)/2$ qui a donc pour expression :

$$F_2^N = \frac{5}{18} x (u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + 2s(x) + 2c(x)) + \frac{1}{3} x (c - s) \quad (I,7)$$

La différence des fonctions de structure des deux nucléons dans le modèle des quarks-partons est :

$$F_2^p(x) - F_2^n(x) = \frac{1}{3} x (u(x) + \bar{u}(x) - d(x) - \bar{d}(x)) .$$

e) Les insuffisances du modèle des quarks-partons

L'intégrale en x de la fonction de structure F_2^N correspond à la fraction de la quantité de mouvement portée par les quarks :

$$\int_0^1 F_2 dx = \frac{5}{18} \int_0^1 \sum_q x \{ q(x) + \bar{q}(x) \} dx - \frac{3}{18} \int_0^1 2x \{ \bar{s}(x) - \bar{c}(x) \} dx$$

Les résultats expérimentaux en diffusion de muons aussi bien qu'en diffusion de neutrinos montrent qu'approximativement, la moitié de la quantité de mouvement du nucléon est portée par les quarks. L'autre moitié est donc nécessairement portée par des constituants n'interagissant ni électromagnétiquement, ni par interaction faible.

Qui plus est, le modèle des quarks-partons s'est rapidement avéré insuffisant puisqu'avec l'accroissement en énergie du domaine mesuré, les résultats expérimentaux montrèrent une brisure de l'invariance d'échelle des fonctions de structure. En fonction de Q^2 , celles-ci croissent à bas x et décroissent à grand x .

Clairement, les constituants du nucléon ne peuvent être considérés comme libres et leurs interactions doivent être prises en compte. L'ordre de grandeur de la variation observée des fonctions de structure avec Q^2 est trop important pour que cette variation soit provoquée par les interactions faible et électromagnétique.

L'avènement de la chromodynamique quantique comme théorie des interactions fortes a tout naturellement conduit à affiner le modèle des partons par la prise en compte de manière perturbative de l'interaction forte à l'intérieur du nucléon.

§ 2. La chromodynamique quantique

Le développement des théories de jauge et le succès de l'électrodynamique quantique ont conduit les théoriciens à bâtir une théorie de ce type pour l'interaction forte. Dans le cas de l'électrodynamique, la symétrie de jauge est d'ordre 1 de manière à engendrer un seul vecteur d'interaction : le photon. Dans le cas des interactions fortes, un problème consiste à déterminer la symétrie sur laquelle doit être basée la théorie.

Le modèle des quarks a conduit à introduire une nouvelle symétrie. En effet, la résonnance Δ^{++} de charge $+2e$ et de spin $\frac{3}{2}$ correspond, dans ce modèle à un état lié de trois quarks u dans le même état de spin $\frac{1}{2}$. Or un tel état viole la statistique de Fermi de par sa symétrie par permutation des quarks. Ce problème a été résolu par l'adjonction d'un nouveau nombre quantique pouvant prendre trois valeurs : la *couleur*.

L'idée de base de la chromodynamique a été de fonder cette théorie sur la symétrie d'ordre trois du nombre quantique de couleur. Les conséquences de cette symétrie sur le comportement de l'intensité de l'interaction ainsi décrite semblent correspondre à la réalité physique.

Dans ce qui suit nous donnons un aperçu qualitatif de la théorie de jauge des interactions fortes et de la façon dont l'information en est extraite *via* le processus de renormalisation. Bien entendu, nous nous limiterons à la philosophie générale de l'ensemble.

a) Généralités

La chromodynamique quantique est la théorie de jauge dont le groupe des phases est le groupe $SU(3)$ de couleur. Les variables dynamiques fondamentales de la théorie sont des champs de spin $\frac{1}{2}$ porteurs des nombres quantiques que l'on identifie à ceux des quarks. Ces champs sont associés à la représentation fondamentale du groupe $SU(3)_{\text{couleur}}$, de sorte que chaque saveur de quark (notée q) peut se manifester sous trois états correspondant aux trois valeurs du nombre quantique de couleur :

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}$$

Les générateurs du groupe $SU(3)$ constituent la représentation adjointe du groupe et correspondent aux huit combinaisons indépendantes pouvant être formées à partir des neuf paires couleur-anticouleur. À ces huit générateurs sont associés les champs de jauge, vecteurs de l'interaction forte : les gluons. L'algèbre du groupe $SU(3)$ peut être formée à partir des matrices

$$T^a = \frac{1}{2} \lambda^a ,$$

où les λ_a ($a = 1, \dots, 8$) sont les matrices de Gell-Mann. On a :

$$[T^a, T^b] = i f_{abc} T^c$$

où f_{abc} désigne les constantes de structure du groupe $SU(3)$.

Le lagrangien s'écrit

$$\mathcal{L}_{\text{CDQ}} = \sum_q \bar{\psi}_q (i \gamma^\mu D_\mu - m_q) \psi_q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} . \quad (\text{I},8)$$

D_μ est la dérivée covariante :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - i g T^a A_\mu^a ,$$

et

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c ,$$

où les A_μ^a sont les champs de jauge (les gluons) et g désigne la constante de couplage de la théorie.

Les différents couplages contenus dans ce lagrangien sont représentés à la figure I,4. Outre le couplage quark-gluon, le lagrangien fait intervenir des termes trilinéaires et quadrilinéaires d'autocouplage de champs de gluons, conséquence de la non-commutativité du groupe $SU(3)$.

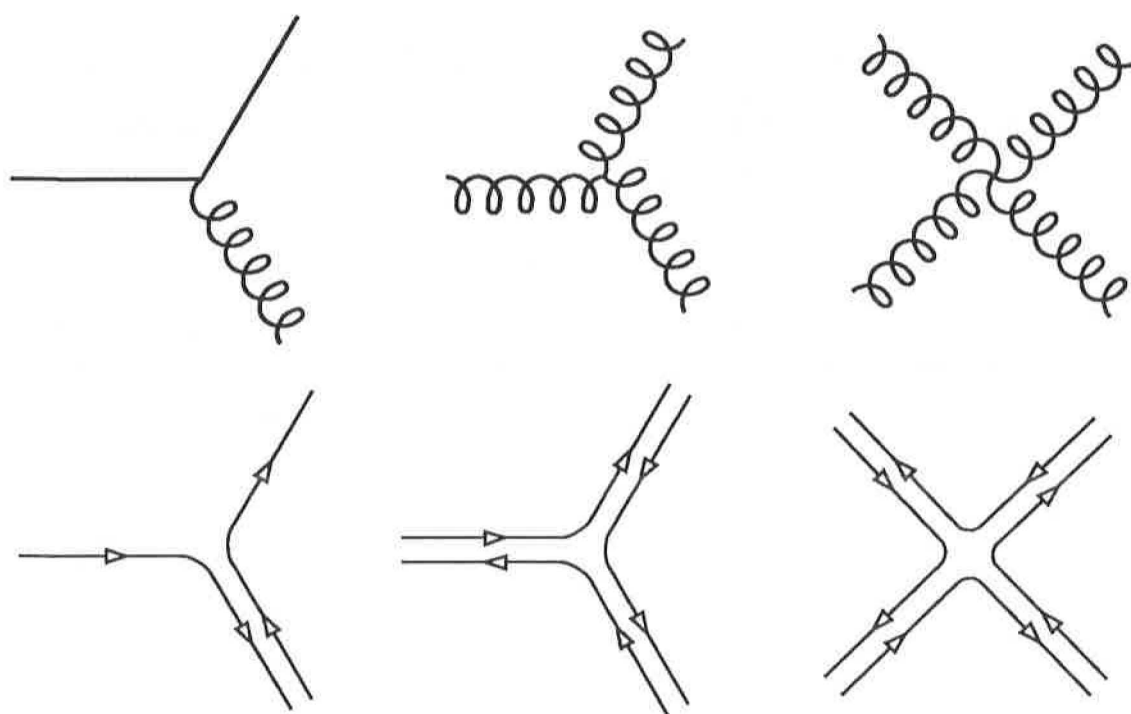


Fig. I,4. Couplages introduits par le lagrangien de la chromodynamique quantique : $q\bar{q}g$, ggg , $gggg$ et exemples de flux de couleur associés.

Sans entrer dans le détail, ajoutons que la quantification du lagrangien impose l'adjonction de deux termes à la formule I,8. L'un reflète la « condition de jauge », l'autre permet, par l'adjonction de particules fictives, de compenser les degrés de liberté redondants impliqués par l'invariance locale de la théorie.

b) La renormalisation en chromodynamique

α) Le principe de la renormalisation

Comme dans toute théorie de champs relativiste locale, les amplitudes de certains processus d'ordre supérieur en g , sont divergentes dans la limite des impulsions

entrantes et sortantes infinies ($k_i \rightarrow \infty$). Ces divergences proviennent de produits d'opérateurs de champs pris au même point de l'espace-temps. Les intégrales apparaissant dans l'expression de ces amplitudes doivent être régularisées. Plusieurs procédures peuvent être employées, la plus simple consistant à imposer une borne d'intégration supérieure finie (« coupure » ultraviolette) :

$$I = \int^{\infty} d^4k \dots \longrightarrow I(\Lambda) = \int^{\Lambda} d^4k \dots$$

Une autre méthode, dite *régularisation dimensionnelle*, consiste à effectuer les calculs en dimension $D < 4$ où les intégrales convergent.

$$I = \int d^4k \dots \longrightarrow I(\varepsilon = 4 - D) = \int d^Dk \dots$$

Dans tous les cas, la régularisation revient à modifier le lagrangien $\mathcal{L}$ de la théorie, le rendant dépendant d'un paramètre ε , de façon à ce que les fonctions de Green obtenues à partir du nouveau lagrangien $\mathcal{L}_\varepsilon$ soient toutes finies et que l'on retrouve le lagrangien de départ dans la limite d' ε tendant vers zéro.

Dans le cas de la régularisation par coupure, la coupure aux grandes impulsions se ramène à l'adjonction d'un terme dépendant de Λ dans le lagrangien. Dans le cas de la régularisation dimensionnelle, le lagrangien acquiert une dépendance en $\varepsilon = 4 - D$ à travers la constante de couplage en dimension D . Les parties des fonctions de Green qui divergent quand $\varepsilon \rightarrow 0$, sont alors absorbées par une redéfinition (*renormalisation*) des paramètres du lagrangien : masses, constante de couplage, champs, ainsi que le paramètre de jauge.

$$\begin{aligned} g^0 &\longrightarrow g = Z_g^{-1} g^0 \\ m_q^0 &\longrightarrow m_q = Z_{m_q}^{-\frac{1}{2}} m_q^0 \\ \psi_q^0(x) &\longrightarrow \psi_q(x) = Z_F^{-\frac{1}{2}} \psi_q^0(x) \\ a^0 &\longrightarrow a = Z_a^{-1} a^0 \end{aligned} \tag{I,9}$$

Les facteurs de renormalisation (Z_g, Z_{m_q} etc.) sont calculés perturbativement ordre par ordre.

β) L'ambiguïté de renormalisation

Il existe une ambiguïté dans la définition de la partie divergente des fonctions de Green. Plusieurs choix peuvent être faits ; on parle de «schémas de renormalisation». En électrodynamique quantique, une prescription «naturelle» lève cette ambiguïté : on impose que dans la limite des basses impulsions ($\vec{k}_i \rightarrow 0$), les fonctions de Green coïncident avec la théorie classique. Un tel schéma, privilégié par des considérations physiques, n'existe pas en chromodynamique. Les fonctions de Green étant dépendantes du schéma de renormalisation, les prédictions perturbatives des quantités physiques le sont aussi. Plus précisément, si une quantité physique $P(g)$ est développée en puissances de g dans un schéma de renormalisation donné,

$$P = \sum_n C_n g^n ,$$

la constante de couplage renormalisée g étant dépendante du schéma de renormalisation, les coefficients C_n en dépendent généralement. Il en découle que, bien que $P(g)$ soit indépendante de la procédure de renormalisation, la limitation du développement perturbatif à un ordre fini en g rend le calcul de P dépendant de cette procédure. Deux prédictions de la même quantité physique déterminées dans deux schémas distincts, différeront à l'ordre négligé dans les calculs. Dans le cas de l'électrodynamique quantique, la taille des ordres négligés reste faible, rendant le choix du schéma inessential. Par contre, en chromodynamique les différences sont généralement non-négligeables et il est nécessaire de préciser dans quel schéma de renormalisation les prédictions physiques ont été calculées. Le schéma le plus utilisé en diffusion profondément inélastique est le schéma dit de «soustraction minimale modifié» ($\overline{\text{MS}}$).

La soustraction des infinis introduit dans la théorie un paramètre de masse arbitraire μ dépendant de la procédure de régularisation. En régularisation dimensionnelle, cette échelle de masse est nécessaire pour préserver le caractère scalaire de l'action lors du passage en dimension D , alors que la constante de couplage acquiert une dimension. La fonction de Green renormalisée dépend de cette échelle. Or, un changement d'échelle $\mu \rightarrow \mu'$ ne doit pas avoir de conséquence physique. Ceci implique une dépendance en μ des paramètres renormalisés compensant celle, explicite, de la fonction de Green.

Dans un schéma de renormalisation donné, l'ensemble des transformations d'échelle $\mu \rightarrow \mu'$ constitue le *groupe de renormalisation*. L'invariance des quantités physiques sous les transformations de ce groupe est utilisée pour explorer le

comportement asymptotique de la théorie.

γ) Les équations du groupe de renormalisation

Les paramètres renormalisés obtenus par deux procédures contrôlant les divergences à deux échelles de masse différentes μ et μ' sont reliés par une renormalisation finie :

$$g(\mu') = z_g(\mu', \mu)g(\mu)$$

avec $z_g(\mu', \mu) = Z_g(\mu)/Z_g(\mu')$. Une relation du même type unit les fonctions de Green renormalisées obtenues dans ces deux procédures :

$$\Gamma(\mu') = z_\Gamma(\mu', \mu)\Gamma(\mu)$$

avec $z_\Gamma(\mu', \mu) = Z_\Gamma(\mu)/Z_\Gamma(\mu')$, Z_Γ étant le produit des facteurs de renormalisation des champs associés à la fonction de Green. Dans le cas d'un changement infinitésimal de l'échelle de renormalisation, ces équations se réduisent à des équations différentielles : les équations différentielles de Lie du groupe de renormalisation. Ces équations expriment la variation des fonctions de Green et des paramètres de la théorie (masses, constantes de couplages) avec l'échelle de renormalisation μ .

L'invariance par une transformation infinitésimale de l'échelle de renormalisation μ de la fonction de Green non-renormalisée s'écrit

$$\left\{ \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + g\beta \frac{\partial}{\partial g} + \sum_q m_q \gamma_{m,q} \frac{\partial}{\partial m_q} + \frac{dm_q}{d\mu} m_q + \beta_a \frac{\partial}{\partial a} - \frac{1}{Z_\Gamma} \mu \frac{dZ_\Gamma}{d\mu} \right\} \Gamma_{n_g, n_q} = 0, \quad (\text{I}, 10)$$

où Γ_{n_g, n_q} est la fonction de Green renormalisée, à n_g gluons et n_q quarks amputée des pattes externes, et avec les fonctions β , $\gamma_{m,q}$, β_a définies par

$$\begin{aligned} \mu \frac{dg}{d\mu} &= g\beta(g, m_q, a; \varepsilon) \\ \mu \frac{dm_q}{d\mu} &= -m_q \gamma_{m,q}(g, m_q, a; \varepsilon) \\ \mu \frac{da}{d\mu} &= \beta_a(g, \frac{m_q}{\mu}, a; \varepsilon). \end{aligned} \quad (\text{I}, 11)$$

On démontre par analyse dimensionnelle que si les impulsions des particules associées à la fonction de Green sont normalisées par un paramètre λ sans dimension (*i.e.* $k_1, \dots, k_n \longrightarrow \lambda k_1, \dots, \lambda k_n$; $n = n_g + n_q$), alors l'équation I,10 devient

$$\left\{ -\frac{\partial}{\partial \log \lambda} + g\beta \frac{\partial}{\partial g} + \beta_a \frac{\partial}{\partial a} - \sum_q m_q (1 + \gamma_{m,q}) \frac{\partial}{\partial m_q} + \rho_\Gamma - \gamma_\Gamma \right\} \Gamma(\lambda k_i; g, a, m_q; \mu) = 0, \quad (\text{I}, 12)$$

où ρ_Γ est la dimension de la fonction de Green et $\gamma_\Gamma = Z_\Gamma^{-1} \mu dZ_\Gamma/d\mu$.

La solution de l'équation I,12 (dite de Callan-Symanzik) s'exprime en fonction des paramètres *effectifs* $\bar{g}(\lambda, g)$, $\bar{m}_q(\lambda, g)$, $\bar{a}(\lambda, g)$ solutions des équations I,12 avec les conditions initiales $\bar{g}(1, g) = g$, $\bar{m}_q(1, g) = m_q$, $\bar{a}(1, g) = a$:

$$\Gamma(\lambda k_i; g, a, m_q; \mu) = \lambda^{\rho_\Gamma} \Gamma(k_i; \bar{g}, \bar{a}, \bar{m}_q; \mu) \cdot e^{-\int_0^t dt' \gamma_\Gamma(\bar{g}(\lambda', g))},$$

où nous avons posé $t = \log \lambda$.

c) La liberté asymptotique

La fonction β décrit la variation de la constante de couplage. Elle s'exprime (cf. I,9) en fonction du coefficient de renormalisation Z_g et peut se développer en puissances de g :

$$\beta = -\left\{ \beta_0 \left(\frac{g^2}{4\pi} \right) + \beta_1 \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^2 + \beta_2 \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^3 + \dots \right\}.$$

Aucun moyen indépendant du traitement perturbatif ne permet d'estimer la constante de couplage et ainsi de justifier le calcul perturbatif. Celle-ci est déterminée perturbativement et on constate *a posteriori* qu'elle devient suffisamment petite à grande impulsion pour permettre le calcul perturbatif dans ce domaine. Les β_i ont été calculés jusqu'à l'ordre de 3 boucles ¹ :

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}N \quad (\text{I,13})$$

$$\beta_1 = 102 - \frac{38}{3}N \quad (\text{I,14})$$

$$\beta_2 = \frac{2852}{2} - \frac{5033}{18}N + \frac{325}{54}N^2 \quad (\text{I,15})$$

où N représente le nombre de saveurs. Injectant l'expression de β_0 dans l'équation du groupe de renormalisation pour g (éq. I,9), il vient après intégration :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad (\text{I,16})$$

¹Seul β_2 dépend du schéma de renormalisation. L'expression I,15 est obtenue dans le schéma $\overline{\text{MS}}$.

avec les notations usuelles : $\alpha_s = \bar{g}^2/4\pi$, $Q = \mu/\lambda$ et

$$\Lambda = \mu e^{-\frac{8\pi^2}{\beta_0 g^2}}.$$

À la condition que le nombre de saveurs soit inférieur à 16, la constante de couplage s'annule de manière logarithmique à mesure que Q^2 , l'échelle d'énergie-impulsion, tend vers l'infini. Cette propriété, spécifique aux théories dites non-abéliennes est nommée «liberté asymptotique».

La constante Λ est généralement appelée «paramètre d'échelle» de la chromodynamique quantique. C'est le seul paramètre de la théorie (hormis les masses des quarks) dont la valeur n'est pas fixée. La confrontation des prédictions théorique aux résultats expérimentaux, permet de déterminer cette valeur.

Le même calcul poursuivi jusqu'à l'ordre de deux boucles fournit l'expression

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \left\{ 1 - 3 \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \cdot \frac{\log \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}}{\frac{1}{2} \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right\}. \quad (\text{I},17)$$

À grand Q^2 , il est clair que le terme d'ordre 2 décroît plus rapidement ramenant l'expression I,17 à la formule I,16.

Nous avons vu que pour de grandes valeurs des impulsions en jeu dans le processus considéré, la chromodynamique quantique tend vers une théorie de champs libres à des corrections logarithmiques près. Ces corrections peuvent être calculées perturbativement par un développement en série de puissances de la constante de couplage.

§ 3. Modèle des partons et chromodynamique quantique

Les premiers développements perturbatifs en chromodynamique quantique établis par Wilson à partir de l'algèbre des moments, mirent en évidence une «brisure» de l'invariance d'échelle par des termes logarithmiques.

Une méthode élaborée notamment par Altarelli et Parisi dans le cadre de la chromodynamique exprime cette brisure de l'invariance d'échelle entièrement en termes de partons [7]. Les mêmes idées avaient été avancées dans un cadre plus général quelques années auparavant par Gribov et Lipatov [8].

Cette méthode permet de prendre en compte sous forme d'équations les processus d'émission de gluons et de création de paires quark-antiquark prédits par la chromodynamique. Nous allons voir que ces équations relient la dépendance en Q^2 des distributions de quarks et de gluons à leur dépendance en x à un Q^2 donné.

a) *La brisure de l'invariance d'échelle*

Nous avons vu que dans le modèle des partons, le nucléon était formé de particules ponctuelles libres et qu'ainsi, la diffusion profondément inélastique se réduisait à une somme incohérente de diffusions élastiques.

Il est clair dans ce modèle que, quelle que soit la résolution de la sonde nucléonique que constitue le photon virtuel, ce dernier sera toujours absorbé par une particule ponctuelle. Il « verra » donc toujours la même structure quelle que soit la valeur de Q^2 .

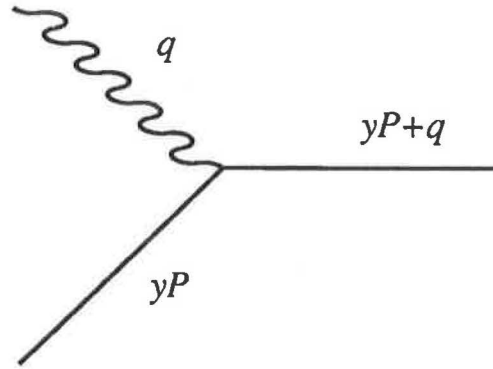
Par contre, dans le cadre de la chromodynamique, les quarks, les centres diffuseurs ponctuels, peuvent émettre des gluons qui ont la possibilité de se matérialiser en paires quark-antiquark ou d'émettre d'autres gluons. Or, du fait de la dépendance en Q^2 (introduite par la constante de couplage renormalisée) des amplitudes de tels processus, on conçoit facilement la brisure de l'invariance d'échelle.

Voyons maintenant plus précisément ce que cela signifie. Dans le modèle des partons, la fonction de structure peut s'exprimer proportionnellement à la convolution de la densité de probabilité $q(x)$ d'avoir un parton à la fraction x de l'énergie-impulsion du nucléon avec la section efficace du processus de photo-absorption $\gamma^* q \rightarrow q$.

$$F(x) \sim \int \frac{dy}{y} q(y) \delta\left(1 - \frac{x}{y}\right)$$

Si l'on envisage maintenant ce modèle dans le cadre de la chromodynamique quantique, l'amplitude $\gamma^* q \rightarrow q$ doit être corrigée des graphes faisant intervenir les couplages quark-gluon et gluon-gluon de cette théorie.

Cela revient à remplacer la section efficace ponctuelle du modèle des partons par une section efficace à courte distance $\hat{\sigma}(x, Q^2)$ qui, si la constante de couplage fort est suffisamment faible, peut être calculée perturbativement et développée en

Fig. I,5. $\gamma^* q \rightarrow q$.

puissances de α_s :

$$\hat{\sigma}(x, Q^2) = \hat{\sigma}^{(0)}(x) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \hat{\sigma}^{(1)}(x) + \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \right)^2 \hat{\sigma}^{(2)}(x) + \dots$$

où $\hat{\sigma}^{(0)}(x) \propto \delta(1-x)$ est la section efficace ponctuelle du modèle des partons et les termes $\hat{\sigma}^{(n)}(x)$ pour $n > 0$ contiennent les processus d'émission de gluons à l'ordre n .

Ainsi, la chromodynamique quantique introduit une brisure de l'invariance d'échelle par l'apport de termes correctifs à l'amplitude $\gamma^* q \rightarrow q$ du modèle des partons.

b) Les équations d'évolution au premier ordre

– Émission de gluons :

À l'ordre 1 en α_s , les termes correctifs à l'amplitude $\gamma^* q \rightarrow q$ correspondant à l'émission d'un gluon réel sont donnés à la figure I,6. On montre que la contribution de ces termes à la section efficace est la forme [9] :

$$\hat{\sigma}^{(1)}(x) = e^2 \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left\{ P_{qq}(x) \log Q^2 + f(x) + O\left(\frac{1}{Q^2}\right) \right\}$$

où $P_{qq}(z)$ appelée « fonction de fractionnement » est liée au graphe (a) de la figure I,9 et $f(x)$ dépend du schéma de régularisation des divergences infrarouges qui apparaissent dans le calcul des graphes d'émission de gluon. On montre que l'interaction

entre le quark heurté et les quarks « spectateurs » produit une contribution en $1/Q^2$, d'où le terme $O\left(\frac{1}{Q^2}\right)$.

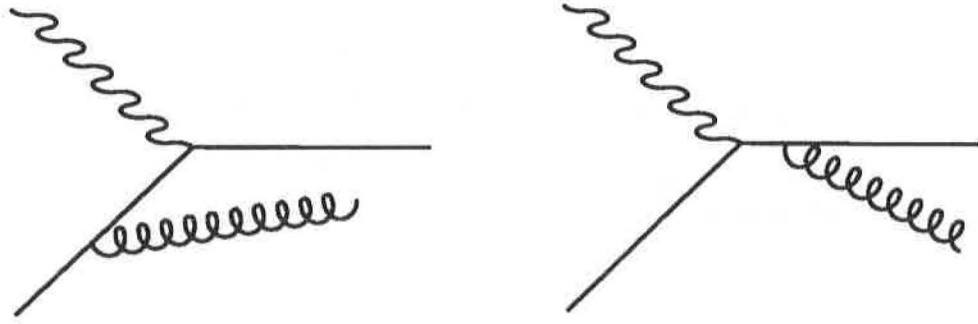


Fig. I,6. Contribution de l'émission d'un gluon réel à la correction chromodynamique d'ordre 1 au processus $\gamma^* q \rightarrow q$.

À cet ordre, la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ peut s'exprimer comme la convolution des distributions de quarks avec cette section efficace.

$$F_2(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} \sum_q q(y) \left\{ e^2 \delta\left(\frac{x}{y} - 1\right) + \hat{\sigma}^{(1)}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \right\}$$

On peut faire apparaître dans cette expression des distributions effectives de quarks dépendant de Q^2 :

$$F_2(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y, Q^2) e^2 \left\{ \delta\left(\frac{x}{y} - 1\right) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} f\left(\frac{x}{y}\right) \right\}$$

où $q(y, Q^2)$ représente la distribution effective :

$$q(y, Q^2) = q(y) + \Delta q(y, Q^2)$$

et l'accroissement avec Q^2 de la distribution de quarks est donné par :

$$\Delta q(y, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \log Q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right).$$

Cet accroissement peut être interprété intuitivement comme étant peuplé par les quarks de fraction d'impulsion $y > x$ qui se retrouvent à la fraction d'impulsion

$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ après émission d'un gluon. La probabilité pour qu'un tel événement se produise est liée à $P_{q\bar{q}}(\frac{x}{y})$.

La variation avec Q^2 de la distribution effective des quarks de saveur q peut s'écrire sous la forme d'une équation intégral-différentielle :

$$\frac{d}{d \log Q^2} q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y, Q^2) P_{q\bar{q}}\left(\frac{x}{y}\right)$$

– Corrections de gluons virtuels :

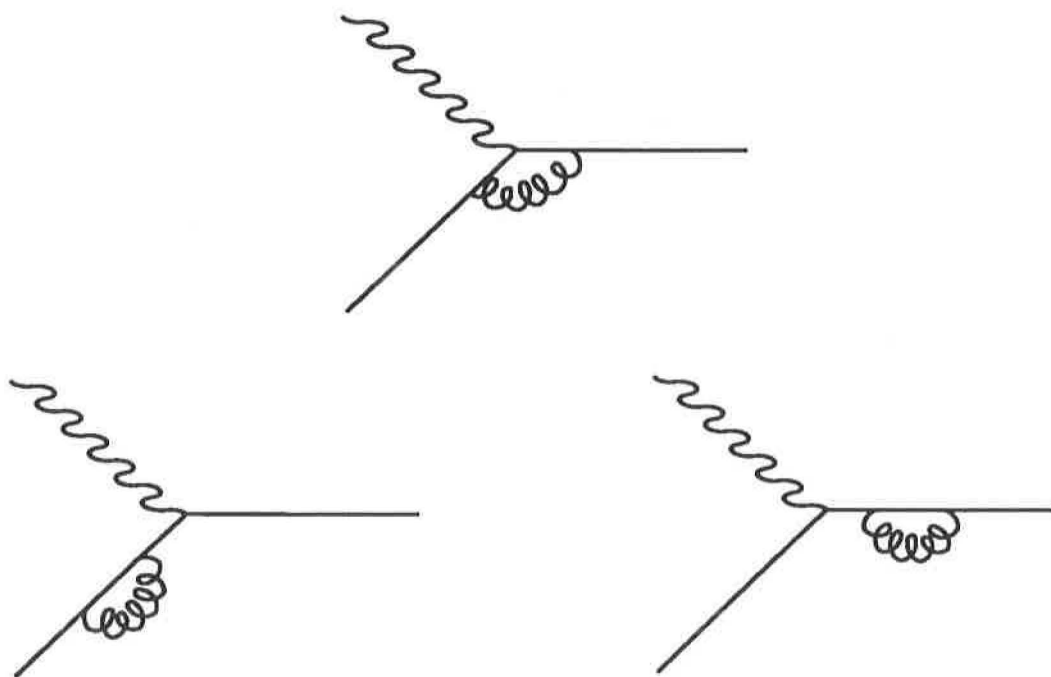


Fig. I,7. Contribution de l'émission d'un gluon virtuel à la correction chromodynamique d'ordre 1 au processus $\gamma^* q \rightarrow q$.

Il existe un autre type de correction chromodynamique au processus de photo-absorption $\gamma^* q \rightarrow q$: les amplitudes mettant en jeu l'émission d'un gluon n'apparaissant pas dans l'état final. Les graphes correspondant sont donnés à la figure I,7. Ces graphes amènent une contribution proportionnelle à $\delta(1-x)$.

– Diffusion sur un gluon :

Nous n'avons jusqu'à présent pris en compte que le processus d'émission de gluon dans la correction à l'ordre α_s du modèle des partons. Il est clair qu'à cet ordre un autre type de correction est donné par la chromodynamique quantique : la diffusion sur un gluon *via* le processus de création d'une paire quark-antiquark : $\gamma^* g \longrightarrow q$ représentée à la figure I,8. L'accroissement de la distribution de quarks dû à ce

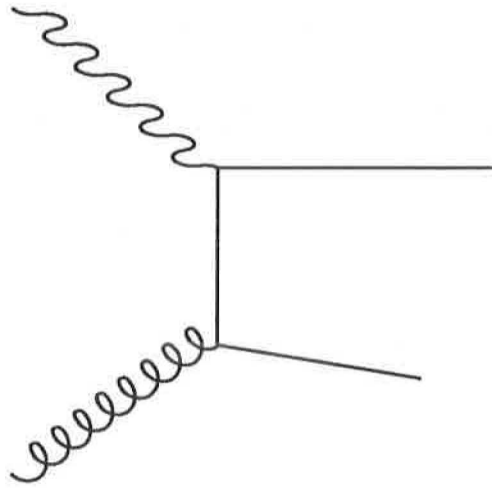


Fig. I,8. Diffusion sur un gluon au premier ordre en α_s .

processus fait intervenir une fonction de fractionnement $P_{qg}(\frac{x}{y})$ liée au graphe (b) de la figure I,9. Ainsi, si l'on introduit la distribution $G(x, Q^2)$ de l'impulsion des gluons dans le nucléon, on peut écrire l'équation intégral-différentielle complète décrivant la variation avec Q^2 de la distribution de la quantité de mouvement des quarks de saveur q :

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ q(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right\}. \quad (I,18)$$

De la même manière, on est en mesure de décrire l'évolution de la distribution de gluons $G(x, Q^2)$ en prenant en compte les probabilités $P_{gq}(\frac{x}{y})$ et $P_{gg}(\frac{x}{y})$ (graphes (c) et (d) de la figure I,9) qu'un quark (respectivement un gluon) de quantité de

mouvement $y > x$ rayonne un gluon de quantité de mouvement x .

$$\frac{dG(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ \sum_q q(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(x, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right\} \quad (\text{I}, 19)$$

Les équations I,18 et I,19, dites d'Altarelli-Parisi, régissent à l'ordre 1 la variation avec Q^2 des distributions de quarks et de gluons.

Ainsi, si l'on prend en compte tous les processus chromodynamiques d'ordre 1, on peut réexprimer la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$:

$$F_2(x, Q^2) = \int_x^1 \left\{ \sum_q e_q^2 q(y, Q^2) \left(\delta\left(\frac{x}{y} - 1\right) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} f_q\left(\frac{x}{y}\right) \right) + \sum_q e_q^2 G(y, Q^2) \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} f_G\left(\frac{x}{y}\right) \right\} \frac{dy}{y}$$

où $f_q\left(\frac{x}{y}\right) \equiv f\left(\frac{x}{y}\right)$ et $f_G\left(\frac{x}{y}\right)$ dépendent du schéma de régularisation.

Les fonctions de fractionnement ont au premier ordre en α_s les expressions suivantes [7] :

$$\begin{aligned} P_{qq}(z) &= \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \\ P_{qg}(z) &= \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2) \\ P_{gq}(z) &= \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z} \\ P_{gg}(z) &= 6 \left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right). \end{aligned} \quad (\text{I}, 20)$$

Il est possible de décrire l'évolution de toute distribution effective de quarks sous la forme de seulement trois équations. Il faut pour cela décomposer cette distribution en deux parties distinctes, respectivement symétrique et antisymétrique par rapport à une permutation dans l'espace des saveurs.

Ces deux composantes que nous appellerons «singulet» et «non-singulet» de saveur, forment deux sous-espaces vectoriels orthogonaux et complémentaires. Ainsi, pour toute distribution effective de quarks, cette décomposition est unique :

$$q(x, Q^2) = a q^{\text{Si}}(x, Q^2) + b q^{\text{NS}}(x, Q^2)$$

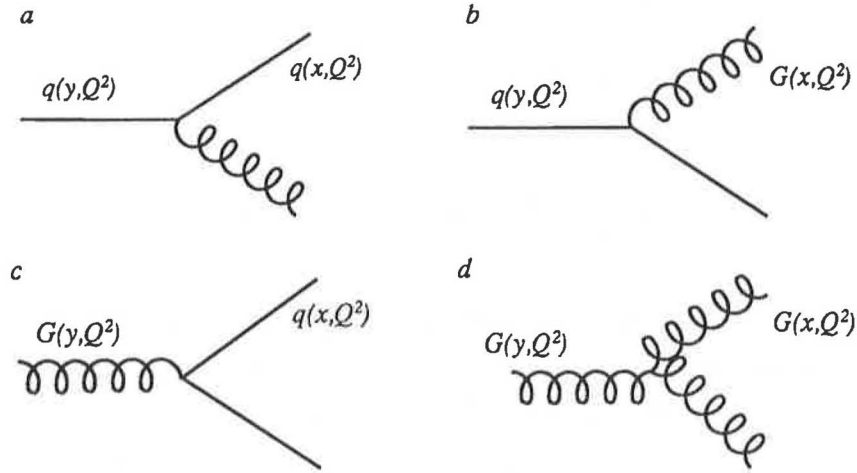


Fig. I,9. Graphes liés aux fonctions de fractionnement de l'ordre α_s ; $a : P_{qq}$, $b : P_{qg}$, $c : P_{gq}$, $d : P_{gg}$.

La composante singulet correspond à la somme des distributions effectives de tous les quarks et antiquarks.

La distribution singulet est de la forme :

$$q^{\text{Si}} \propto \sum_{i=1}^{N_s} \{q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)\}$$

où N_s représente le nombre de saveurs.

La distribution non-singulet quant à elle s'exprime en termes de différences de distributions de quarks de formes générales :

$$q_{ij}^{\text{NS}} = q_i(x, Q^2) - q_j(x, Q^2)$$

$$q_{i\bar{j}}^{\text{NS}} = q_i(x, Q^2) - \bar{q}_j(x, Q^2)$$

$$q_{\bar{i}j}^{\text{NS}} = \bar{q}_i(x, Q^2) - \bar{q}_j(x, Q^2)$$

Si on écrit les distributions singulet et non-singulet sous la forme :

$$q^{\text{Si}}(x, Q^2) = \sum_{i=1}^{N_s} \{c_i q_i(x, Q^2) + \bar{c}_i \bar{q}_i(x, Q^2)\},$$

le cas non-singulet correspondra à $\sum(c_i + \bar{c}_i) = 0$, et le cas singulet à $c_i = c_j = \bar{c}_i$, $\forall i, j$.

On peut alors écrire l'évolution des distributions singulet et non-singulet de la manière suivante :

$$\frac{\partial q_{NS}^{si}(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left\{ \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, Q^2) + \sum_{i=1}^{N_s} (c_i + \bar{c}_i) \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2) \right\} \quad (I,21)$$

Ainsi, l'évolution avec Q^2 d'une distribution effective de quarks est gouvernée par trois équations couplées (I,19, I,21) régissant la variation de ses composantes singulet et non-singulet et celle de la distribution de gluons associée.

c) Les équations d'évolution au second ordre

À l'ordre 1 (ordre dit des logarithmes dominants) l'évolution avec Q^2 de la distribution des partons fait intervenir des fonctions de fractionnement indépendantes des saveurs de quarks. Ce n'est plus le cas à l'ordre suivant.

À cet ordre, en effet, certains diagrammes correspondent au couplage du photon virtuel à un quark ou un antiquark issu d'une création de paire (fig. I,10). Dans ce cas, la saveur du quark couplé au photon peut être différente de celle du quark émetteur et il est clair que les fonctions de fractionnement $P_{qq'}^{(2)}$ ($q' \neq q$) et $P_{\bar{q}q}^{(2)}$ seront différentes puisque l'amplitude $\gamma^* q \rightarrow q$ sera dominée par l'ordre 1 alors que l'amplitude $\gamma^* q \rightarrow q'$ n'apparaît qu'à l'ordre 2.

On montre que la fonction de fractionnement P_{qq} se sépare au deuxième ordre en trois fonctions distinctes que nous noterons (après [10]) : $P_{qq}^=$, $P_{qq}^\neq$ et $P_{\bar{q}q}^=$.

Les diagrammes du type représenté à la figure I,10 intervenant au second ordre dans $P_{qq}^=$ correspondent au cas où le photon est couplé à un quark (respectivement un antiquark) de même saveur que le quark (respectivement l'antiquark) émetteur du gluon.

La fonction $P_{qq}^=$ correspond au cas où le photon est couplé à un quark (respectivement un antiquark) produit par un gluon émis par un antiquark (respectivement un quark) de même saveur.

La fonction $P_{qq}^\neq$ quant à elle, correspond dans ce type de diagrammes, au cas où le quark ou l'antiquark couplé au photon est d'une saveur différente de celle du quark ou de l'antiquark émetteur du gluon. Cette fonction de fractionnement est la

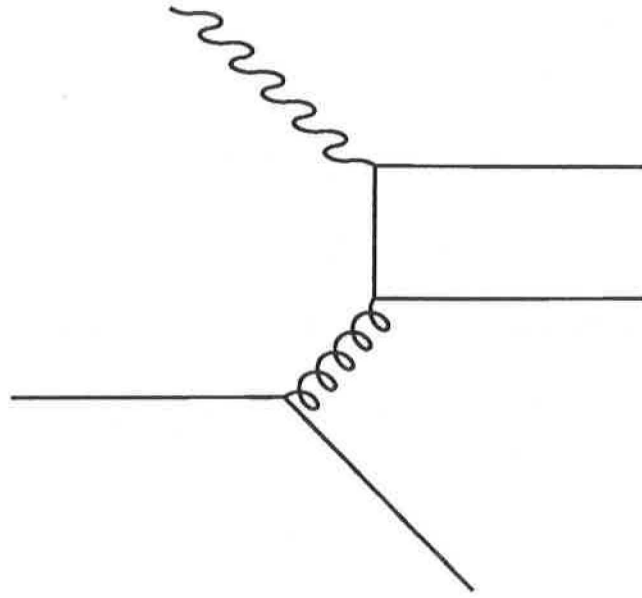


Fig. I,10. Exemple de terme d'ordre 2 pour le processus $\gamma^* q \rightarrow q$.

même si le photon est couplé à un *quark* produit par le gluon émis par un *antiquark* et *vice versa*, c'est-à-dire $P_{q\bar{q}}^\neq = P_{\bar{q}q}^\neq$.

On montre qu'au deuxième ordre, l'équation d'évolution de la distribution singulet devient :

$$\frac{\partial q^{\text{Si}}}{\partial \log Q^2} = q^{\text{Si}} \otimes (P_{q\bar{q}}^\neq + P_{\bar{q}q}^\neq + (2N_s - 2)P_{q\bar{q}}^\neq) + 2N_s G$$

où nous avons omis les dépendances en x et Q^2 et utilisé la notation

$$q \otimes P = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 q(z, Q^2) P\left(\frac{x}{z}\right) \frac{dz}{z}$$

L'évolution de la distribution non-singulet q_{ij}^{NS} s'écrit quant à elle :

$$\frac{\partial q_{ij}^{\text{NS}}}{\partial \log Q^2} = q_{ij}^{\text{NS}} \otimes (P_{q\bar{q}}^\neq - P_{q\bar{q}}^\neq) + q_{ij}^{\text{NS}} \otimes (P_{\bar{q}q}^\neq - P_{\bar{q}q}^\neq).$$

En prenant pour convention :

$$P_{qq}^{Si} = P_{qq}^= + P_{\bar{q}q}^= + (2N_s - 2)P_{qq}^\neq$$

$$P_+^{NS} = P_{qq}^= + P_{\bar{q}q}^= - 2P_{qq}^\neq$$

$$P_-^{NS} = P_{qq}^= - P_{\bar{q}q}^=,$$

on peut réécrire les équations d'évolution de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^{Si}}{\partial \log Q^2} &= q^{Si} \otimes P_{qq}^{Si} + 2N_s G \otimes P_{qg} \\ \frac{\partial G}{\partial \log Q^2} &= q^{Si} \otimes P_{gq} + G \otimes P_{gg} \\ \frac{\partial q_\pm^{NS}}{\partial \log Q^2} &= q_\pm^{NS} \otimes P_\pm^{NS}. \end{aligned} \tag{I,22}$$

En résumé, la chromodynamique quantique prévoit une violation de l'invariance d'échelle des fonctions de structures. Cette prédiction est quantitative et peut être écrite sous forme d'équations gouvernant la variation avec Q^2 des distributions de quarks et de gluons dans le nucléon. Ces équations ont été calculées à l'ordre suivant l'ordre dominant. La confrontation de cette prédiction théorique aux mesures expérimentales des fonctions de structure peut constituer un test de la chromodynamique en tant que théorie des interactions fortes et permettre la mesure de Λ , le paramètre d'échelle de la constante de couplage fort, et des distributions de quarks et de gluons dans le nucléon.

RÉFÉRENCES

- [1] R. P. Feynmann, Photon-hadron interactions, Benjamin, New York (1972)
- [2] J. D. Bjorken, Physical Review 179 (1969) 1547
- [3] S. Poucher *et al.*, Physical Review Letters 32 (1974) 118
- [4] A. Bodek *et al.*, Physical Review D20 (1979) 1471
- [5] C. G. Callan et D. G. Gross, Physical Review Letters 22 (1969) 156
- [6] Particle Data Group, Review of particle properties, Physical Review D, vol. 50, 3rd series 3 1994 I
- [7] G. Altarelli et G. Parisi, Asymptotic freedom in parton language, Nuclear Physics B126 (1977) 298.
- [8] L. N. Lipatov, Soviet Journal of Nuclear Physics 20 (1975) 94
V. N. Gribov et L. N. Lipatov, Soviet Journal of Nuclear Physics 15 (1972) 438.
- [9] G. Altarelli, Partons in quantum chromodynamics, Physics Reports 81 (1982) 3
- [10] A. Milsztajn, Mesure des fonctions de structure du nucléon par diffusion de muons sur cibles de deutérium, azote et fer, Thèse, université Paris XI (1989)
A. Ouraou, Mesure des fonctions de structures par diffusion profondément inélastique de muons sur cible d'hydrogène et tests de la chromodynamique quantique, Thèse, université Paris XI (1988)
M. Virchaux, Mesure de fonctions de structure par diffusion inélastique de muons sur cible de carbone, Tests de la chromodynamique quantique, Thèse, université Paris VII (1988)

CHAPITRE II

L'EXPÉRIENCE NMC

Le programme expérimental de NMC a été mené de 1986 à 1989 au faisceau de muons M2 du CERN, sous la référence NA37. Dans l'ordre chronologique, il s'agit, après EMC et BCDMS de la troisième expérience de mesure des fonctions de structure utilisant le faisceau M2. Ce faisceau, situé dans la zone expérimentale nord, sur le site de Prévessin, est obtenu à partir des protons de 450 GeV du *Super Proton Synchrotron* (SPS). La figure II,1 situe l'expérience au sein du complexe du SPS.

Les énergies de faisceau nominales employées ont été de 90 et 280 GeV pendant les campagnes de 1986 et 1987 et de 120, 200 et 280 GeV en 1988 et 1989.

§ 1. Description générale

L'expérience NMC a pour but l'étude du processus de diffusion profondément inélastique. Le dispositif expérimental, basé sur une géométrie ouverte est conçu afin de mesurer :

- l'énergie et la trajectoire de chaque muon incident
- l'énergie et la trajectoire des muons ayant interagi dans la cible.

La première de ces tâches est réalisée à l'aide de la *beam momentum station* (BMS), spectromètre de faisceau que nous décrirons au § suivant.

Seule une petite partie des muons incidents va interagir dans une des deux cibles exposées au faisceau.

Les muons diffusés après interaction traversent le spectromètre principal constitué d'un grand aimant dipolaire. et de cent-cinquante-cinq plans de mesure de

suite traitées par la chaîne de programmes de reconstruction que nous décrirons au chapitre III.

Ainsi le dispositif expérimental peut être décomposé en quatre parties distinctes :

- le faisceau et son dispositif de mesure,
- les cibles,
- le spectromètre principal,
- le dispositif de déclenchement.

Le dispositif expérimental de NMC est une version améliorée de celui utilisé par la collaboration EMC de 1979 à 1985. Les principaux changements par rapport à cet ancien dispositif sont relatifs aux points suivants :

- nouveau système de cible
- ajout d'un nouveau spectromètre servant à l'étalonnage du spectromètre de faisceau
- remplacements ou ajouts de détecteurs dans le spectromètre principal
- nouveaux systèmes de déclenchement
- système d'acquisition des données entièrement revu.

§ 2. Le faisceau de muons

a) La ligne de faisceau

Le faisceau de muons délivre typiquement vingt-cinq millions de muons pendant environ deux secondes selon un cycle de quatorze secondes et quatre dixièmes. Les muons sont obtenus en bombardant une cible de béryllium à l'aide du faisceau de protons du SPS. Les collisions proton-noyau produisent majoritairement des pions et des kaons. Ceux-ci sont sélectionnés en signe et en énergie à l'aide d'un aimant dipolaire et aiguillés à l'aide de dipôles et de quadripôles sur une ligne de six cent mètres de long (un tube à vide) à l'issue de laquelle, quelques pour-cent (selon l'énergie sélectionnée) des hadrons se sont désintégrés en produisant des muons. Les hadrons restant en fin de ligne sont stoppés dans un absorbeur hadronique. Les muons produits par les désintégrations sont eux-mêmes sélectionnés en énergie en traversant un aimant dipolaire à déflexion verticale. Une série de collimateurs magnétiques permet alors de concentrer le faisceau.

Comme les pions et kaons de charge positive sont produits en plus grand nombre que ceux de charge négative, il est plus intéressant, du point de vue de la luminosité,

1989 SPECTROMETRE NMC (vu du haut)

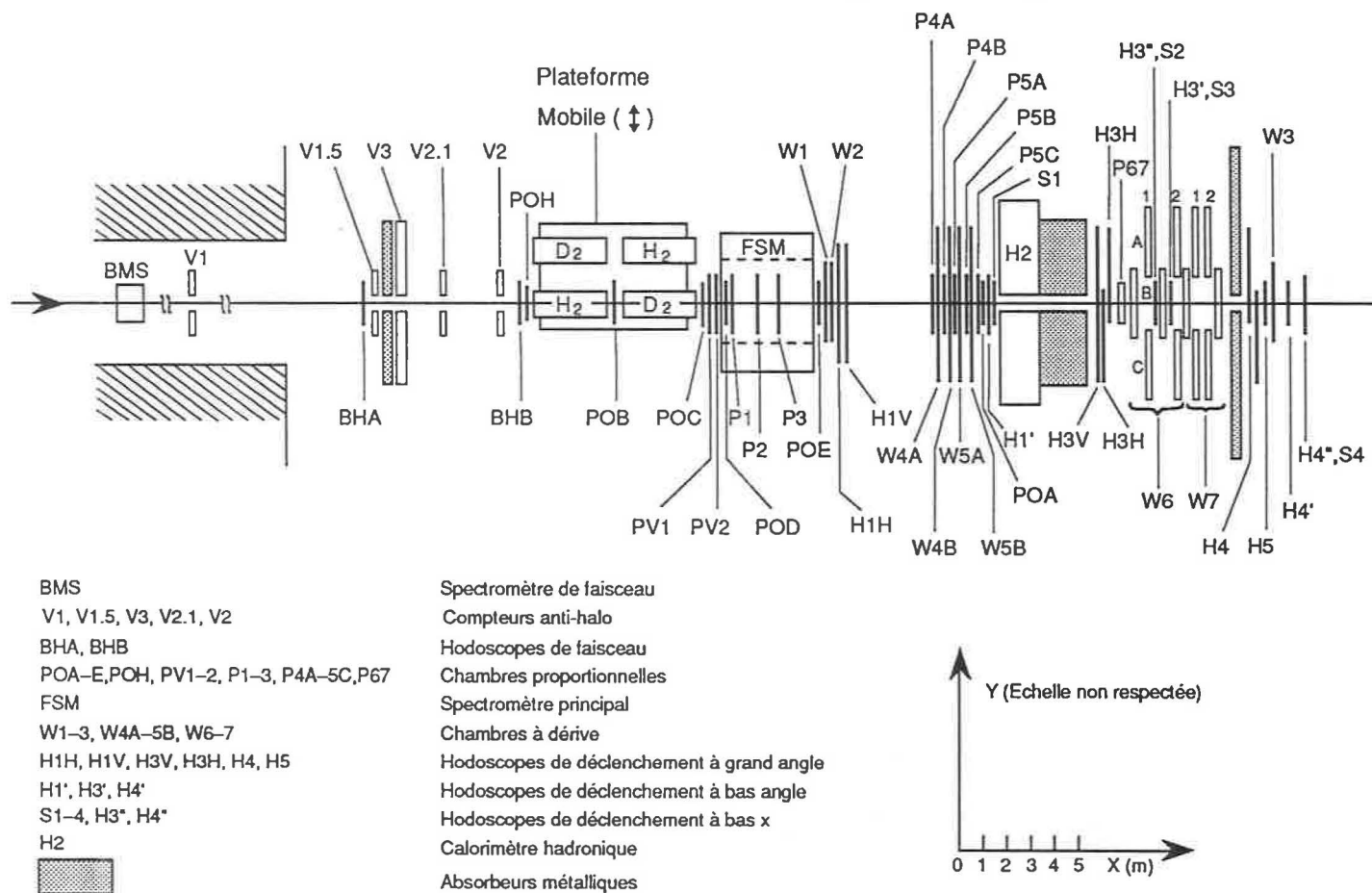


Fig. II,2. L'appareillage vu du haut. À noter que le système des coordonnées utilisé à NMC a pour axe des x l'axe du faisceau, l'axe des y étant horizontal et l'axe des z vertical.

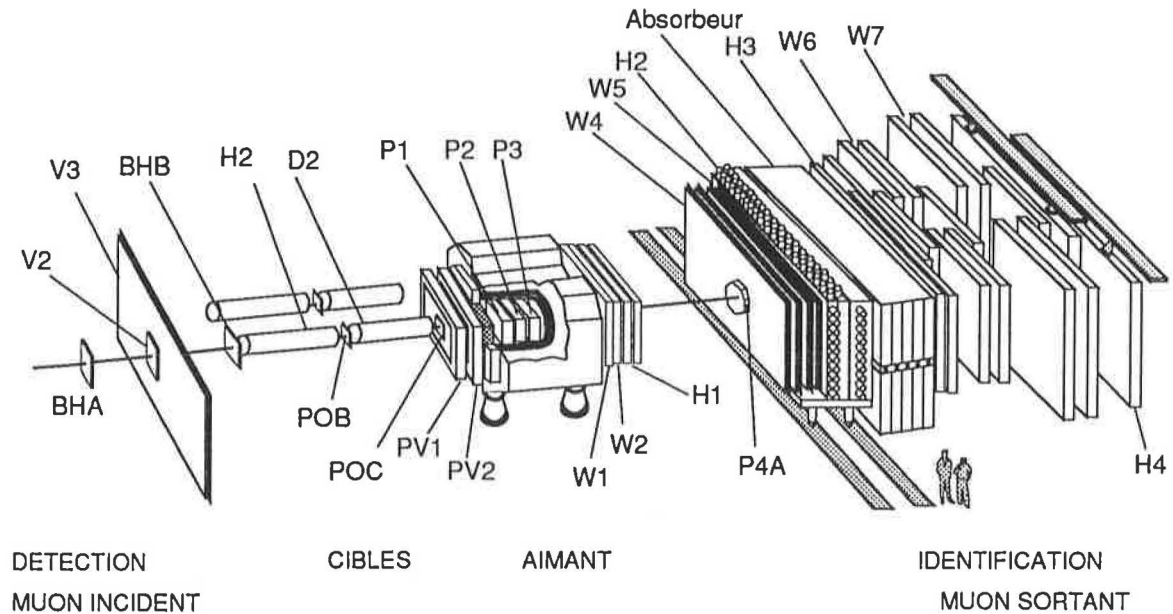


Fig. II,3. Vue 3D du spectromètre NMC.

de travailler avec un faisceau de muons positifs μ^+ .

Usuellement, si l'on désire une énergie nominale E des muons, les hadrons sont sélectionnés en amont avec une énergie $E + 20$ GeV.

b) Le spectromètre de faisceau

Afin de permettre la mesure de la trajectoire et de la quantité de mouvement de chaque muon incident, le faisceau traverse un spectromètre spécialement étudié : la *beam momentum station* (BMS).

Ce spectromètre, représenté à la figure II,5 est composé d'un aimant dipolaire et de quatre plans d'hodoscopes qui, répartis de part et d'autre de ce dernier, permettent, par la mesure de la déflexion des trajectoires, de déterminer l'impulsion associée à chaque muon du faisceau.

La mesure précise de la position et de la direction des muons incidents avant leur interaction est primordiale. En effet, la détermination des fonctions de structure à bas x suppose la mesure de faibles angles de diffusion. Cette mesure est effectuée par deux séries d'hodoscopes situées à l'entrée du hall ENH2, en aval du spectromètre de faisceau, et espacées de sept mètres (BHA et BHB). Chaque hodoscope est constitué

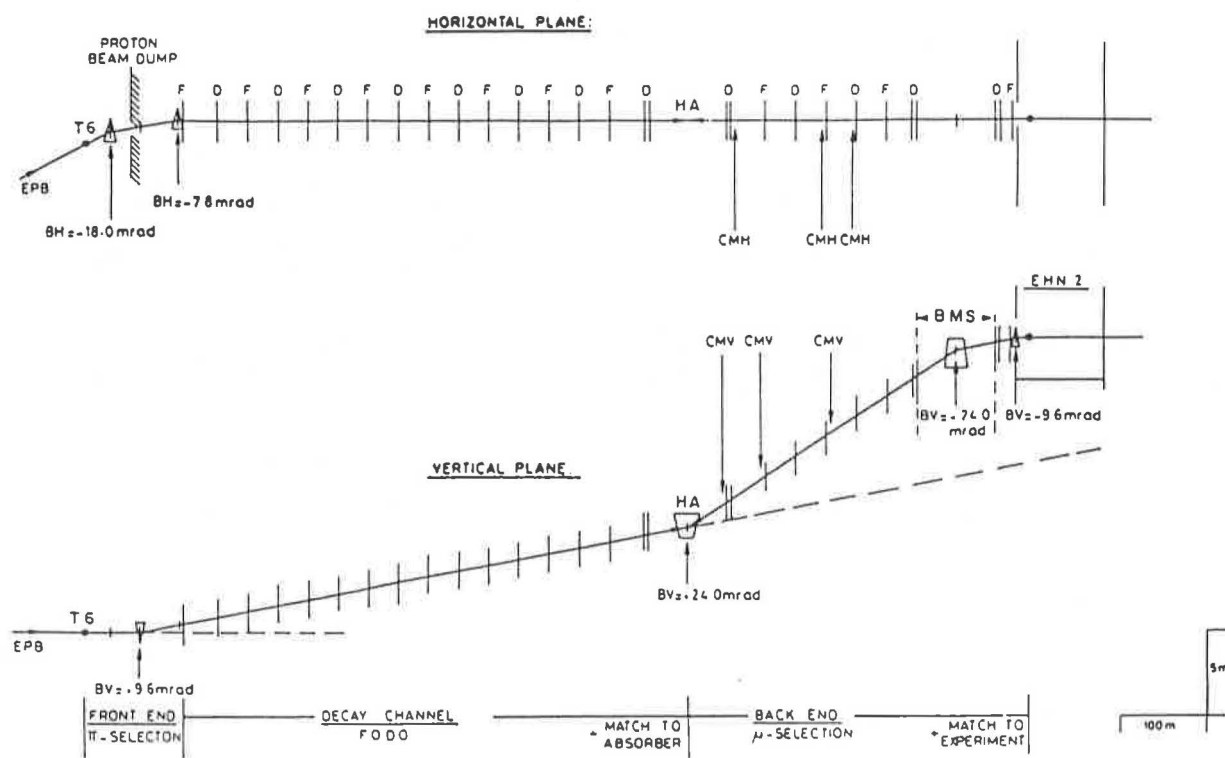


Fig. II,4. La ligne de muons du CERN ; haut : projection horizontale, bas : projection verticale.

de deux plans de vingt éléments scintillants de quatre millimètres de large, décalés l'un par rapport à l'autre de deux millimètres dans la direction de mesure. Ainsi, chaque hodoscope mesure la position du muon dans une direction avec une résolution de deux millimètres. L'efficacité typique d'un plan est de 99 %. Les orientations de ces différents hodoscopes permettent la mesure de la position des muons du faisceau horizontalement, verticalement et suivant deux angles symétriques par rapport à la verticale. La précision sur la mesure de la position et des pentes de chaque trajectoire correspond aux rayons carrés moyens : 0,6 mm et 0,3 mrad respectivement. Deux méthodes ont permis d'étalonner le spectromètre de faisceau à une précision de deux pour mille sur l'impulsion du muon incident [1] : l'intercalibration avec l'aimant principal (FSM) et celle avec la BCS, le spectromètre de référence spécialement installé.

c) Le spectromètre d'étalonnage

Ce dispositif, appelé BCS pour *Beam Calibration Spectrometer* a pour fin l'étalonnage du spectromètre de faisceau BMS.

Situé en aval du spectromètre principal, à environ trente-six mètres de l'aimant FSM, ce spectromètre est constitué d'un aimant dipolaire et de petites chambres proportionnelles au pas d'un millimètre. Le champ magnétique de l'aimant est étalonné avec une précision nettement supérieure à celle du spectromètre de faisceau, de sorte que l'étalonnage de ce dernier est possible.

Les chambres sont au nombre de six. Deux sont situées à l'entrée du dipôle, deux autres en sortie et les deux dernières, trente-cinq mètres en aval. Le dipôle, d'une longueur de six mètres défléchit horizontalement les trajectoires des particules.

Durant des prises de données spéciales, les trajectoires des muons incidents détectés par la BMS ont été mesurées avant et après déflexion dans l'aimant du spectromètre d'étalonnage pour différentes intensités de courant d'excitation. Les résultats de ces prises de données sont résumés dans [2].

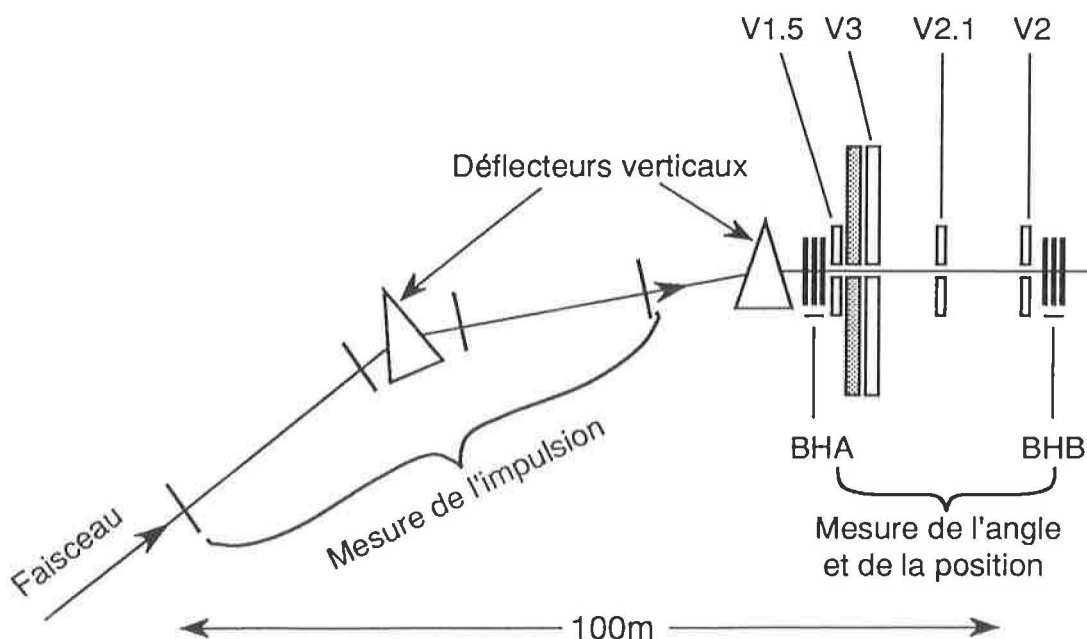


Fig. II,5. Le spectromètre de faisceau (BMS). On indique également les compteurs anti-halo (V).

§ 3. Les cibles

Le système des cibles d'hydrogène et de deutérium de NMC a été conçu de manière à réduire les erreurs systématiques dues aux variations éventuelles avec le temps des caractéristiques du faisceau et de l'acceptance de l'appareillage. Ce système est constitué de deux paires similaires de cibles de trois mètres de long juxtaposées sur une plateforme mobile. Chaque paire est formée d'une cible d'hydrogène liquide et d'une cible de deutérium liquide, la position respective des deux matériaux étant inversée d'une paire à l'autre (voir figure II,6). Au cours des prises de données, les deux jeux de cibles sont exposés alternativement au faisceau.

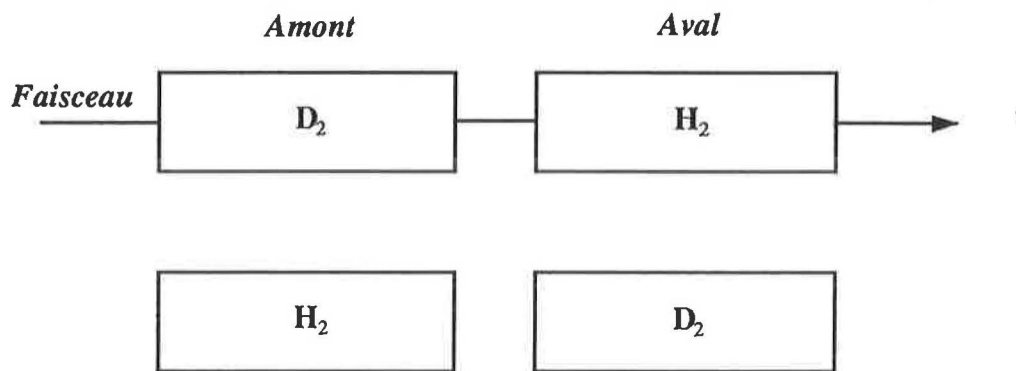


Fig. II,6. Représentation schématique du système des cibles hydrogène/deutérium.

Ce dispositif permet ainsi, par la simultanéité de la mesure sur les deux matériaux, d'éviter des différences d'un matériau à l'autre dues aux variations de l'intensité et des caractéristiques du faisceau et de l'appareillage. De plus, par le renversement fréquent (chaque demi-heure en fonctionnement normal) de l'ordre amont-aval des cibles d'hydrogène et de deutérium, les deux matériaux sont traités de la même manière et l'erreur systématique sur l'estimation de la différence d'acceptance entre les positions amont-aval est virtuellement supprimée. Ceci réduit considérablement l'erreur systématique totale, notamment dans le cadre de la mesure du rapport σ^d/σ^p qui se résume ainsi à un rapport de nombres d'événements, pratiquement sans aucune correction de flux ni d'acceptance.

§ 4. Le spectromètre

La philosophie du spectromètre NMC est la suivante :

- reconstruire la trajectoire du muon incident,
- l'associer à la trace identifiée dans le spectromètre de faisceau pour en tirer son énergie,
- identifier le muon diffusé,
- en reconstruire la trajectoire,
- mesurer son énergie.

La trajectoire du muon incident est détectée dans les hodoscopes de faisceau BHA et BHB et dans la chambre proportionnelle P0B située entre les deux cibles (voir figure II,2).

Le muon diffusé est identifié grâce à l'«absorbeur», bloc d'acier de deux mètres de long situé derrière le calorimètre H2 en fin de spectromètre et dont la fonction est d'arrêter la progression des particules issues de la gerbe hadronique et des interactions secondaires. Seuls les muons et éventuellement des particules très énergiques peuvent traverser l'absorbeur et venir interagir dans les grandes chambres à muons W6,7.

La mesure de l'énergie du muon diffusé est obtenue en mesurant la déflexion de sa trajectoire lors de la traversée du champ magnétique produit par le grand aimant dipolaire à air décrit à l'alinéa suivant.

La trajectoire du muon diffusé est mesurée tout de suite après les cibles par les chambres P0B, P0C, PV1, PV2, dans l'aimant par les chambres P1, P2 et P3, après l'aimant par les chambres W1, W2, W4, W5, P4 et P5 et après l'absorbeur par les chambres W6 et W7 (les dénominations P_i et W_j désignent respectivement des chambres proportionnelles multifils et des chambres à dérive).

Nous allons maintenant passer en revue ces différentes parties de l'appareillage. Nous invitons le lecteur désireux de bien comprendre le principe de cette expérience à étudier la figure II,2 décrivant le dispositif expérimental ainsi que les tableaux II,1 et II,2 résumant les caractéristiques des chambres à fils et des hodoscopes du dispositif.

a) L'aimant dipolaire

Le FSM (*forward spectrometer magnet*) est un aimant dont l'entrefer d'air a un volume de $4,3 \text{ m} \times 2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ suivant x, y, z (voir fig. II,2), situé à environ quatorze mètres de la plateforme des cibles.

Selon l'énergie de faisceau, l'aimant est mis en œuvre aux intensités de 2000, 4000 et 5000 ampères. Le champ magnétique a été cartographié à l'aide de sondes à effet Hall intercalibrés avec une sonde à résonance magnétique nucléaire. L'erreur de mesure est inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$ Tesla en tout point du volume du champ. Pour les prises de données à 280 GeV d'énergie de faisceau ($I=5000 \text{ A}$), l'intégrale de champ dans l'aimant, le long de l'axe du faisceau ($y = z = 0$) est (en Tesla · mètre) :

$$\int B dl = 5,182 \text{ Tm}$$

L'erreur sur cette intégrale de champ a été estimée à deux pour mille. Elle se reflète directement sur la mesure de l'énergie des muons. L'étalonnage de l'aimant dipolaire a été vérifié par la mesure de la masse invariante des particules J/ψ et K^0 (voir [1]).

b) Les chambres à fils

Les chambres proportionnelles P0

La fonction de ces petites chambres proportionnelles de quatorze centimètres de diamètre est de couvrir la région du faisceau. Elles sont conçues pour fonctionner sous de hautes intensités de signal (jusqu'à cinquante millions de muons par paquets). Elles recouvrent ainsi les zones mortes des grandes chambres de l'appareillage qui ne pourraient fonctionner correctement sous un tel flux.

Les chambres P0 : P0A, B, C, D, E sont chacune composées de huit plans de fils de un millimètre de pas. La chambre P0B est située entre les deux cibles afin d'améliorer la résolution de la position du vertex. Les chambres P0C et P0D couvrent les bas angles à l'entrée de l'aimant. Les chambres P0A et P0E sont utilisées pour la reconstruction des muons diffusés à très bas angles.

Les chambres PV1 et PV2

Les chambres PV1 et PV2 ont pour fonction de reconstruire la trajectoire du muon en amont de l'aimant. Elle couvrent pour cela une région de $1,5 \times 1,0$ mètres carrés. Elles sont constituées respectivement de quatre et six plans au pas de deux

Tableau II,1. Caractéristiques des chambres à fils de NMC. La colonne « position » indique la position du détecteur le long de l'axe du faisceau, l'origine étant prise au centre de l'aimant. Dans la colonne « plans » sont données les coordonnées mesurées par chaque plan de fil : Y et Z correspondent aux coordonnées horizontales et verticales dans le plans orthogonal à l'axe du faisceau. Θ est défini dans ce même plan, par rapport à Y. Pour les chambres à dérive, les chiffres reportés dans la colonne « pas » correspondent à la taille de la cellule.

Chambre	Position (m)	Dimensions (cm)	Plans	Pas (mm)
P0B	-6,6	$\varnothing$ 14,4	$\Theta^+ \Theta^+ Y Y Z Z \Theta^- \Theta^-$	1
P0C	-2,7	$\varnothing$ 14,4	$\Theta^+ \Theta^+ Y Y Z Z \Theta^- \Theta^-$	1
P0D	-1,9	$\varnothing$ 14,4	$Z Z \Theta^+ Y Y Z Z \Theta^- Z Z$	1
P0E	-2,3	$\varnothing$ 14,4	$\Theta^+ \Theta^+ Y Y Z Z \Theta^- \Theta^-$	1
P0A	-8,4	$\varnothing$ 14,4	$\Theta^+ \Theta^+ Y Y Z Z \Theta^- \Theta^-$ ($\Theta^\pm = \pm 60^\circ$)	1
PV1	-2,6	75 x 47	$\Theta^+ Y \Theta^- Y$ ($\Theta^\pm = \pm 80^\circ$)	2
PV2	-2,2	77 x 50	$Y \Theta_1^+ \Theta_2^+ \Theta_2^- \Theta_1^- Y$ ($\Theta_1^\pm = \pm 45^\circ \Theta_2^\pm = \pm 72^\circ$)	2
P1	-1,6	180 x 80	$Z Y \Theta^+$	2
P2	-0,3	180 x 80	$\Theta^- Y Z$	2
P3	0,3	180 x 80	$\Theta^- Y Z$ ($\Theta^\pm = \pm 70^\circ$)	2
W1	2,6	220 x 120	$\Theta^- Y \Theta^+ Z \Theta^- Y \Theta^+ Z$	20
W2	3,9	220 x 120	$Z \Theta^- Y \Theta^+ \Theta^- Y \Theta^+ Z$ ($\Theta^\pm = \pm 60^\circ$)	20
W4A, W4B	6,9 - 7,4	530 x 260	$Y Y Z Z, \Theta \Theta Y Y$	40
W5A, W5B	7,6 - 8,0	530 x 260	$Z Z \Theta \Theta, Y Y Z Z$ ($\Theta = +60^\circ$)	40
P45	6,8 - 8,1	$\varnothing$ 90	$Y \Theta^-, Y \Theta^+, Y \Theta^-, Y \Theta^+, Y \Theta^+$ ($\Theta^\pm = \pm 30^\circ$)	2
W6A	14,2	288 x 348	$Z Y \Theta, Z Y \Theta$	120
W7A		348 x 432	$Z Y, Z Y \Theta$	120
W6B		288 x 348	$Z Y \Theta Z Y, Z Y \Theta$	120
W7B		348 x 432	$Z Y \Theta, Z Y \Theta Z Y$	120
W6C		288 x 348	$Z Y \Theta, Z Y \Theta$	120
W7C		348 x 432	$Z Y, Z Y \Theta$ ($\Theta = +30^\circ$)	120
P6,7	13,2	$\varnothing$ 90	$Y \Theta^+ Z \Theta^-$ ($\Theta^\pm = \pm 30^\circ$)	2
W3	19,3	224 x 120	$Z \Theta^- Y \Theta^+ \Theta^- Y \Theta^+ Z$ ($\Theta^\pm = \pm 60^\circ$)	20

millimètres permettant de mesurer la position du muon sur l'axe des y et le long de différents axes inclinés par rapport à l'horizontale (voir tableau II,1). PV2 présente une zone morte en son centre, s'étendant sur un rayon de 6,5 centimètres. PV1 ne présente pas de telle zone morte mais est largement inefficace dans sa partie centrale lorsqu'exposée au faisceau.

Les chambres P1,2,3

Les chambres P1, P2, P3 sont situées à l'intérieur de l'aimant. Elles sont dimensionnées de manière à couvrir toute la section du volume intérieur de celui-ci. Ces chambres présentent des zones mortes centrales de 6,5 centimètres de rayon, couvertes par P0D.

Les chambres W1 et W2

Les chambres W1 et W2 (que nous désignerons globalement par W1,2) sont des chambres à dérive de huit plans chacune. Situées en sortie de l'aimant, elles couvrent une surface de $2,2 \times 1,2$ mètres carrés et ont une zone morte centrale de six centimètres de rayon.

Les chambres W4,5 et P4,5

Les chambres W4,5 sont quatre grandes chambres à dérive (W4A, W4B, W5A, W5B) de $5 \times 2,5$ mètres carrés. Les cellules de dérive de ces chambres sont de quatre centimètres. Les chambres P4,5 sont cinq chambres proportionnelles (P4A, P4B, P5A, P5B, P5C) octogonales de quatre-vingt-dix centimètres de diamètre et de pas de deux millimètres. Les chambres P4,5, situées entre les W4,5 permettent, outre la couverture des zones mortes de ces grandes chambres à dérive, une redondance dans la région commune aux deux ensembles. Ces chambres proportionnelles sont une des spécificités de NMC par rapport à EMC.

Les chambres à dérive W6,7

Les grandes chambres à dérive W6,7 sont en fait les chambres à muons du dispositif. Situées derrière l'absorbeur, elles permettent l'identification des muons. Le système de chambres W6,7 est composé de trois ensembles, W6,7 A,B,C. L'ensemble W6,7B couvre la région centrale et est formée de seize plans de mesure répartis en quatre modules. Les ensembles W6,7A et W6,7C composés chacun de onze plans de mesure répartis en quatre modules couvrent les régions périphériques.

c) L'absorbeur

L'absorbeur est un bloc d'acier de deux mètres de long comportant un trou de vingt centimètre de diamètre pour le passage du faisceau. Au cours des expériences menées par la collaboration EMC, cet absorbeur avait été aimanté dans la direction horizontale. Ceci est à l'origine de la présence d'un petit champ magnétique résiduel lors des prises de données de NMC. La conséquence de ce champ est une déflexion verticale dans des directions opposées selon que la trajectoire traverse l'absorbeur au dessus ou en dessous du trou de faisceau.

d) Le calorimètre

Nous devons également mentionner la présence d'un calorimètre (dénommé H2 à la figure II,2) immédiatement en amont de l'absorbeur. Ce calorimètre est formé de modules électromagnétiques alternant plaques de plomb et lattes de scintillateurs et de modules hadroniques de structure similaire mais où le plomb fait place au fer.

Les données de ce calorimètre n'ont pas été utilisées pour la mesure des fonctions de structure que nous présentons dans cette thèse. Elles ont été utilisées, par exemple, dans la mesure du rapport F_2^n/F_2^p à très bas x , où la principale contamination est due à la diffusion élastique μ^+e^- (dans laquelle l'électron peut être reconnu par la détection d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre [3]).

§ 5. Le déclenchement de l'acquisition

Compte tenu du flux incident de muons, le taux d'interactions dans les détecteurs est très élevé et il est hors de question de lire tous ces signaux qui pour la plupart ne correspondent pas à des événements de diffusion inélastique profonde. Le but du système de déclenchement est de sélectionner les événements pouvant correspondre à un tel processus physique pour la mise en route du dispositif d'acquisition des données.

Dans ce but, le dispositif expérimental est doté d'hodoscopes à scintillation reliés à une électronique rapide. L'électronique sélectionne en coïncidence les signaux provenant de ces détecteurs suivant plusieurs logiques. Lorsqu'un événement est sélectionné par une des logiques de déclenchement, l'acquisition des signaux de certains des détecteurs est mise en route. Les données sont alors stockées en mémoire

temporaire avant d'être enregistrées sur bande magnétique à la fin du déversement du faisceau.

Les logiques de déclenchement utilisées comprennent des déclenchements dits physiques, sélectionnant les événements de diffusion profondément inélastique, des déclenchements servant à la mesure du flux incident du faisceau (normalisation), ainsi que des déclenchements spéciaux dont les données sont utilisées par les procédures de mesure de la positions des détecteurs (alignement) et d'estimation de leur efficacité.

Le dispositif est également équipé de compteurs «anti-halo» dont la fonction est de définir l'espace de phase utile du faisceau et de rejeter les déclenchements éventuels dus à des muons incidents dont la trajectoire diverge de l'axe du faisceau (halos).

a) Les hodoscopes

Les hodoscopes sont constitués de lattes en scintillateur plastique orientées horizontalement ou verticalement et « lues » par un ensemble de photomultiplicateurs. Les différents plans sont situés comme suit :

- Deux plans nommés H1H et H1V (H pour horizontal et V pour vertical) sont positionnés à la sortie de l'aimant, derrière les chambres W1,2.

- H3H et H3V sont situés derrière l'absorbeur.

- Le plan H4H se trouve en fin d'appareillage, derrière un mur de fer de quarante centimètres d'épaisseur. Ce dernier hodoscope a pour fonction d'éliminer les coïncidences dues à d'éventuelles gerbes électromagnétiques provoquées par des muons du faisceau interagissant avec la matière des bordures du trou de l'absorbeur.

- Trois petits plans constitués de lattes horizontales, H1', H2' et H4' sont destinés à la détection aux bas angles. Ils sont situés dans les mêmes régions que leurs homologues respectifs H1, H2 et H4. Les dimensions des lattes de ces hodoscopes sont étudiées pour fonctionner sous les forts taux de comptage dus au fait que la section efficace de diffusion profondément inélastique se comporte en $1/\sin^4(\theta/2)$.

En plus de ces hodoscopes, deux plans, H5A et H5B, situés quarante centimètres en aval de H4H, servent à mesurer l'intensité du faisceau. Ces deux plans, formés d'éléments verticaux de vingt centimètres de long sont utilisés en coïncidence afin de réduire le bruit de fond.

Les positions et caractéristiques des plans d'hodoscope sont résumées au tableau II,2.

Tableau II,2. Caractéristiques des hodoscopes de déclenchement. Le suffixe H ou V dans la dénomination des plans indique l'orientation des lattes : horizontale ou verticale. Les dimensions sont données en centimètres.

Plan	Position (m)	Nombre d'éléments	Largeur des éléments	Longueur des éléments	Dimensions du trou
H1V	3,29	36	7	130	14 × 14
H1H	3,27	18	7	250	14 × 14
H3V	12,49	50	15	340	45 × 53
H3H	12,80	2 × 53	15	390	53 × 45
H4H	18,30	2 × 29	15	500	45 × 53
H5A	18,72	5	1 / 3 / 6	20	—
H5B	18,72	4	1 / 5 / 8	20	—
H1'	8,65	24	1,4	25	16,65
H3'	15,05	24	1,4 (6)	25	24,45
H4'	20,10	32	1,4 (6)	25	29,65

b) Les compteurs anti-halo

Ces compteurs sont des plans en matériaux scintillateurs lus par des photomultiplicateurs. Leur partie centrale est ajourée pour le passage du faisceau. Ces compteurs sont utilisés comme veto : tout comptage dans un des plans de scintillateur inhibe l'électronique de déclenchement.

Ces compteurs, au nombre de cinq, sont situés comme suit dans l'appareillage :

- Deux petits compteurs, V1, situé juste avant les derniers dipôles de la ligne de faisceau et V1.5 situé en bout du spectromètre de faisceau, ont pour fonction de rejeter les muons des halos à bas angle (peu divergents).
- Le compteur V3 est un grand plan situé environ cinq mètres en amont de la plateforme des cibles afin de rejeter les muons du halo à grand angle.
- V2 et V2.1, munis d'un trou central de trois centimètres de diamètre et situés entre V3 et les cibles définissent l'espace de phase utile du faisceau.

Suivant la qualité du faisceau, entre cinq et dix pour cent des muons incidents sont rejetés par les compteurs anti-halo.

c) Les déclenchements physiques

Les logiques de déclenchement « physique » demandent la détection en coïncidence dans certains éléments scintillants situés en diverses régions le long de l'axe du faisceau. Plusieurs matrices de coïncidence permettent ainsi une sélection des événements selon des critères topologiques préalablement établis à l'aide de simulations Monte Carlo.

Déclenchement n°1 : événement à grand angle

Tableau II,3. Critères de sélections topologiques utilisés dans la logique du déclenchement n°1 et matrices de coïncidence correspondantes.

Critère	Définition	Matrice	Notation
Convergence horizontale vers les cibles	$H1V \times H3V_{\text{gauche}}$	M0	CHC
	$H1V \times H3V_{\text{droit}}$	M1	
Convergence verticale vers les cibles	$H3H \times H1H$	M2	CVC
	$H3H \times H4H$	M3	
Coupure à bas angle	$H1V \times H3H$	M6	ANG1
Coupure à bas ν	$H3V \times H3H$	M7	ANG2

Cette logique, basée sur les hodoscopes H1, H3 et H4, régit le déclenchement physique principal de l'expérience, qui nous intéresse dans le cadre de ce mémoire.

Pour cela, la logique sélectionne les trajectoires convergeant vers les cibles, à la fois horizontalement et verticalement et impose un angle de diffusion minimum (environ 10 mrad).

Les différents critères de sélection topologiques utilisés sont résumés au tableau II,3 avec les matrices de coïncidence correspondantes. En utilisant les notations de ce tableau, la logique du déclenchement s'écrit :

$$D1 = CHC \times CVC \times ANG1 \times ANG2 \times \overline{VETO}$$

Cette logique est représentée à la figure II,7.

Déclenchement n°2 : événement à petit angle

Ce déclenchement a pour but de sélectionner les événements de diffusion profondément inélastique à bas angle jusqu'à quatre milliradians.

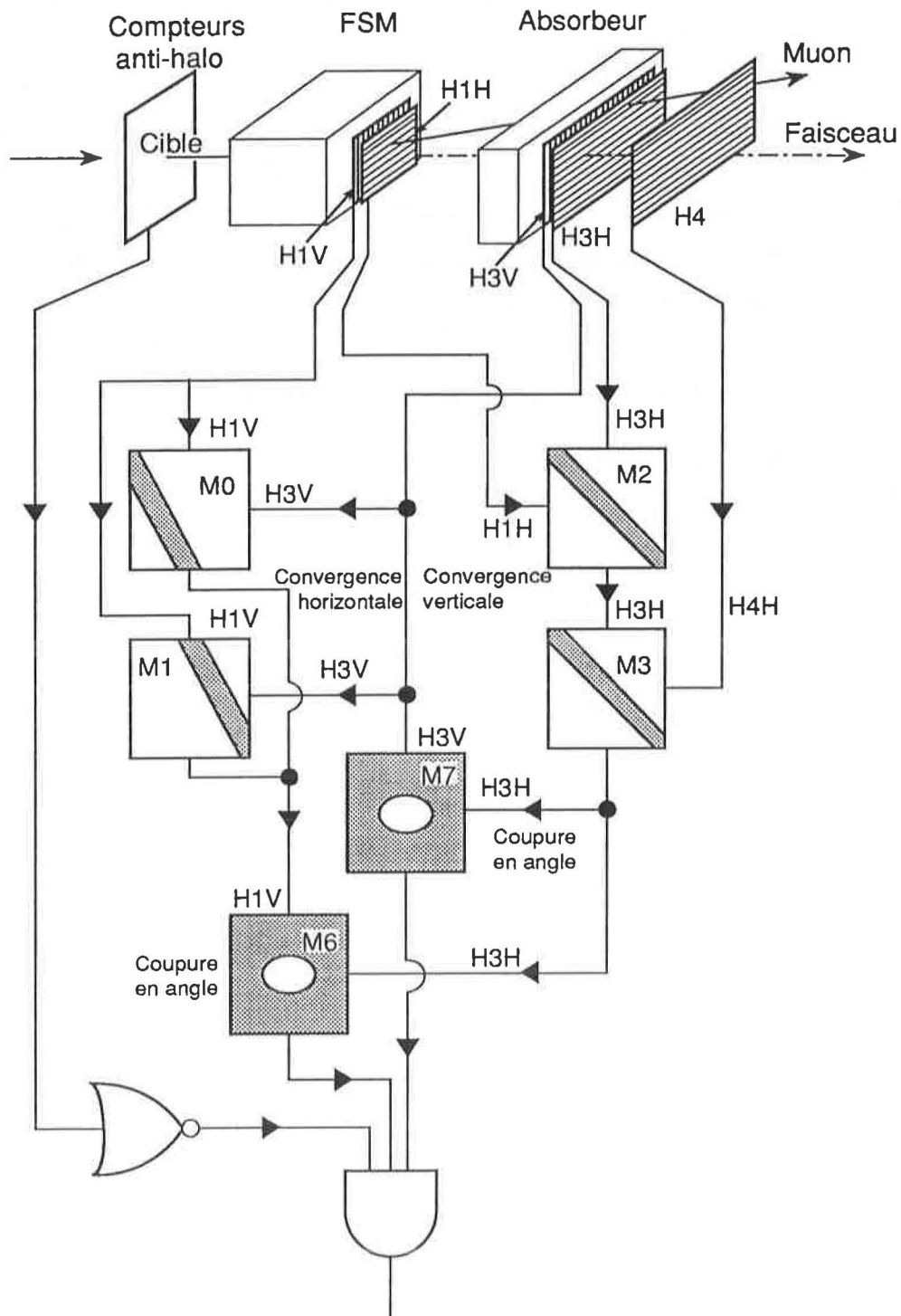


Fig. II,7. Logique du déclenchement physique principal (n° 1).

Le domaine en x couvert est le même que pour le déclenchement principal mais la valeur moyenne de Q^2 est beaucoup plus basse. En fait, une grande partie des données à bas x du déclenchement standard sont rejetées en phase d'analyse du fait de la trop grande contribution des corrections radiatives. Ces corrections sont en effet très importantes à grand $y = \nu/E = Q^2/(2ME_x)$. En conséquence, la mesure des événements à bas angles permet une extension du domaine aux bas x .

Ce déclenchement basé sur les trois plans d'hodoscopes à lattes horizontales, H1' H3' et H4' (voir plus haut), impose aux trajectoires sélectionnées la convergence vers les cibles dans la projection verticale ainsi qu'un angle minimum.

L'analyse des données de ce déclenchement est présentée dans [4].

Déclenchement n°14 : événement à très bas x

Pour tout détail, voir [3].

Déclenchement n°15 : événement à deux muons

Ce déclenchement sélectionne les événements à deux muons sortants. Il a été utilisé dans l'analyse de la muoproduction de particules J/ψ [5].

d) Détermination du flux incident

Deux méthodes indépendantes sont utilisées pour la mesure du flux incident. Ces deux méthodes consistent à mesurer la proportion de muons incidents utilisables dans un échantillon de signaux fournis par les détecteurs servant à la reconstruction des muons du faisceau.

1^{ère} méthode : déclenchements 3 et 4

Le but de cette méthode est d'échantillonner les « coups » dans les lattes centrales des hodoscopes de faisceau BHA Z3 et BHB Y1 et de déterminer la fraction de ces signaux qui correspond à des muons incidents utilisables. Pour cela, chacune des seize lattes centrales des plans sus-cités est munie d'un compteur. Chaque compteur déclenche l'acquisition tous les 2 560 000 coups (déclenchement n°3 pour BHA Z3 et n°4 pour BHB Y1). La trajectoire du muon incident déclencheur sera reconstruite hors ligne par la chaîne de programmes de reconstruction utilisée pour les données des déclenchements de physique.

Pour chacune des lattes utilisées (labellées i), le flux incident intégré Φ_i est calculé par le rapport du nombre de muons reconstruits n_i au nombre de déclenchements d_i ,

multiplié par le nombre de coups c_i relevé au compteur. Le flux total Φ est déterminé en sommant les contributions des seize lattes :

$$\Phi = \sum_{i=1}^{16} \frac{n_i}{d_i} \times c_i$$

Ce flux est ainsi automatiquement corrigé de l'efficacité des hodoscopes ainsi que de l'efficacité de reconstruction des muons incidents.

2^{ème} méthode : déclenchement 10

Dans cette méthode, l'échantillon est prélevé dans une fenêtre en temps déclenchée de manière aléatoire. Ce déclenchement aléatoire de l'acquisition est initié par les émissions d'une source radioactive α située à un kilomètre du faisceau et donc vraisemblablement indépendante. Les signaux enregistrés dans la fenêtre d'échantillonnage sont reconstruits hors ligne en tenant compte du veto fourni par le système anti-halo. Le flux est défini comme le nombre de muons reconstruits divisé par la largeur en temps de la fenêtre d'échantillonnage multipliée par la fréquence moyenne de déclenchement.

e) *Autres logiques de déclenchement*

Nous résumons ici les autres types de déclenchement utilisés. Le détail des logiques est donné dans [1].

Déclenchement n°5 : muon non défléchi

Ce déclenchement sélectionne les muons du faisceau non-défléchis. De telles trajectoires ont permis, pendant les prises de données, de contrôler l'intensité du faisceau et la position des chambres proportionnelles de faisceau. Les données enregistrées par ce type de déclenchement ont été par la suite utilisées dans l'analyse des données pour déterminer la position et l'alignement de ces chambres (*cf.* chapitre suivant).

Déclenchement n°6 : muon du faisceau défléchi

Ce déclenchement permet de sélectionner trois types de muons défléchis : des muons défléchis verticalement, vers le haut et vers le bas et des muons défléchis horizontalement, côté Salève ($y < 0$ sur la figure II,2). Ce déclenchement a fait l'objet de prises de données spécifiques, sans champ magnétique dans l'aimant, dans le but de la procédure d'alignement (*cf.* chapitre suivant).

Déclenchement n°7 : halo proche

Les données sélectionnées par cette logique de déclenchement correspondent à des muons du halo distants de moins de cinquante centimètres de l'axe du faisceau. Ces données ont été utilisées en temps réel pour le contrôle en ligne des grandes chambres proportionnelles et à dérive. Nous verrons au chapitre suivant leur utilisation dans les procédures d'alignement et d'étalonnage de ces chambres.

Déclenchement n°8 : halo lointain

Ce déclenchement correspond aux muons du halo distants de plus de cinquante centimètres de l'axe du faisceau. Ces données sont utilisées pour le contrôle en ligne, l'étalonnage et l'alignement des grandes chambres à dérive.

Déclenchement n°11 : halo

Ce déclenchement qui sélectionne les muons du halo est utilisé pour déterminer l'efficacité des hodoscopes de déclenchement.

f) L'acquisition des données

Le système d'acquisition des données est basé sur un système CAMAC piloté par trois ordinateurs de type Microvax III. Chacune des trois machines est dédiée à l'une des trois tâches suivantes :

- acquisition des données et enregistrement sur bandes magnétiques,
- contrôle en ligne de l'appareillage,
- contrôle en ligne des événements.

Ce système a permis, durant le déroulement de l'expérience, de contrôler et de tester en continu les détecteurs, l'électronique d'acquisition et la qualité des données elles-mêmes.

En pratique, l'acquisition est discontinue, découpée en « prises »¹ identifiées par un numéro. Chaque prise de donnée correspond en général à une bande magnétique et contient *grosso modo* cinquante mille déclenchements.

¹ Nous préférons écrire « prise » plutôt que « run », mot cependant dominant dans le jargon anglicisé de la physique des particules.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Dyring, Deep inelastic muon-nucleus scattering at small angles, licentiate thesis, université d'Uppsala 1993
- [2] M. Arneodo, Thèse, université de Princeton 1992
C. Mariotti, note NMC 92/18
- [3] R. Seitz, Das Strukturfunktionsverhältnis von Neutron und Proton bei kleinen x und Q^2 , Thèse, université de Mayence 1994
- [4] A. Dyring, Thèse, université d'Uppsala, à paraître en 1995
- [5] M. de Jong, Muoproduction of J/ψ -mesons and the gluon distribution in nucleons, Thèse, université libre d'Amsterdam 1992
- [6] I. G. Bird, Measurement of the nucleon structure functions in deep inelastic muon scattering, thèse, université libre d'Amsterdam 1992

CHAPITRE III

L'ANALYSE DES DONNÉES

La reconstruction des événements physiques à partir de l'information recueillie par les détecteurs et collectée par les différents systèmes de déclenchement nécessite plusieurs algorithmes de reconnaissance de formes et d'ajustements. En outre, et avant toute chose, la connaissance de certaines quantités intrinsèques à l'appareillage, telles que la position exacte des détecteurs, est primordiale. La détermination de ces informations à partir des données est réalisée par les procédures d'alignement et d'étalonnage, prémices de l'analyse proprement dite.

Les différentes étapes de la reconstruction des événements sont effectuées par une chaîne de programmes dont nous résumerons les algorithmes au cours de ce chapitre.

L'extraction des fonctions de structure à partir des données reconstruites nécessite la connaissance de l'acceptance de l'appareillage, c'est à dire de la probabilité de détection des événements réels en fonction de leur cinématique. La méthode utilisée pour déterminer cette quantité est basée sur la simulation numérique de l'expérience qui sera également décrite dans ce chapitre.

§ 1. La chaîne de reconstruction

Nous avons vu au chapitre précédent que les données collectées lors du déroulement de l'expérience consistaient, pour chaque déclenchement du système d'acquisition, en l'information relative aux interactions dans chaque plan de détection : numéro de fil touché, temps de dérive *etc.*, suivant la nature du détecteur.

Le but de la procédure de reconstruction développée par la collaboration est

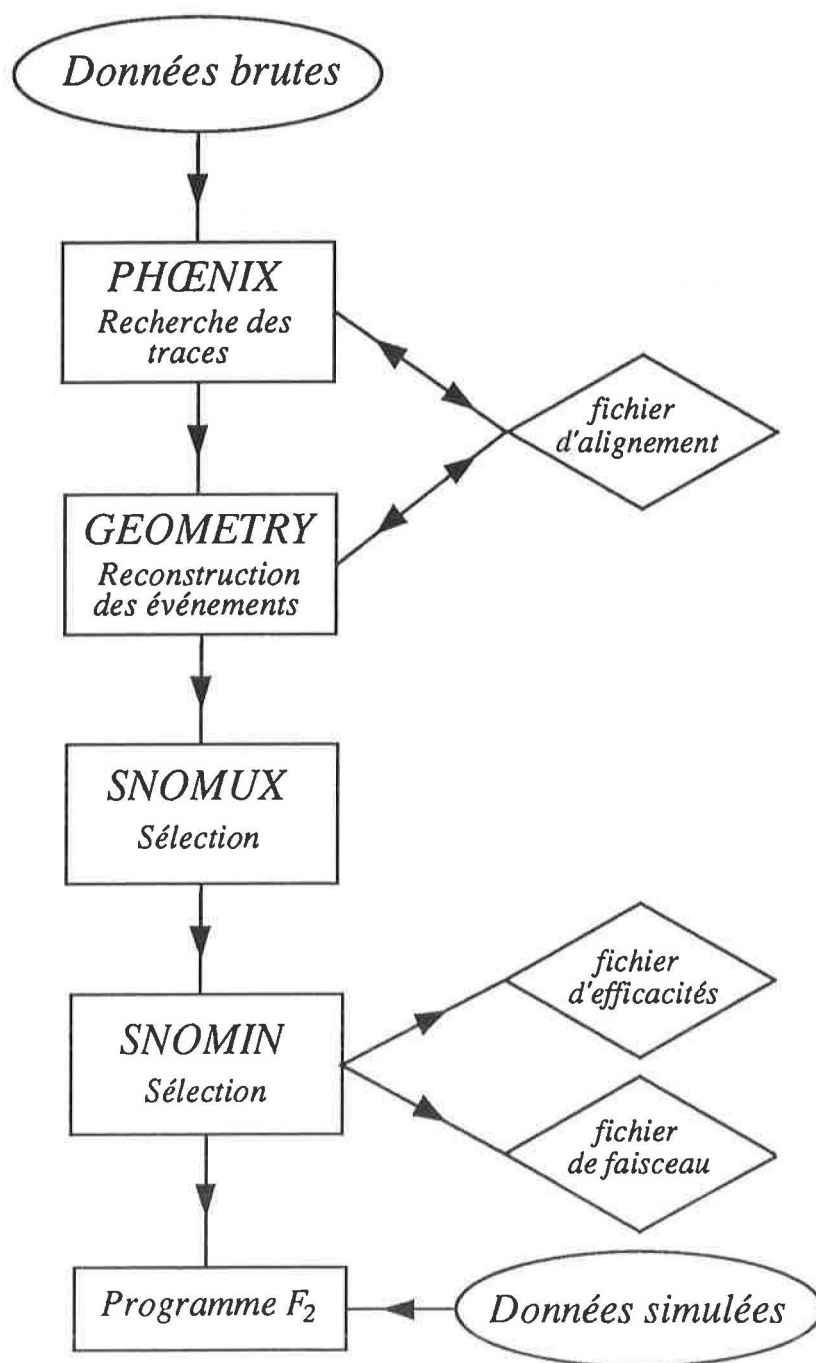


Fig. III,1. La chaîne de programmes effectuant la reconstruction des événements à partir des données brutes décodées.

de reconstituer l'événement déclencheur à partir de ces données et d'en tirer les paramètres physiques associés.

Cette procédure s'articule suivant une chaîne de programmes représentée à la figure III,1. Après avoir été décodées, les données brutes sont traitées par cette chaîne qui se compose des programmes suivants :

1°) *Phœnix*

Ce programme associe les coups dans les chambres de manière à former des segments de droites dans l'espace, correspondant aux trajectoires

- des muons incidents,
- des muons diffusés, dans chaque groupe de détecteurs, en commençant par la région en aval de l'absorbeur,
- des autres particules détectées dans le spectromètre (principalement les hadrons de la gerbe).

2°) *Geometry*

Ce programme réalise les tâches suivantes par des méthodes d'ajustement :

- corrélation des différents tronçons de trajectoire reconstruits par *Phœnix*,
- détermination des paramètres physiques et des quantités de mouvement associés à chaque trajectoire,
- vérification des critères de sélection du déclenchement,
- détermination de la position de l'interaction (vertex).

Le fichier de données produit en sortie de *Geometry* contient, outre les résultats des calculs effectués par le programme lui-même, l'information de départ ainsi que les données brutes.

3°) *Snomux*

La fonction principale de ce programme est de réduire la quantité d'information et donc le volume des données, par une sélection sur les événements. L'information sélectionnée et conditionnée forme ce que l'on appelle les « mini DST ».

4°) *Snomin*

Le programme *Snomin* produit à partir de ces « mini DST » les fichiers de données finales : les « micro-DST » qui contiennent uniquement l'information utile à l'extraction des fonctions de structure. Ce programme permet en outre de déterminer l'efficacité des chambres, information nécessaire à la simulation Monte Carlo qui permettra entre autres la détermination de l'acceptance de l'appareillage.

§ 2. Les procédures d'alignement et d'étalonnage

Les données enregistrées par les systèmes de déclenchement sur les événements que l'on cherche à étudier nécessitent, pour être interprétées en tant qu'événements physiques, des calculs où interviennent des valeurs numériques intrinsèques à l'appareillage. C'est le cas de la position des éléments de détection. C'est également le cas de constantes telles que la vitesse de migration des charges à l'intérieur d'une cellule de chambre à dérive, ou encore des constantes de temps relatives aux modules électroniques chargés des déclenchements.

La détermination de ces valeurs numériques est effectuée par les procédures d'étalonnage et d'alignement que nous décrivons dans ce paragraphe. Ces procédures utilisent les données de déclenchements spéciaux mis en œuvre, pour chaque période, lors de prises de données dédiées.

a) L'étalonnage en temps

L'information sur le temps de passage du muons dans les divers détecteurs est nécessaire pour relier les différentes parties d'un même événement physique : la trace incidente avec la trace sortante, l'information du spectromètre de faisceau avec celle recueillie par les hodoscopes de faisceau.

Pour extraire cette information en temps, certains éléments de l'appareillage doivent être étalonnés au préalable :

- les convertisseurs temps-signal numérique (TDC) qui équipent les photomultiplicateurs des hodoscopes,
- les chambres à dérive.

L'étalonnage de ces dernières est en outre déterminant pour la reconstruction des muons diffusés.

α) Étalonnage des hodoscopes de déclenchement

Le temps de déclenchement est défini par un des hodoscopes de déclenchement : H3V pour le déclenchement n°1, et H4' pour déclenchement n°2. Ces hodoscopes sont équipés de convertisseurs temps-signal numérique dont les constantes de temps doivent être ajustées.

- H3V

Les lattes verticales qui forment cet hodoscope sont équipées à chacune de leurs extrémités de photomultiplicateurs reliés à des convertisseurs temps-signal

numérique.

À partir des coups enregistrés dans les plans à lattes horizontales H3H et H4H, la position de la trace en z dans H3V est déterminée, ce qui permet un ajustement des constantes de temps des convertisseurs. Ces constantes sont fixées de manière à ce que les coups enregistrés au milieu des lattes ($z = 0$) correspondent à un temps nul.

– H4'

L'étalonnage de H4' est réalisé directement à partir des déclenchements physiques à bas angle (déclenchement n°2).

Cet hodoscope est équipé d'un convertisseur temps-numérique par latte. Les constantes de temps sont simplement ajustées de manière à ce que les temps de déclenchement des événements reconstruits soient centrés autour de zéro.

β) Étalonnage des chambres à dérive

Les paramètres à déterminer dans chaque cellule des chambres à dérive sont la vitesse de dérive et le temps maximum de dérive que nous noterons respectivement v_d et t_0 (III,2). Cet étalonnage est réalisé, après un premier alignement des chambres à dérive considérées, par une méthode itérative basée sur la reconstruction des muons des déclenchements 7 et 8.

À chaque itération, les trajectoires des muons sont reconstruites dans les plans du spectromètre. Partant de valeurs initiales raisonnables, les paramètres v_d et t_0 sont recalculés à chaque itération à partir de la distribution obtenue sur un grand nombre de muons de la distance de la trajectoire au fil collecteur en fonction du temps de dérive.

À la première itération, ces valeurs sont extraites sous l'approximation d'un champ de dérive linéaire.

Lors des itérations suivantes, la non-linéarité du champ de dérive est prise en compte selon une paramétrisation polynomiale. La déviation de la distribution par rapport à une fonction linéaire est en effet ajustée selon un polynôme dont le degré est choisi suivant le type de la chambre. Les chambres dont le champ de dérive est le moins linéaires sont les W4,5 pour lesquelles un polynôme de degré cinq est nécessaire à l'ajustement.

γ) Étalonnage des hodoscopes de faisceau et de la BMS

Cet étalonnage est réalisé avec les données du déclenchement de faisceau (n° 5).

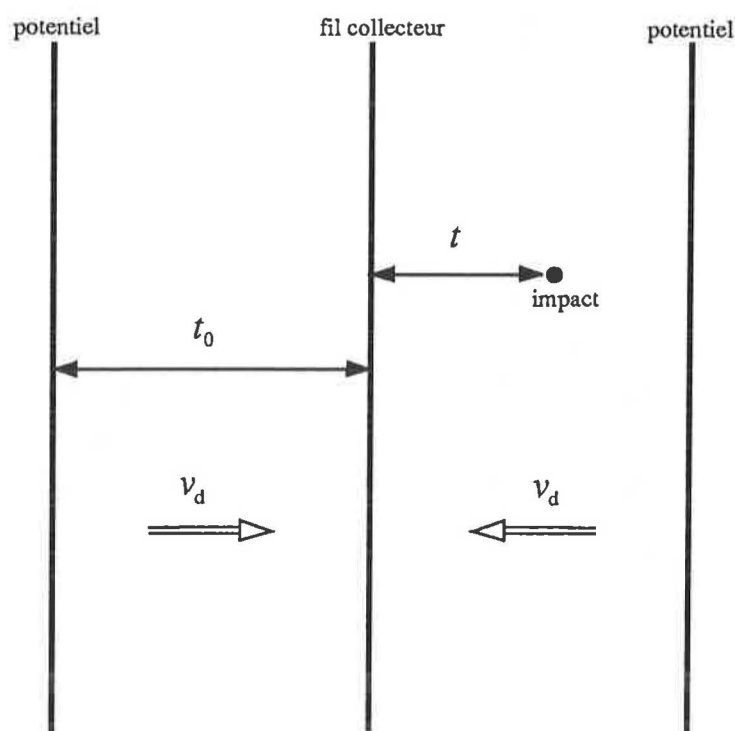


Fig. III,2. Définition des paramètres d'une cellule de dérive : v_d est la vitesse de dérive et t_0 est le temps maximum de dérive, c'est à dire le temps mis par les charges produites par un impact proche d'un des fils de potentiel pour atteindre le fil collecteur.

Les constantes de temps des modules convertisseurs temps-numérique associés aux lattes des hodoscopes du spectromètre de faisceau (BMS) sont ajustées de manière à ce que le temps moyen soit synchronisé au temps de déclenchement.

b) L'alignement des détecteurs

Les valeurs initiales utilisées par cette procédure proviennent des mesures optiques réalisées dans le hall expérimental, avant chaque prise de données et généralement après chaque déplacement de détecteur, par les géomètres du CERN. Ces mesures, effectuées sur des points de repères fixes dans l'appareillage, permettent de déterminer la position de chaque plan de mesure le long de l'axe du faisceau et dans chacun de ces plans, la coordonnée du premier élément actif (fil, latte de scintillateur

etc.). Leur précision est de l'ordre de quelques millimètres.

La méthode de la procédure d'alignement est basée sur la détection dans le spectromètre, de muons de trajectoires rectilignes. Les coordonnées des coups dans les plans de mesure sont d'abord calculées en utilisant les mesures des géomètres.

Si la position réelle des détecteurs correspondait exactement à ces mesures, les points calculés seraient distribués selon la trace du muon, ceci à la résolution de mesure dans les plans près. Statistiquement sur un grand nombre de muons, la distribution des points correspondrait à une gaussienne centrée sur la trace du muon et ayant pour écart-type la résolution en question.

Le principe de la procédure est le suivant (voir fig III,3) :

- Pour chaque muon on ajuste une droite selon les points correspondant aux coups enregistrés dans un ensemble de plans de mesure.

- La valeur correspondant à la position de chaque plan est corrigée de la différence moyenne entre l'ajustement et la coordonnée mesurée par le plan.

- La procédure est répétée jusqu'à stabilisation.

Bien entendu, une telle méthode fonctionne bien plus aisément avec des traces parfaitement rectilignes et restructurables sans ambiguïté. Dans ce but, des prises de données spéciales ont été réalisées en absence de champ magnétique dans l'aimant et à intensité de faisceau réduite. Différents systèmes de déclenchement (cités au chapitre précédent) ont permis de sélectionner de telles trajectoires, diversement orientées dans l'appareillage.

La précision de cette méthode peut atteindre un dixième de millimètre. Elle est meilleure que la résolution typique des plans de chambres à fils.

En pratique, la procédure est appliquée d'aval en amont dans l'ordre suivant (il est conseillé de se reporter à la figure II,2) :

$\alpha)$ $W6,7$, $P6,7$, $W3$

L'alignement de ces chambres est effectué à l'aide des déclenchements 7 et 8 (*cf.* chapitre II).

L'ajustement aux traces est réalisé dans le module B de $W6,7$ et les plans sont alignés entre eux par la méthode décrite ci-avant.

Les droites ainsi obtenues, extrapolées aux chambres $P6,7$ et $W3$, permettent l'alignement des trois détecteurs les uns par rapport aux autres. De trois à cinq itérations sont nécessaires à la stabilisation des valeurs ajustées.

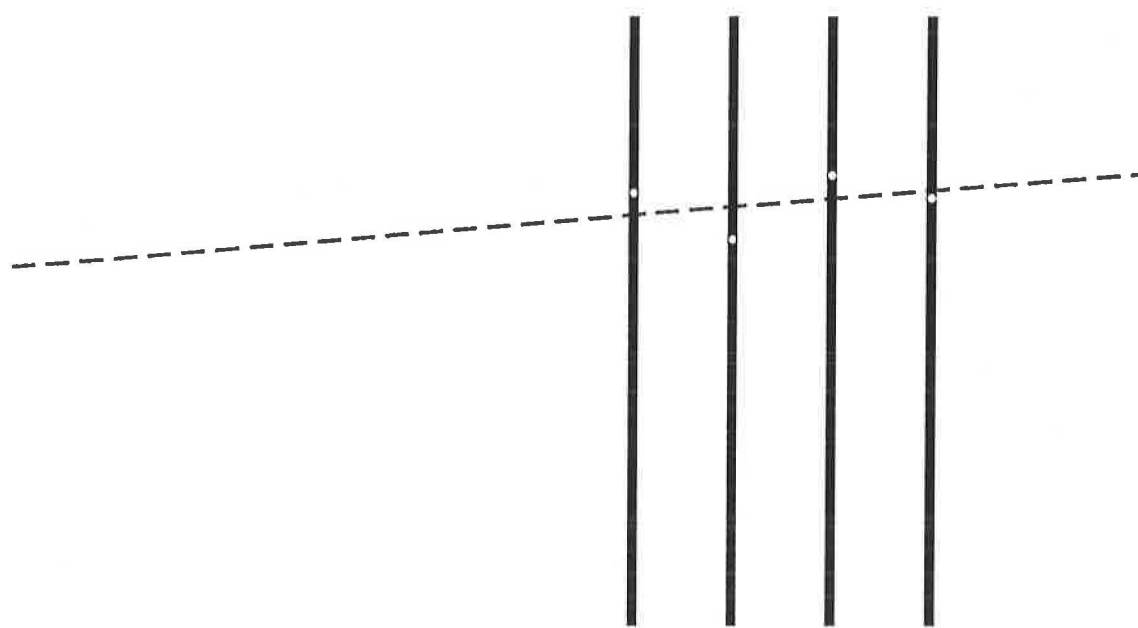


Fig. III,3. Principe de la méthode d'alignement (voir texte). La ligne tiretée représente l'ajustement aux points de la trace du muon dans les plans de mesure. Si la position des plans était connue de manière exacte, les points seraient alignés selon l'ajustement, à la résolution des plans près.

Les temps de dérive des chambres W6,7 B et W3 sont alors étalonnés, avant une nouvelle itération de l'alignement.

Les plans des modules A et C de W6,7 sont à leur tour alignés à l'aide des muons divergents sélectionnés par le déclenchement 8 (halo lointain). Les zones de recouvrement entre ces modules latéraux et le module W6,7B permettent alors d'aligner ces trois modules entre eux.

L'étalonnage des temps de dérive de W6,7 A et C est alors effectué et l'alignement réitéré.

L'extrapolation des traces permet en outre l'alignement des hodoscopes de déclenchement H3V, H3H, H4H, H3' et H4' par rapport à W6,7.

β) W_{4,5}, P_{4,5}

L'alignement et l'étalonnage des chambres W4,5 et P4,5 et des hodoscopes H1V et H1H sont réalisés à l'aide du déclenchement 7.

La procédure débute par l'alignement des plans de W4,5 entre eux.

Les droites ainsi déterminées, extrapolées à P4,5 permettent l'alignement des deux chambres l'une par rapport à l'autre.

L'étalonnage de W4,5 est alors réalisé avant une vérification de l'alignement.

γ) W1,2

Les droites de W4,5, extrapolées aux plans W1,2 permettent une estimation de l'alignement de ces plans. L'alignement est ensuite affiné par l'utilisation des traces reconstruites à la fois dans W4,5 et W1,2.

Là encore, l'alignement est vérifié après étalonnage.

δ) P1,2,3 et PV1,2

Les droites obtenues dans W4,5 et W1,2, extrapolées à travers l'aimant, permettent l'alignement des chambres P1,2,3 et PV1,2.

Ces mêmes droites sont ensuite prolongées en aval, au groupe W6,7-P6,7-W3 et l'alignement relatif est vérifié.

ε) Alignement absolu

À ce niveau, les grandes chambres du spectromètre sont alignées les unes par rapport aux autres, la référence de départ étant le premier plan de W6,7B. Il reste donc à aligner l'ensemble du spectromètre par rapport aux cibles et au faisceau.

Pour cela deux points de référence « absolue » sont nécessaires. Le premier est choisi dans l'aimant FSM qui, pesant une centaine de tonnes, peut être considéré comme immobile. Le second point de référence correspond à un des éléments des grandes chambres W4,5. Ces deux points de référence ont été mesurés avec précision par les géomètres.

La dernière phase de la procédure d'alignement consiste ainsi à recalculer l'ensemble des positions des éléments de détection de manière à ce que la position du plan P2, situé dans le FSM, et celle du plan de référence de W4,5 coïncident avec les valeurs obtenues par les géomètres.

ζ) Les détecteurs de faisceau

Le système de déclenchement utilisé pour aligner les chambres et les hodoscopes de faisceau est le déclenchement n° 5.

Seules les chambres P4,5 et PV1,2 présentent un recouvrement avec les détecteurs de faisceau. Aussi les traces reconstruites dans ces deux chambres à la fois sont utilisées pour aligner les chambres P0. Une fois ces chambres alignées, les traces sont

ajustées selon les points calculés dans ces chambres et les hodoscopes de faisceau sont alignés sur ces ajustements.

§ 3. La recherche et la reconstruction des trajectoires

La logique suivie par le programme *Phœnix* est la suivante :

- Recherche des traces des muons incidents dans la BMS et les hodoscopes de faisceau. Si aucun muon incident n'est trouvé, l'événement est rejeté.
- Recherche des traces de muons diffusés. Les muons sont identifiés aux particules détectées au-delà de l'absorbeur. Si aucune trajectoire n'est trouvée dans cette région, l'événement est rejeté.
- Recherche des autres trajectoires détectées dans le spectromètre.

a) *La reconstruction des muons incidents*

Cet algorithme est appliqué non seulement aux déclenchements physiques mais également aux déclenchements de normalisation 3, 4 et 10 décrits au chapitre II.

1°) *Recherche dans le spectromètre de faisceau*

Le spectromètre de faisceau (voir chapitre II) est constitué de quatre plans d'hodoscopes répartis de part et d'autre d'un aimant dipolaire à déflexion verticale. La reconstruction des trajectoires incidentes se déroule selon les phases suivantes :

Pour chaque événement déclenché, les coups enregistrés dans les hodoscopes du spectromètre de faisceau sont sélectionnés à l'intérieur d'une fenêtre en temps de plus ou moins dix nanosecondes autour du temps de déclenchement soustrait du temps de vol entre la BMS et les hodoscopes de déclenchement.

À partir de ces coups, le programme va former des traces « candidates » dans au moins trois des quatre hodoscopes de la BMS, en appliquant des coupures de plus ou moins 1,3 nanoseconde autour du temps attendu dans chaque plan.

L'impulsion associée à chaque trajectoire candidate est alors calculée à partir des coordonnées en z des coups correspondants.

2°) *Recherche dans les hodoscopes de faisceau*

Ces hodoscopes sont composés de trente-deux plans mesurant les coordonnées y , z et le long de deux directions, perpendiculaires l'une à l'autre et formant un angle

de quarante-cinq degrés par rapport aux directions y et z ; nous les nommerons θ^+ et θ^- . Reprenant la nomenclature du chapitre II, nous désignerons les plans de mesure de ces coordonnées par les lettres capitales correspondantes : X , Y , $\Theta^\pm$.

La recherche de trajectoires dans ces hodoscopes est effectuée de la manière suivante :

- Les trajectoires sont recherchées dans les projections y et z à partir des plans correspondants. Pour cela, dans chaque projection, on demande qu'au minimum trois plans sur quatre soient touchés et que ces interactions aient lieu à des temps concordant aux distances entre les plans.

- Le recouplement des trajectoires ainsi déterminées dans les deux projections est effectué grâce aux coups enregistrés dans les plans $\Theta^\pm$. On sélectionne ensuite les trajectoires ayant un nombre de coups suffisant dans chaque projection θ .

- Les deux premières étapes sont répétées dans l'ordre inverse sur les coups non retenus : les trajectoires sont reconstruites dans les projections $\theta^\pm$ et associées entre elles à l'aide des coups dans les plans X et Y .

De cette façon, le maximum de l'information provenant des hodoscopes est utilisé et l'inefficacité géométrique, due par exemple aux interstices éventuels entre les lattes de scintillateur, est minimisée.

Les trajectoires ainsi reconstruites sont extrapolées dans la chambre de faisceau POB située entre les deux cibles. Les coups enregistrés dans cette chambre se trouvant à l'intérieur d'une « route » de plus ou moins cinq millimètres autour de la trajectoire sont sélectionnés et enregistrés en vue d'une utilisation par le programme *Geometry*.

3°) Association des trajectoires

L'association entre les trajectoires reconstruites dans le spectromètre de faisceau et celles des hodoscopes de faisceau est établie en requérant une correspondance en temps. Les événements auxquels ne correspond aucune trajectoire dans les hodoscopes de faisceau sont rejetés.

b) La reconstruction des muons diffusés

La recherche des trajectoires de muons diffusés est effectuée par groupes de détecteurs. Elle débute dans les chambres situées en aval de l'absorbeur qui ne sont en principe touchées que par les muons.

Les trajectoires sont ensuite recherchées dans chaque groupe de détecteurs en remontant progressivement vers les cibles. Dans chacun de ces groupes, seuls les coups compatibles avec les trajectoires reconstruites dans les groupes aval sont utilisés.

Lorsqu'aucun segment n'est trouvé dans un groupe, l'événement est rejeté.

1°) Recherche en aval de l'absorbeur

Parmi les coups enregistrés dans les plans W6,7, P6,7 et W3, seuls sont sélectionnés ceux, contenus à l'intérieur d'une «route» définie à partir des coups des hodoscopes de déclenchement. Cette première sélection permet de rejeter les coups produits par d'éventuelles gerbes engendrées par des interactions dans les matériaux de l'appareillage. Du fait de la grande taille des cellules de dérive, les temps d'enregistrement dans les chambres W6,7 sont très longs, ce qui peut causer l'intrusion de coups parasites dans l'événement. Ce n'est pas le cas dans les hodoscopes de déclenchement dont l'électronique rapide permet en général de n'enregistrer qu'un coup par événement.

Dans la projection z , la route est définie à partir des plans H2H et H4H. Dans la projection y , le plan H3V est utilisé avec un point arbitraire dans les cibles pour définir une route de largeur croissante vers l'aval.

Une fois ces coups sélectionnés, les traces sont recherchées dans les projections y et z , indépendamment dans chaque ensemble A, B et C. Ces traces sont ensuite associées entre elles à partir des coups enregistrés dans les plans Θ .

Un segment de droite est alors ajusté à chacune de ces traces candidates par la méthode des moindres carrés. Dans le cas des zones de recouvrement des ensembles A et B ou B et C, les traces sont associées si compatibles.

2°) Recherche en aval de l'aimant

α) W4,5 et P4,5

Les chambres à dérive W4,5 et proportionnelles P4,5 sont situées dans la même région de l'axe du faisceau mais leurs couvertures angulaires sont très différentes puisque les chambres P4,5 ont un diamètre d'environ quatre-vingt-dix centimètres alors que les chambres W4,5 sont de dimension 5 m $\times$ 2,5 m.

L'extrapolation du segment reconstruit en aval de l'absorbeur permet une première sélection des coups enregistrés dans les chambres W4,5 et P4,5. La reconstruction se fait en deux étapes :

– Tout d'abord, les traces sont recherchées et reconstruites dans les plans W4,5. Les coups enregistrés dans les P4,5 qui correspondent à ces traces sont associés.

– Dans un deuxième temps le processus inverse est effectué : reconstitution dans P4,5 et association des coups compatibles de W4,5.

La recherche des traces dans W4,5 et P4,5 a lieu dans les projections y et z . Dans W4,5, les traces reconstruites dans ces projections sont appariées à l'aide des coups enregistrés dans les plans Θ . Les chambres P4,5 ne comportent pas de plans de mesures de la coordonnée z et cette projection est déterminée à partir des coups enregistrés dans les plans Θ et de la trace reconstruite dans la projection y . Si la trace reconstruite dans P4,5 est située dans une région de recouvrement avec les chambres W4,5, l'algorithme demande un nombre minimum de coups enregistrés dans les chambres à dérive.

β) P0E et W1,2

Là encore, les coups sont sélectionnés à l'aide d'une route définie autour de l'extrapolation de la trace trouvée dans W4,5 et P4,5. Les segments de trace sont déterminés en trois dimensions, indépendamment dans chaque chambre, à partir des angles et positions du segment reconstruit dans W4,5.

4°) Recherche dans l'aimant

Les détecteurs contenus dans le volume de l'aimant sont les chambres proportionnelles P1,2,3 et P0D. La sélection des coups dans ces chambres s'effectue de la même manière que précédemment dans la projection z . Par contre, dans la projection y , la déflexion de la trajectoire due au champ magnétique impose un algorithme plus complexe. Dans cette projection, la trace est extrapolée selon un arc de cercle, ce qui suppose un champ magnétique homogène. L'arc de cercle est défini par (voir fig. III,4) :

– l'extrapolation du segment reconstruit en aval de l'aimant jusqu'au milieu de celui-ci dans la coordonnée x

– le point d'intersection entre la droite reliant le dernier point de l'extrapolation linéaire et le centre de la cible et le bord amont de l'aimant.

5°) Recherche en amont de l'aimant

Afin de rechercher les trajectoires en amont de l'aimant, un ajustement polynomial est appliqué aux traces reconstruites. Cet ajustement sert de point de départ à

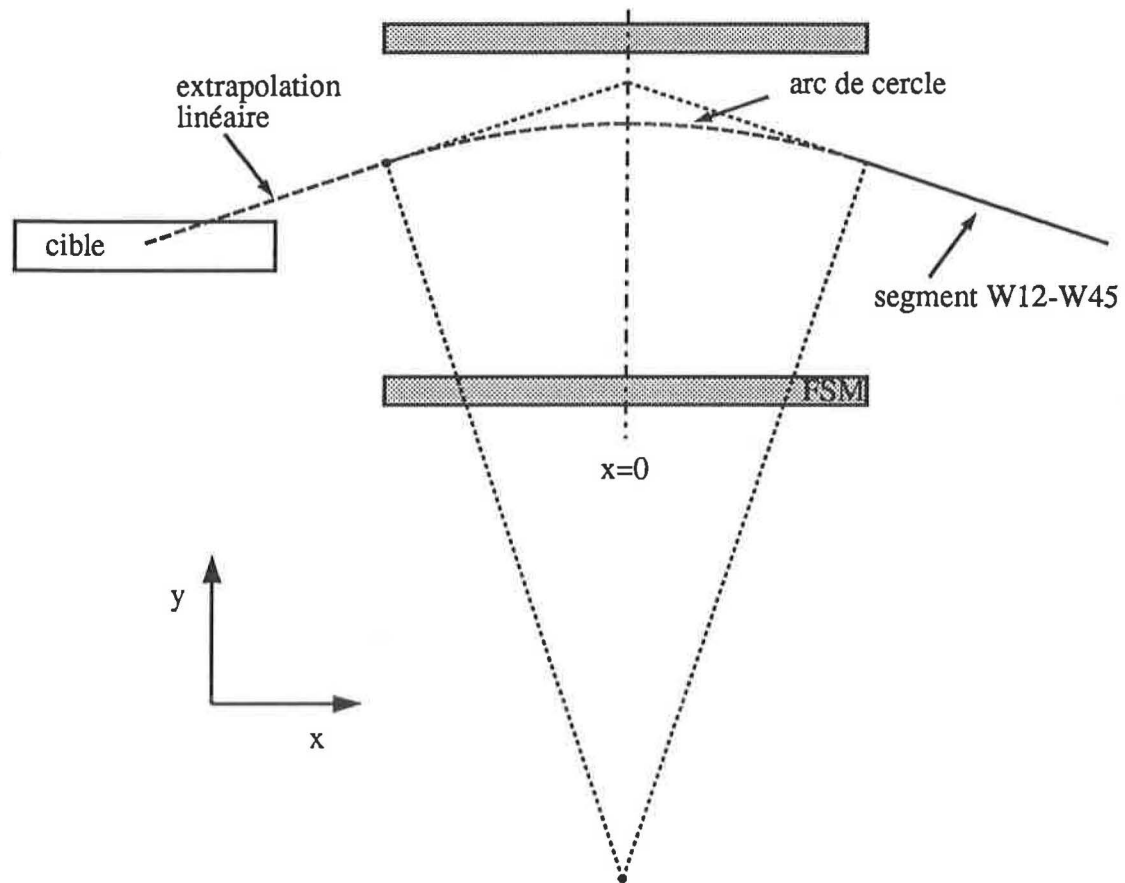


Fig. III,4. Reconstruction de la trajectoire dans l'aimant

une sélection des coups dans les plans PV1,2 et P0C. L'algorithme alors utilisé est le même que pour les plans W1,2 et P0E.

Les trajectoires sont ensuite réajustées et extrapolées à la chambre P0B située entre les deux cibles.

§ 4. La reconstitution de l'événement

Cette phase réalisée par le programme *Geometry* consiste, en résumé, à reconstituer globalement la trajectoire du muon diffusé à partir des tronçons reconstruits par *Phoenix*, en déterminer les paramètres physiques et effectuer la jonction avec le muon incident.

1°) *Le muon incident*

Nous avons vu plus haut que lors de la première phase de la chaîne de reconstruction, le programme *Phoenix* détermine parmi les coups enregistrés dans les hodoscopes de faisceau, les trajectoires des muons incidents détectés lors de chaque déclenchement.

Pour chaque trace ainsi trouvée, le programme *Geometry* va réaliser un ajustement de la trajectoire à la distribution spatiale des coups enregistrés dans les hodoscopes de faisceau.

Lors d'un déclenchement, plusieurs muons incidents peuvent être détectés. Afin d'éviter toute ambiguïté, un test sur la position et le temps des trajectoires rejette :

- chaque paire de trajectoires enregistrées dans une fenêtre en temps de deux nanosecondes,
- les trajectoires proches à la fois spatialement (< 4 mm) et temporellement (< 10 ns).

2°) *Le muon diffusé*

Dans un premier temps, sont ajustées des droites (coordonnées d'un point et pentes) aux points de chaque tronçon indépendamment, à l'exception du groupe P1,2,3 auquel est ajustée une trajectoire circulaire dans la projection y .

Les résultats de ces ajustements sont ensuite utilisés dans une méthode itérative basée sur une interpolation polynomiale, décrite en détails dans [1].

Afin d'identifier le muon parmi les trajectoires ajustées en aval de l'absorbeur, chacune d'elles est propagée, avec sa matrice d'erreurs, à travers le calorimètre et l'absorbeur en tenant compte des phénomènes de diffusion multiple et de perte d'énergie entraînés par la traversée de matériaux.

Les paramètres de chaque trajectoire après propagation sont alors comparés à ceux de chaque segment reconstruit dans les chambres W6,7, P6,7 et W3. Un calcul de probabilité de type χ^2 sur les différences observées dans les paramètres y , z , y' et z' permet l'identification de la trajectoire du muon.

3°) *Vérification des critères de déclenchement*

Un test de la cohérence de la reconstruction consiste à vérifier sur chaque trajectoire identifiée à un muon diffusé, les critères de déclenchement. Pour cela, les lattes d'hodoscopes traversées par la trajectoire sont déterminées et la matrice de

déclenchement appliquée. Ce test permet de supprimer les déclenchements provoqués par des coups parasites dans les hodosopes.

4°) *Détermination du vertex*

La méthode de détermination du vertex consiste à rechercher le point de moindre approche des trajectoires des muons incident et diffusé.

La procédure a lieu en plusieurs étapes :

- La trajectoire du muon diffusé est prolongée jusqu'à la coordonnée en x ou le muon incident est reconstruit. Cette prolongation est effectuée en tenant compte, dans la propagation des erreurs, de la diffusion multiple et de la perte d'énergie dans les cibles.

- Le point de moindre approche est alors déterminé dans les deux trajectoires.

- Ces deux trajectoires de départ sont ensuite prolongées simultanément jusqu'à cette nouvelle coordonnée en modifiant la matrice de covariance.

- Ces deux derniers points sont réitérés jusqu'à stabilisation.

Si le vertex est localisé en aval de la chambre P0B, l'ajustement de la trace du muon incident est réalisé à nouveau de manière à prendre en compte les coups enregistrés dans cette chambre de faisceau. La procédure de recherche de vertex est alors réitérée.

Le programme définit plusieurs types de vertex :

- type 1 : un muon incident et un muon diffusé de même signe

- type 2 : un muon incident et plus d'un muon diffusé

- type 3 : un muon incident, un muon diffusé plus traces chargées

- type 4 : aucune trajectoire incidente, paire de particules de charges opposées en sortie

- type 5 : muon incident et muon diffusé de charges opposées

- type 6 : trajectoire incidente, deux trajectoires de désintégration en sortie

- type 7 : vertex secondaire avec trajectoire incidente

- type 8 : vertex secondaire sans trajectoire incidente.

Seuls les événements reconstruits avec un vertex de type 1 sont utilisés dans l'analyse des fonctions de structure.

§ 5. La sélection des données

Les données produites par le programme *Geometry* contiennent toute l'information sur les événements enregistrés : données brutes et données reconstruites. En outre, seuls environ vingt-cinq pour cent des déclenchements enregistrés sont reconstruits à ce niveau.

En vue des analyses physiques, le traitement des « maxi-DST » permet une sélection et un traitement de l'information. Ce traitement est réalisé en deux étapes par les programmes *Snomux* et *Snomin*.

1°) *Snomux*

Ce programme effectue tous les traitements nécessitant les données brutes :

- traitement des déclenchements de normalisation 3, 4 et 10
- traitement des données du calorimètre hadronique.

En outre, afin de réduire le volume des données, *Snomux* réalise une sélection de l'information :

- sélection des événements satisfaisant au critère de déclenchement et possédant un vertex reconstruit
- sélection de l'information pour chaque événement (perte des données brutes)
- coupures physiques.

L'information ainsi sélectionnée est compactée dans le plus petit nombre de mots possible. Ces données sont appelées « mini-DST ». Leur volume représente de un huitième à un dixième de celui des maxi-DST.

2°) *Snomin*

Le traitement effectué par ce programme concerne principalement les muons incidents. La sélection des événements peut se résumer aux points suivants :

- réjection des événements pour lesquels la quantité de mouvement du muon incident n'est pas mesurée
- coupures sur les paramètres des muons incidents : p , y' et z'
- réjection des muons incidents dont la trajectoire traverse la partie active du compteur anti-halo V2 (cette sélection concerne les déclenchements n°10 pour lesquels le veto n'est pas appliqué en temps réel)

Le programme réalise en outre les calculs des poids à appliquer aux événements à partir des déclenchements 3, 4 et 10.

Un «fichier de faisceau» contenant les paramètres des muons des déclenchements n°10 ainsi que les coups correspondants dans les hodoscopes de faisceau est produit en vue de la simulation Monte Carlo que nous décrirons au § suivant.

Les données produites en sortie du programme *Snomin* appelées micro-DST représentent environ un dixième du volume des mini-DST. Elles sont utilisées pour l'analyse des fonctions de structure.

§ 6. Les échantillons de données

Les données dont nous présentons l'analyse dans cette thèse sont issues des déclenchements n°1 enregistrés durant six «périodes» du SPS correspondant chacune à une dizaine de jours. Le nombre de déclenchements de type 1 et l'énergie de faisceau est donnée pour chacune de ces périodes au tableau III,1.

Chaque période a été analysée séparément.

Tableau III,1. Les périodes de prise de données de diffusion sur hydrogène et deutérium de 1989.

Période	Énergie (GeV)	déclenche- ments n°1
P2C89	280	1600000
P2D89	280	1400000
P2E89	200	2000000
P3A89	280	1500000
P3B89	120	4200000
P3C89	200	1000000

Afin d'illustrer l'«écrémage» effectué dans les différentes étapes de la chaîne de reconstruction, nous donnons à la figure III,5, pour l'échantillon de données correspondant à la période P2C89, le nombre de déclenchements n°1 par prise, dans les données brutes, en sortie de *Phœnix* et dans les micro-DST.

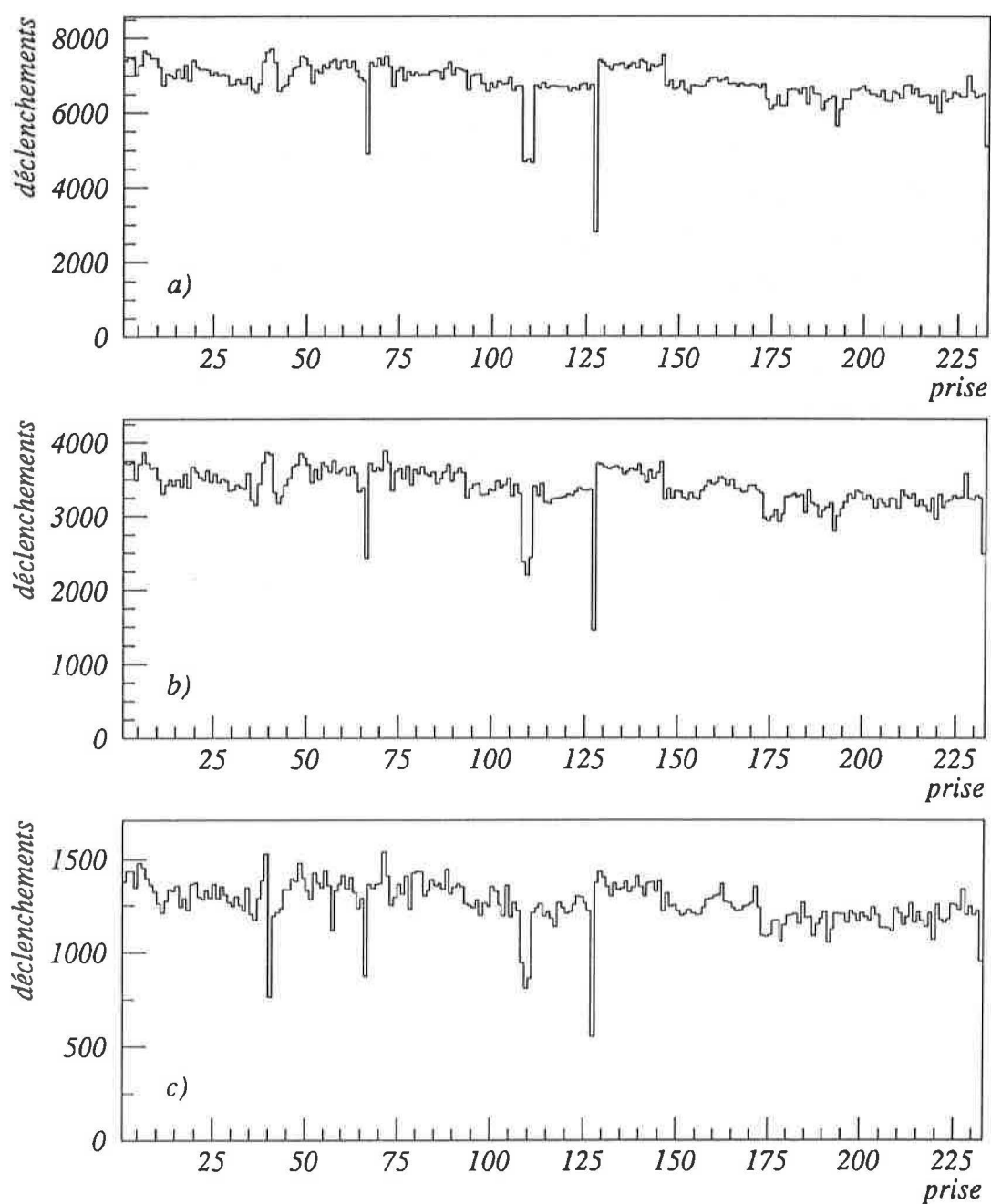


Fig. III,5. Nombre de déclenchements n°1 par prise de données utilisable dans la période P2C89 : a) données brutes, b) sortie de *Phœnix*, c) micro-DST. Chaque canal correspond à une prise de donnée.

§ 7. La simulation Monte Carlo de l'expérience

a) Généralités

La simulation de l'appareillage et des processus physiques mis en jeu lors de l'expérience est nécessaire à l'interprétation des données en termes de section efficace de diffusion profondément inélastique.

En effet, cette interprétation nécessite la connaissance de l'«acceptance» de l'appareillage et du processus de reconstruction c'est-à-dire leur fonction de réponse aux événements physiques.

Pour estimer cette quantité, il est nécessaire de simuler l'appareillage et les processus physiques mis en jeu aussi précisément que possible. D'autre part, afin d'éviter l'introduction de tout biais dû à la reconstruction, les événements physiques simulés dans l'appareillage doivent être reconstruits de la même manière que les données réelles.

Nous verrons au chapitre suivant comment l'acceptance de l'appareillage est prise en compte de manière itérative dans la procédure d'extraction des fonctions de structure.

La simulation de l'expérience est effectuée selon des algorithmes de type Monte Carlo, c'est-à-dire basés sur des tirages aléatoires, qui permettent d'engendrer des événements simulés de diffusion inélastique profonde, de reproduire l'interaction des différentes particules avec les matériaux de l'appareillage et de simuler la détection.

Les données Monte Carlo ainsi produites peuvent ensuite être reconstruites par la chaîne de programme utilisée pour les données physiques. La comparaison des données Monte Carlo reconstruites aux événements engendrés permet d'estimer l'acceptance. La chaîne de reconstruction des données Monte Carlo est résumée à la figure III,6 (à comparer avec la chaîne de reconstruction des données réelles de la figure III,1)

En fait, pour pouvoir comparer les données simulées aux données réelles afin d'en extraire les fonctions de structures, les événements simulés devraient être engendrés selon la section efficace totale réelle. Dans ce but, chaque événement Monte Carlo est pondéré à l'aide d'une paramétrisation de la section efficace de diffusion profondément inélastique à l'ordre de l'échange d'un photon virtuel multipliée par un facteur correctif prenant en compte les diagrammes d'ordres supérieurs.

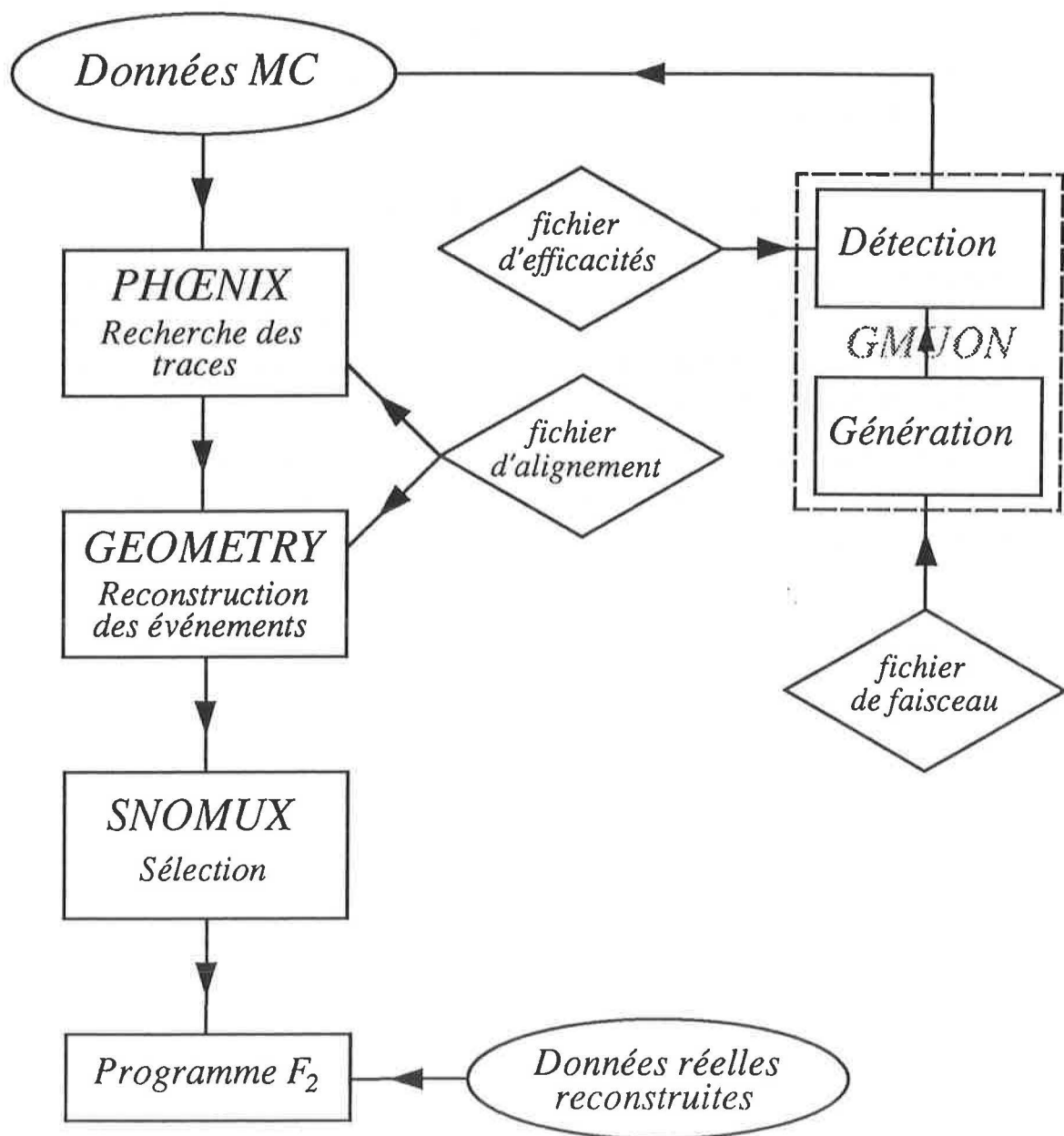


Fig. III,6. La chaîne de programmes réalisant la production et la reconstruction des événements Monte Carlo. Les événements sont engendrés à partir du fichier de faisceau contenant les paramètres issus des données du déclenchement n° 10. La détection de l'appareillage est simulée en tenant compte de l'efficacité de chaque plan de mesure, estimée à partir des données réelles. Les programmes de reconstruction sont les mêmes que ceux utilisés pour les données réelles.

Cette pondération nécessite la connaissance *a priori* de la valeur des fonctions de structure. C'est pourquoi la détermination de l'acceptance et l'extraction des des fonctions de structure nécessitent l'emploi d'une procédure itérative que nous décrirons au chapitre IV.

b) Le programme de simulation

Ce programme baptisé GMUON est formé de deux parties. La première concerne la génération des événements et la propagation des particules dans l'appareillage expérimental. La seconde étape réalise la simulation des coups dans les détecteurs en tenant compte des efficacités de détection estimées à partir des données réelles.

Nous décrirons ici la version « standard » du programme, utilisée lors de l'analyse, pour la détermination de l'acceptance de l'appareillage. Pour conserver des temps de calcul raisonnables, cette version ne simule pas la gerbe hadronique et ses interactions dans l'appareillage. Aussi l'acceptance déterminée par la version standard ne prend pas en compte l'inefficacité due aux particules de la gerbe hadronique et est en quelque sorte incomplète.

Comme nous le verrons plus loin, une simulation dédiée aux effets sur la reconstruction dus aux hadrons et aux particules issues d'interactions secondaires permet la détermination d'une correction à cette acceptance, à appliquer *a posteriori* aux mesures.

La version standard a également permis de tester les programmes de reconstruction lors de la phase de développement.

1°) La simulation des événements

La simulation des événements est basée sur le programme général de simulation Monte Carlo GÉANT, développé au CERN [2]. Ce programme offre un cadre permettant de simuler les différentes parties de l'appareillage et la propagation des particules dans les matériaux.

α) Le muon incident

Afin de décrire au mieux la réalité, les paramètres des muons incidents à simuler sont fixées par les données enregistrées par le déclenchement de faisceau n°10 (voir § précédent). Ces paramètres d'entrée donnent non seulement la position et la

direction de la trajectoire incidente pour chaque événement mais également les coordonnées des coups dans les hodoscopes de faisceau.

β) Le vertex

La position du vertex le long de l'axe du faisceau dans une des deux cibles est déterminée par un tirage aléatoire. Le muon incident est alors propagé jusqu'à cette abscisse afin de déterminer les coordonnées transverses du vertex.

γ) Le muon diffusé

La cinématique de l'événement est engendrée suivant les variables ν et Q^2 , dans des limites réalistes dépendant de l'énergie de faisceau (*cf.* tableau III,2).

Tableau III,2. Limites cinématiques de génération utilisées pour les trois énergies de faisceau des données de 1989.

	120 GeV	200 GeV	280 GeV
$\nu_{\min}$ (GeV)	1	1	1
$\nu_{\max}$ (GeV)	140	220	300
$Q_{\min}^2$ (GeV ²)	0,1	0,5	0,5
$Q_{\max}^2$ (GeV ²)	140	200	300

La variable ν est tirée aléatoirement suivant une loi de probabilité p telle que $dp/d\nu = \text{constante}$. Par contre, afin de répartir les événements simulés selon une distribution proche de celle des données physiques, la variable Q^2 est tirée suivant une loi en $dp/dQ^2 \propto 1/Q^2$.

L'angle azimuthal ϕ autour de l'axe du faisceau est choisi de manière aléatoire entre 0 et 2π .

δ) La propagation des particules

La trajectoire du muon diffusé déterminée par les valeurs des variables ν , Q^2 et ϕ est propagée dans l'appareillage.

L'effet du champ magnétique dans l'aimant est simulé par une déflexion verticale déterminée à partir de l'intégrale de champ mesurée dans les données réelles.

Les coordonnées de ses intersections avec les plans de mesure sont stockées en vue de la simulation de la détection.

Après propagation, les lattes des hodoscopes touchées sont déterminées afin d'appliquer les logiques de déclenchement des données réelles.

2°) *La simulation de la détection*

Cette simulation constitue la deuxième partie du programme GMUON.

À partir des coordonnées des points d'intersection avec les détecteurs, les données brutes sont simulées par la détermination des éléments actifs touchés. Pour les chambres à fils, le fil touché est le plus proche de la trajectoire. Dans le cas d'une chambre à dérive le temps de dérive est calculé.

Dans chaque plan, l'efficacité intrinsèque de détection est reproduite à l'aide d'un tirage aléatoire et de la probabilité de détection observée dans les données réelles.

c) *La détermination des efficacités de détection*

Nous avons vu que la simulation des données brutes nécessitait la connaissance de l'efficacité de détection de chaque plan, c'est-à-dire de la probabilité de détecter un muon traversant le plan.

Ces valeurs sont estimées à partir des données réelles par les programmes *Phoenix* et *Snomin*.

α) *Efficacités intrinsèques et corrélées*

En fait, l'efficacité d'un plan peut être découpée en une composante intrinsèque au plan et une composante «corrélée», liée aux processus extérieurs agissant globalement sur plusieurs plans de mesure.

L'efficacité intrinsèque dépend des matériaux et de la construction du plan, de l'électronique qui lui est associée, mais également des processus, physiques ou non, engendrant localement des signaux pouvant masquer le passage du muon.

L'efficacité «corrélée» est liée aux processus générateurs de «bruit de fond» agissant globalement sur plusieurs plans de détection.

Nous verrons plus loin que la gerbe hadronique est responsable dans certains détecteurs d'une telle inefficacité corrélée. Les problèmes éventuels d'électronique affectant un groupe de plans sont une autre source possible d'inefficacité de ce type.

β) Efficacité des hodoscopes de déclenchement

L'efficacité des hodoscopes du déclenchement n°1 est déterminée par le programme *Phoenix* à partir des données enregistrées par le déclenchement n°11. Ce déclenchement mis en œuvre tout au long des prises de données physiques est initié par chaque signal provenant, selon la prise de données, de H3H ou H4H.

L'étude statistique de la présence de coups, correspondant aux trajectoires reconstruites, enregistrés dans chaque hodoscope de déclenchement permet l'estimation de l'efficacité associée.

γ) Efficacité des chambres à fils

Les efficacités des plans de chambres à fils sont déterminées à partir des données au niveau mini-DST.

La méthode employée est la suivante :

On considère tout d'abord que les efficacités sont exclusivement intrinsèques, c'est-à-dire indépendantes de plan à plan.

Cette hypothèse revient à négliger les effets de bruit de fond affectant un groupe de plans.

Pour chacun des groupes de détecteurs définis à la reconstruction, on considère deux types de muons reconstruits :

- les muons sur-satisfaisant le critère de détection minimum,
- les muons le satisfaisant exactement.

Chaque muon du premier type est compté comme une tentative pour chaque plan et le nombre de succès est incrémenté pour chaque plan ayant participé à la détection.

Dans le second cas, une tentative est comptée pour chaque plan n'ayant pas détecté le muon.

L'efficacité de chaque plan est alors obtenue par le rapport du nombre de succès au nombre de tentatives en fonction de la position dans le plan.

Lors de cette détermination sont prises en compte, dans chaque plan, les zones mortes ou de faible efficacité :

- les zones intrinsèquement mortes du plan, généralement situées dans la région de passage du faisceau ;
- les bords du plan ;
- les fils ou groupes de fils morts, soit physiquement, soit du fait d'un défaut de l'électronique ;

– les régions de faible efficacité induites par la présence dans certains plans, de fils servant au support des fils de mesure, généralement orientés perpendiculairement à ces derniers.

L'efficacité étant difficile à déterminer dans ces régions, celles-ci font généralement l'objet de coupures dans les données réelles et simulées.

Les efficacités ainsi déterminées sont paramétrées selon différentes fonctions suivant le type de chambre considéré [3].

§ 8. Les corrections radiatives

Les fonctions de structure sont définies à l'ordre de l'échange d'un photon. L'extraction, à partir des mesures, de la section efficace à cet ordre nécessite la connaissance de la contribution des ordres supérieurs au processus de diffusion.

Plus précisément, pour chaque point (E, x, Q^2) du domaine de mesure, le facteur de « corrections radiatives », rapport entre section efficace totale et section efficace à l'ordre de l'échange d'un photon doit être connu :

$$\eta(E, x, Q^2) = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sigma_{1\gamma}}$$

Les processus à prendre en compte dans le calcul du facteur η sont de nature électrofaible. On peut distinguer les types suivants :

- queue radiative inélastique : la plupart des diagrammes contribuant à cette correction sont représentés à la figure III,7 (cf. [4]).
- diffusion quasiélastique : la diffusion à $x = 1$ sur le nucléon dans le deuton.
- queue radiative élastique : la diffusion à $x = 2$ sur le deuton.

Le calcul des corrections radiatives au processus inélastique nécessite la connaissance de la section efficace de diffusion à l'ordre de l'échange d'un photon et donc des fonctions de structure. C'est là une des raisons de l'emploi d'une procédure itérative pour l'extraction des fonctions de structure à partir des données.

Pour une valeur de x donnée, la valeur des corrections radiatives dépend quasi-linéairement de Q^2 . Elle est la plus élevée à bas x (de l'ordre de +15 % à $x = 0,008$), s'annule autour de $x = 0,2$ et devient négative à grand x (autour de -8 % à $x = 0,5$ pour l'énergie de faisceau de 280 GeV). La dépendance en Q^2 des corrections radiatives est d'autant plus forte que x est petit.

Pour plus de détails, nous invitons le lecteur à se référer à [1] et [5] ainsi qu'aux références citées dans ces ouvrages.

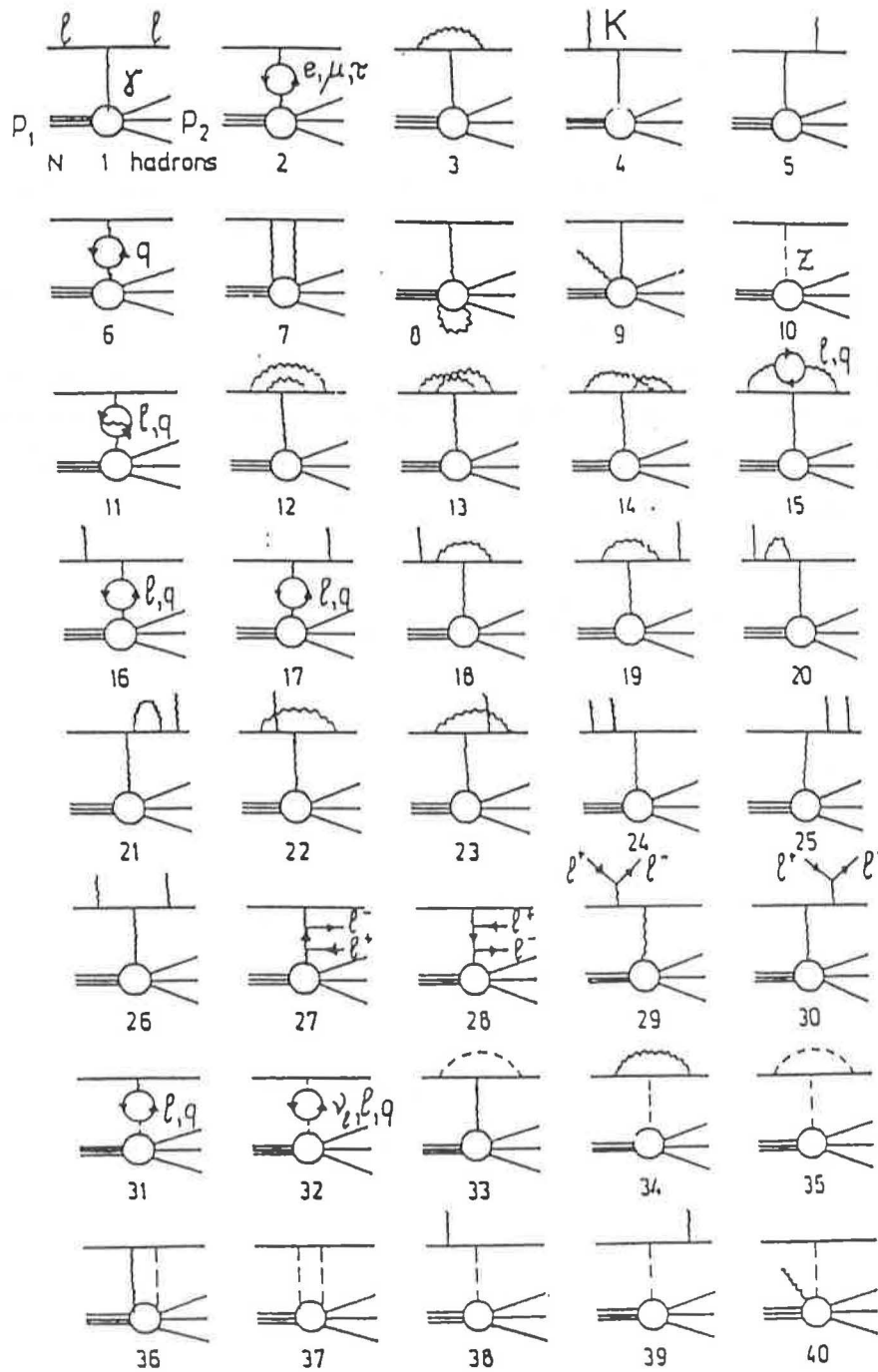


Fig. III,7. Diagrammes pris en compte dans les corrections radiatives au processus de diffusion inélastique.

§ 9. Études de l'acceptance

Ce que nous appelons «acceptance» est la fonction de réponse de l'appareillage et du processus de reconstruction, c'est-à-dire, la fonction qui relie, dans l'espace des variables de mesure (le plan (x, Q^2) en l'occurrence), la distribution physique des événements à la distribution des événements reconstruits.

La fonction d'acceptance prend donc en compte les pertes d'événements dues à l'inefficacité de l'appareillage et du processus de reconstruction, mais également la distorsion introduite par l'appareillage dans la mesure des variables cinématiques, qui provoque la reconstruction en une cellule (x', Q'^2) du plan de mesure, d'un événement réellement situé dans une cellule (x, Q^2) .

La connaissance de cette fonction d'acceptance est obtenue grâce à la simulation Monte Carlo, par la comparaison des événements engendrés aux mêmes événements reconstruits.

Nous verrons au chapitre IV que l'acceptance est prise en compte itérativement dans le calcul de la fonction de structure F_2 à partir des mesures de la section efficace totale de diffusion.

L'étude préliminaire de l'acceptance permet d'établir un «espace utile» de la mesure, en repérant et excluant les régions cinématiques potentiellement problématiques en bordure d'acceptance.

Nous avons choisi d'exclure de l'espace de mesure les régions de faible acceptance ou celles dont l'acceptance varie rapidement [1]. Cette exclusion concerne les bas angles de diffusion et les bas Q^2 .

Le Monte Carlo permet également d'estimer la résolution de l'appareillage. La résolution sur la mesure d'une variable ζ peut être définie comme le rapport $\delta\zeta/\zeta$ où $\delta\zeta$ représente la différence entre la valeur engendrée et la valeur reconstruite de la variable ζ .

La variable $\nu = E - E'$ est particulièrement sensible, pour ses basses valeurs, à la résolution sur la mesure de la quantité de mouvement du muon diffusé. C'est la raison pour laquelle une coupure aux basses valeurs de ν a été appliquée.

L'ensemble des coupures appliquées aux variables cinématiques est résumé au tableau III,3 pour les différentes énergies de faisceau. La coupure sur l'énergie du muon diffusé, établie à l'aide de l'étude Monte Carlo, permet de s'affranchir de la contamination induite par les désintégrations de pions et de kaons chargés en muons.

La coupure en y exclut la région où la contribution des corrections radiatives est grande.

Tableau III,3. Coupures appliquées aux variables cinématiques.

	120 GeV	200 GeV	280 GeV
$\theta_{\min}^{\text{amont}}$	13 mrd	13 mrd	13 mrd
$\theta_{\min}^{\text{aval}}$	15 mrd	15 mrd	15 mrd
$\nu_{\min}$	10 GeV	20 GeV	30 GeV
$E'_{\min}$	20 GeV	35 GeV	40 GeV
$y_{\max}$	0,9	0,9	0,9

§ 10. Inefficacité due à la gerbe hadronique

Nous avons vu que la détermination du quadrivecteur énergie-impulsion du muon diffusé dépendait largement des détecteurs situés après l'aimant, en amont de l'absorbeur. Ces groupes de détecteurs, W1,2, W4,5 et P4,5, sont soumis de manière intensive au flux de particules de la gerbe hadronique et nous avons été amenés à étudier l'effet sur l'efficacité de reconstruction des événements des coups parasites ainsi provoqués.

Pour cela, une simulation Monte Carlo basée sur le programme « standard » décrit précédemment et incluant une simulation complète de la gerbe hadronique et des interactions secondaires, y compris les interactions des particules dans les matériaux de l'appareillage (blindages, cadres des chambres, supports métalliques *etc.*) a été mise en œuvre.

Nous emploierons souvent dans la suite le terme « bruit de fond » pour désigner ces coups parasites dûs principalement aux particules de la gerbe hadronique ainsi qu'aux réinteractions et interactions secondaires.

a) La simulation Monte Carlo

La simulation Monte Carlo pour l'étude des effets du bruit de fond est basée sur le programme GMUON décrit précédemment. À la version « standard » sont rajoutés la simulation de la gerbe hadronique et des processus d'interaction secondaires ainsi que la propagation des particules correspondantes.

Certains diagrammes d'ordre supérieur dans le processus de diffusion ont une influence sur la cinématique de la gerbe hadronique. Il est donc important de prendre en compte l'influence de ces diagrammes au moment de la simulation de celle-ci et non plus *a posteriori* comme dans le cas de la simulation standard.

Les diagrammes principalement concernés correspondent à l'émission d'un photon réel par le muon incident ou le muon diffusé (fig. III,8) ainsi qu'à la correction de vertex à l'ordre 1.

Dans le cas d'un de ces événements radiatifs, le quadrivecteur énergie-impulsion du photon virtuel est modifié. En effet, si on note k_γ le quadrivecteur énergie-impulsion du photon réel et E_γ , son énergie, l'énergie du photon virtuel dans le référentiel du laboratoire s'écrit :

$$\begin{aligned}\tilde{\nu} &= E - E' - E_\gamma \\ &= \nu - E_\gamma.\end{aligned}$$

De même, le carré de la masse du photon virtuel devient :

$$\begin{aligned}\tilde{Q}^2 &= Q^2 - k_\gamma^2 + 2k_\gamma^2(p - p') \\ &= Q^2 - k_\gamma^2 + 2qk_\gamma,\end{aligned}$$

et on a pour la direction du photon virtuel :

$$\vec{\tilde{q}} = \vec{q} - \vec{k}_\gamma.$$

Pour prendre en compte ces corrections radiatives à la cinématique de l'état final hadronique, nous avons utilisé le programme GAMRAD développé à l'origine par la collaboration EMC [8]. Ce programme calcule en un point (x, Q^2) donné :

- la probabilité d'émission d'un photon réel,
- l'énergie du photon réel, déterminée aléatoirement selon un spectre,
- les angles de la direction du photon réel par rapport au photon virtuel,

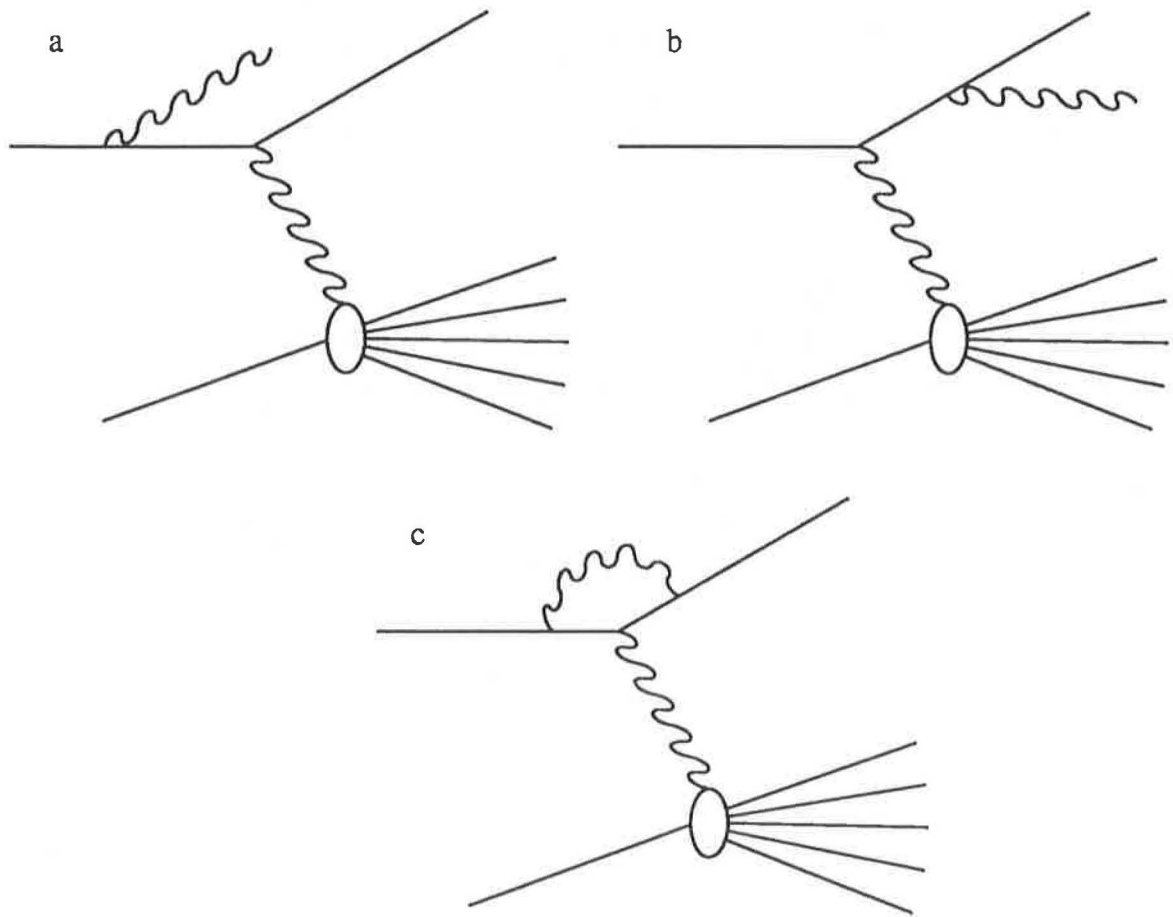


Fig. III,8. Émission d'un photon réel (a, b) et première correction électromagnétique de vertex (c).

— les paramètres $\tilde{x}$ et $\tilde{Q}^2$ correspondant au quadrivecteur du photon virtuel dans le cas de l'émission radiative,

— les poids à attribuer aux événements dans les cas radiatif et non-radiatif (ces poids prennent en compte les diagrammes de correction de vertex).

À partir de ces données et des caractéristiques du muon incident, la version « bruit de fond » de GMUON détermine selon la probabilité donnée par GAMRAD, si l'événement est, ou non, radiatif. S'il l'est, les paramètres pris en compte pour la gerbe hadronique sont calculés à partir de $\tilde{x}$, $\tilde{Q}^2$ et de la quadri-impulsion du muon du faisceau.

La génération de la gerbe est effectuée par le programme JETSET [9]. Ce programme utilise un modèle de cordes basé sur la chromodynamique quantique pour simuler la fragmentation.

À partir d'un point (x, y) donné, il détermine les quadrivecteurs des hadrons de la gerbe hadronique.

La propagation et les interactions de ces particules sont ensuite effectuées par le programme GHEISHA [6] inclu dans GÉANT.

Dans le cas de l'émission d'un photon réel, ce dernier est lui aussi confié à GHEISHA afin de simuler la gerbe électromagnétique correspondante.

Nous allons voir que cette simulation du bruit de fond a permis de déterminer certaines inefficacités de reconstruction et d'en déduire des corrections à apporter aux données expérimentales. Néanmoins certains phénomènes dans les chambres à dérive W4,5 ne sont toujours pas compris.

b) Inefficacité des chambres W4,5

Les chambres W4,5 et P4,5 sont situées dans la même région le long de l'axe du faisceau, mais leur couverture angulaire est très différente puisque les W4,5 sont de grandes chambres à dérive de $5 \times 2,5 \text{ m}^2$ et les P4,5 des chambres proportionnelles octogonales d'environ quarante-cinq centimètres de rayon.

La comparaison des données réelles aux événements Monte Carlo obtenus par la simulation «standard» (c'est à dire sans simulation du bruit de fond) met en évidence une inefficacité importante dans les chambres W4,5. En effet, le rapport de la distribution des événements des données à celle du Monte Carlo standard en fonction du rayon dans W4,5 fait apparaître, pour des rayons supérieurs à 45 cm, un déficit de 15 à 20 %.

Ce rayon de 45 cm correspond au rayon des chambres P4,5, ce qui montre une importante inefficacité dans la région où seules les données de W4,5 sont disponibles pour la reconstruction du muon.

Une des causes possibles de cette inefficacité serait l'influence du bruit de fond sur les chambres W4,5, soit de manière directe, soit lors de la reconstruction de la trajectoire du muon.

L'étude dans les données, des trajectoires de muons situées dans la zone de recouvrement des chambres P4,5 et W4,5 permet d'estimer, dans cette région, la perte d'efficacité de reconstruction dans W4,5 par rapport à P4,5.

Dans cette zone de recouvrement, la comparaison du nombre d'événements restructuribles dans les P4,5 (c'est à dire satisfaisant au critère du nombre de coups minimum dans les plans P4,5) au nombre d'événements restructuribles dans les plans W4,5 fait apparaître une inefficacité de W4,5 par rapport à P4,5 fortement corrélée à ν et W^2 et atteignant 25 % aux grandes valeurs de ces variables (voir figure III,9).

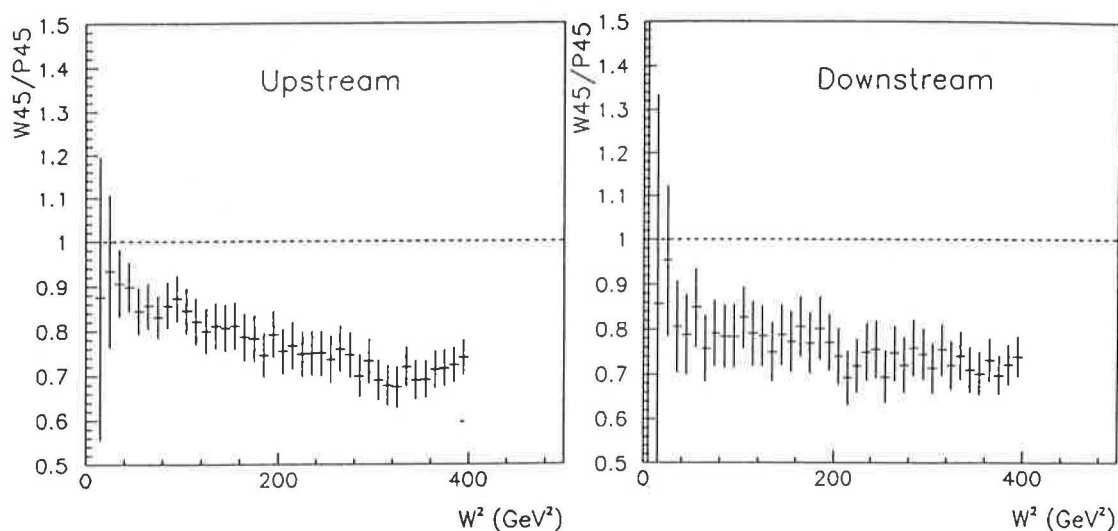


Fig. III,9. Pertes à la reconstruction de W4,5 par rapport à P4,5, dans la zone de recouvrement des deux ensembles de détecteurs en fonction de ν .

Cette corrélation avec l'énergie du photon virtuel dans le référentiel du laboratoire et le carré de la masse hadronique sortante indique que cette inefficacité des chambres à dérive W4,5 est causée principalement par la gerbe hadronique.

On peut supposer que le processus de perte d'efficacité des plans W4,5 s'effectue de la manière suivante :

La taille de la cellule de dérive dans les W4,5 est de quatre centimètres. Lorsqu'un coup est enregistré dans une de ces cellules, l'électronique associée est paralysée

pendant environ soixante nanosecondes. Compte tenu de la vitesse de dérive dans la cellule, ce temps mort se traduit par une bande morte large d'environ trois millimètres en amont de l'impact. L'électronique ne comportant pas de système de discrimination droite-gauche, c'est en fait deux bandes mortes symétriques par rapport au fil collecteur qui sont ainsi engendrées par chaque impact.

Dans un plan de mesure, l'impact du muon peut ainsi être masqué par une particule provenant de la gerbe (ou d'une interaction secondaire) dans le cas où l'impact de celle-ci se situe dans une des deux bandes symétriques en aval du muon (voir fig.III,10).

Étant donnée la taille des plans W4,5, ces bandes d'inefficacité sont très longues et la probabilité de perdre la mesure du muon dans un plan est importante (naïvement, chaque coup parasite a $3 \text{ mm}/20 \text{ mm} = 15 \%$ de chances de masquer le muon).

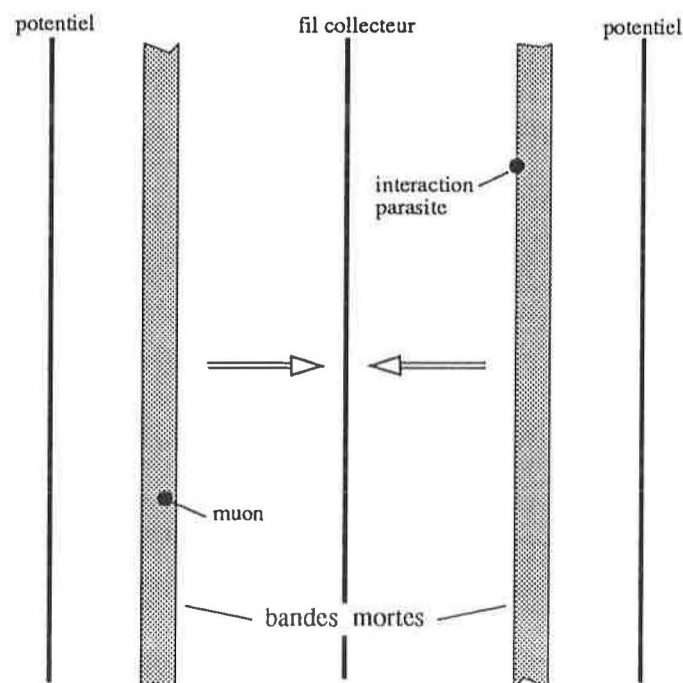


Fig. III,10. Processus possible de perte du muon dans une cellule de dérive (voir texte).

Dans le cas du bruit de fond provoqué par la gerbe hadronique, les coups parasites sont corrélés géométriquement de plan à plan. La perte de la mesure du muon dans une coordonnée est suffisante pour rejeter l'événement lors de la reconstruction. De

ce fait, une seule trace de bruit de fond peut faire perdre un événement. Il suffit pour cela que la trace parasite soit suffisamment parallèle à celle du muon et suffisamment proche de cette dernière dans une seule coordonnée mesurée.

Un autre effet intervenant dans l'électronique des chambres W4,5 a été inclus dans la simulation. Dans environ 30 % des cas, il a été observé que l'électronique produisait, en moyenne soixante-dix nanosecondes après un coup, une seconde impulsion d'origine inconnue.

La simulation de ces mécanismes n'a cependant permis de rendre compte que d'une partie des pertes observées dans les données. Et force est de constater que l'inefficacité des chambres W4,5 n'est pas comprise en totalité.

Compte tenu de l'importance des pertes dans W4,5 et de l'impossibilité, dans l'état actuel des choses, de paramétrer cette inefficacité, la collaboration a décidé de ne pas utiliser, dans l'analyse en vue de l'extraction des fonctions de structure, les événements reconstruits, dans cette région de l'axe du faisceau, dans les seuls plans W4,5.

C'est-à-dire que dans l'analyse des fonctions de structure, seuls les événements reconstruits dans les plans P4,5 ont été utilisés.

Cependant, les données de W4,5 ont été utilisées normalement lors de l'analyse du rapport F_2^d/F_2^p , quantité nettement moins sensible à l'inefficacité de reconstruction.

Remarque sur les résultats de l'expérience EMC

Il est à noter que dans l'expérience EMC-NA2, seules les chambres W4,5 étaient présentes dans cette région de l'axe du faisceau, de sorte que les mesures sur les fonctions de structure réalisées par cette expérience se trouvaient entachées d'une inefficacité de reconstruction pouvant atteindre 30 % aux grandes valeurs de ν et W^2 (petits x).

Sousestimant les conséquences de l'inefficacité de reconstruction dans les chambres W45 et notamment de sa dépendance dans les variables cinématiques, les membres de la collaboration EMC avaient alors appliqué un facteur correctif constant de 4 % aux fonctions de structure.

Là est sans doute la cause du désaccord « historique » entre les résultats d'EMC et ceux des BCDMS, désaccord qui, nous l'avons vu, a été finalement tranché en faveur de cette dernière expérience par les premières mesures de NMC [7].

c) Inefficacité des chambres P4,5

L'étude Monte Carlo avec simulation du bruit de fond a montré que les coups, produits par la gerbe hadronique et les interactions secondaires, enregistrés dans les chambres P4,5 occasionnent également des pertes non négligeables à la reconstruction.

Contrairement au cas des chambres W4,5, il n'est pas possible d'expliquer la perte de muons à la reconstruction par la perte d'enregistrements d'impacts dans les plans de mesure.

Dans ce type de chambre, le seul effet possible du bruit de fond dans un plan de fils sera le déplacement de la coordonnée reconstruite du point d'impact du muon.

En effet, ceci peut se produire lorsque le fil touché par le muon est situé au milieu d'un groupe de fils touchés par le bruit de fond (voir figure III,11). Dans ce cas, la coordonnée de l'impact déterminée dans le plan sera le barycentre du groupe de fils touchés, ce qui peut influencer la reconstruction de la trajectoire du muon lorsque plusieurs plans se retrouvent biaisés de cette façon.

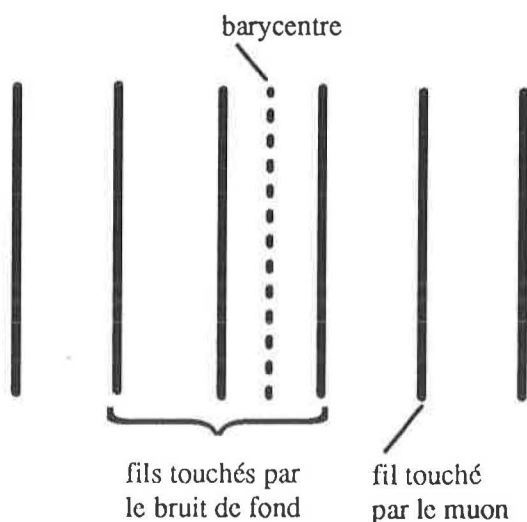


Fig. III,11. Altération de la détection du muon par des coups parasites : le muon sera reconstruit au barycentre du groupe de fils touchés.

Il est peu probable qu'un bruit de fond aléatoire provoque des pertes conséquentes par ce type de processus. Par contre, un bruit de fond corrélé géométriquement

de plan à plan comme celui engendré par des particules de faibles impulsions transverses, pourra, s'il est réparti dans les régions traversées par la trajectoire du muon, provoquer un décalage des coordonnées du muon reconstruites dans chaque plan.

Ces biais, accumulés, pourront entraver la reconstitution de la trajectoire du muon dans les plans P4,5, si plusieurs « coups » de muons se retrouvent trop éloignés de l'extrapolation de la trajectoire reconstruite en aval de l'absorbeur.

1°) Première estimation de l'effet du bruit de fond dans P4,5

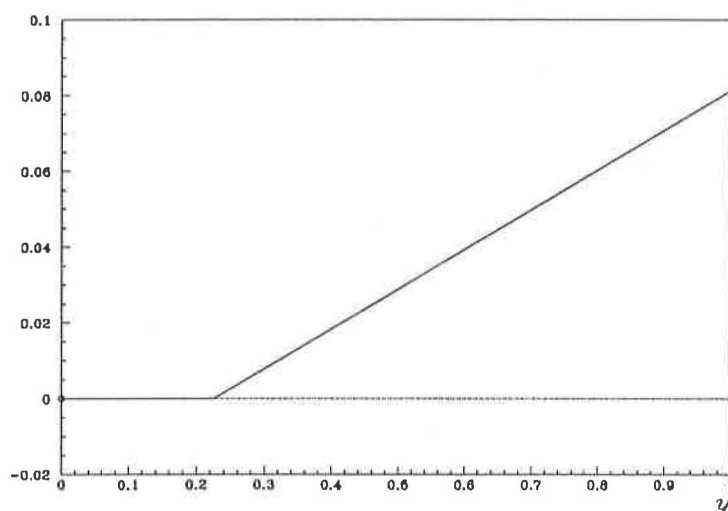


Fig. III,12. Paramétrisation de l'effet du bruit de fond sur la reconstruction des événements obtenue pour les données de 1986-87 à 280 GeV.

Afin de déterminer l'effet du bruit de fond dans les données, le même lot d'événements Monte Carlo engendrés est reconstruit à deux reprises (voir figure III,13) :

- une première fois en simulant la détection de toutes les particules engendrées à chaque événement,
- la deuxième fois en ne simulant la détection que du seul muon diffusé et donc en ignorant les particules du bruit de fond.

La comparaison des deux lots d'événements ainsi reconstruits a permis d'observer un effet croissant avec ν . Nous avons choisi, compte tenu de la statistique disponible, de le paramétrer linéairement en ν à partir d'un seuil (cf. fig. III,12).

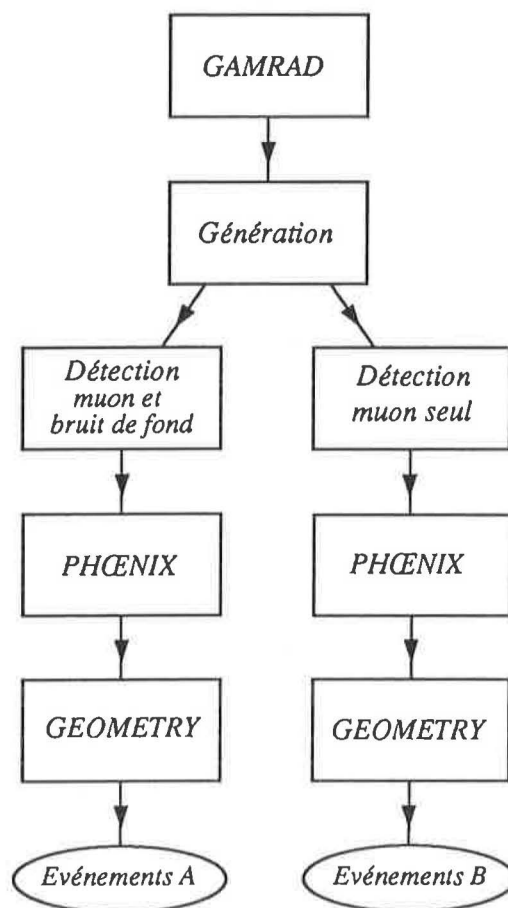


Fig. III,13. Chaînes de reconstruction pour l'étude des effets liés au bruit de fond. La comparaison des lots A et B d'événements reconstruits permet de déterminer l'effet du bruit de fond.

La perte d'efficacité obtenue en comparant les événements Monte Carlo reconstruits avec prise en compte de tous les coups parasites à l'exception de ceux des chambres P4,5 et ceux, reconstruits en prenant en compte exclusivement les coups du muon dans tout l'appareillage, est compatible avec zéro. Ainsi, clairement, le principal responsable des pertes d'événements est dû au bruit de fond dans les chambres P4,5. L'effet du bruit de fond dans les autres détecteurs est compatible avec zéro.

2°) Étude de la nature du bruit de fond dans P4,5

Une étude ultérieure [10] a montré que le Monte Carlo utilisé pour l'analyse des données de 1986-87 sous-estimait les multiplicités dans les chambres P4,5 (cf.

fig.III,14) et donc nécessairement l'effet du bruit de fond.

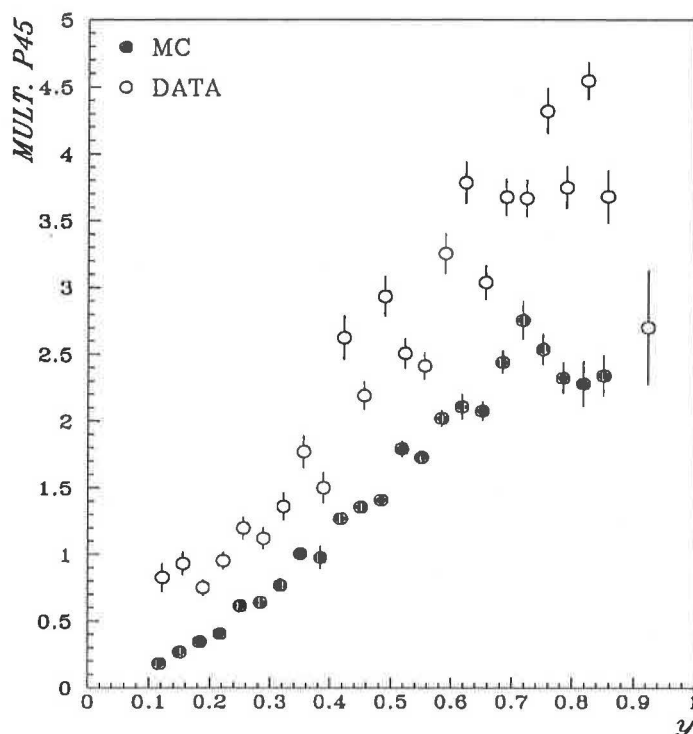


Fig. III,14. Multiplicité moyenne dans P4,5 en fonction de y dans les données et le Monte Carlo à 280 GeV.

Cette multiplicité manquante a plusieurs origines. D'une part le bruit de fond aléatoire (bruit de fond de l'électronique, rayons cosmiques *etc.*), uniformément réparti dans les plans. D'autre part un bruit de fond lié à la cinématique et qui n'est pas reproduit par le Monte Carlo. Les raisons de ce deuxième type de bruit de fond manquant pourraient être les suivantes :

— Malgré le soin particulier apporté à la simulation des matériaux présents sur le site expérimental et susceptibles de provoquer des gerbes par interactions secondaires, (poutres métalliques, supports et cadres des chambres *etc.*), celle-ci est incomplète.

— Le générateur JETSET 6.1 produit des multiplicités trop faibles. Il semble que ceci ait été remarqué dans d'autres expériences.

— Les coupures imposées à GÉANT pour la propagation des particules sont trop hautes. Cette hypothèse est peu probable car les coupures utilisées sont très basses

et de plus comme nous allons le voir, seules des particules très droites peuvent provoquer la perte d'un muon dans les P4,5.

— Un phénomène inconnu, lié à la gerbe hadronique se produit dans l'électronique, engendrant des coups supplémentaires.

Étant donné le mécanisme des pertes dans P4,5, il est clair qu'un bruit de fond engendré aléatoirement dans les plans des chambres aura beaucoup moins d'effet qu'un bruit de fond corrélé géométriquement de plan à plan, c'est à dire engendré le long de segments. Il est donc important de connaître le type de bruit de fond correspondant à la multiplicité manquante du Monte Carlo.

Nous avons étudié la corrélation plan à plan du bruit de fond dans les données et le Monte Carlo. Cette étude (*cf.* [10]) a montré que le bruit de fond manquant pouvait être séparé en deux composantes :

- un bruit de fond sans corrélation géométrique plan à plan, engendré aléatoirement dans les plans de mesures mais néanmoins dépendant légèrement de la cinématique,
- un bruit de fond corrélé de plan à plan.

Les proportions de ces deux classes de bruit de fond additionnel ont été déterminées à l'aide d'un algorithme permettant d'estimer la corrélation plan à plan des coups enregistrés dans deux plans mesurant la même coordonnée. Cet algorithme appliqué événement par événement est le suivant :

Partant des données enregistrées dans deux plans mesurant la même coordonnée (y , θ^+ , ou θ^-),

- on forme une paire à partir des coups dont les coordonnées associées, $c_{\text{plan 1}}$ et $c_{\text{plan 2}}$ ($c = y$, θ^+ , ou θ^- selon les plans étudiés) sont les plus proches ;
- ces deux coups sont chacun extraits de l'échantillon de données correspondant ;
- l'opération est répétée jusqu'à épuisement d'un des deux échantillons.

La distribution des paires ainsi déterminées en fonction des coordonnées qui leur sont associés dans chacun des deux plans permet une estimation de la corrélation géométrique entre les coups des deux plans.

Cette distribution est représentée à la figure III,15. Les points situés dans les derniers canaux correspondent aux coups restant non appariés à l'issue de l'opération.

Le degré de corrélation a été estimé en mesurant la proportion de coups situés

dans une bande autour de $c_{\text{plan } 1} - c_{\text{plan } 2} = 0$, en tenant compte des coups non appariés à l'issu de l'itération.

3°) Correction appliquée aux données de 1986 et 1987

L'adjonction de ce bruit de fond additionnel lors de la simulation de la détection a permis de déterminer une nouvelle correction au bruit de fond que nous donnons à la figure III,16. Cette correction, qui permet une prise en compte plus réaliste de l'inefficacité de reconstruction due au bruit de fond est, à grand y , supérieure de 20 % à l'estimation obtenue par la simulation de la gerbe avec le seul générateur JETSET III,12.

Afin de valider la procédure de génération du bruit de fond additionnel dans P4,5, nous avons remplacé lors de la numérisation du Monte Carlo, le bruit de fond de P4,5 provenant des particules propagées par GÉANT par des coups engendrés en partie aléatoirement et en partie le long de segments, de manière à reproduire à la fois la multiplicité et la corrélation plan à plan du bruit de fond, observées dans les données expérimentales.

Le résultat sur l'effet de bruit de fond est *remarquablement en accord* avec celui présenté à la figure III,16, ce qui tend à prouver que les paramètres essentiels dans la simulation de la gerbe dans P4,5 sont la multiplicité et la corrélation géométrique, et que les détails de la simulation importent peu (on pourrait probablement se passer de JETSET).

Cette correction a été appliquée aux données de 1986-87 qui ont donné lieu à la publication [7].

Tableau III,4. Corrections appliquées aux données de 1986 et 1987.

Énergie	Seuil	Pente
90 GeV	$0,225 \pm 0,009$	$0,071 \pm 0,008$
280 GeV	$0,208 \pm 0,006$	$0,123 \pm 0,025$

4°) Correction appliquée aux données de 1989

L'effet du bruit de fond dans les données de 1989 a été déterminé, par une

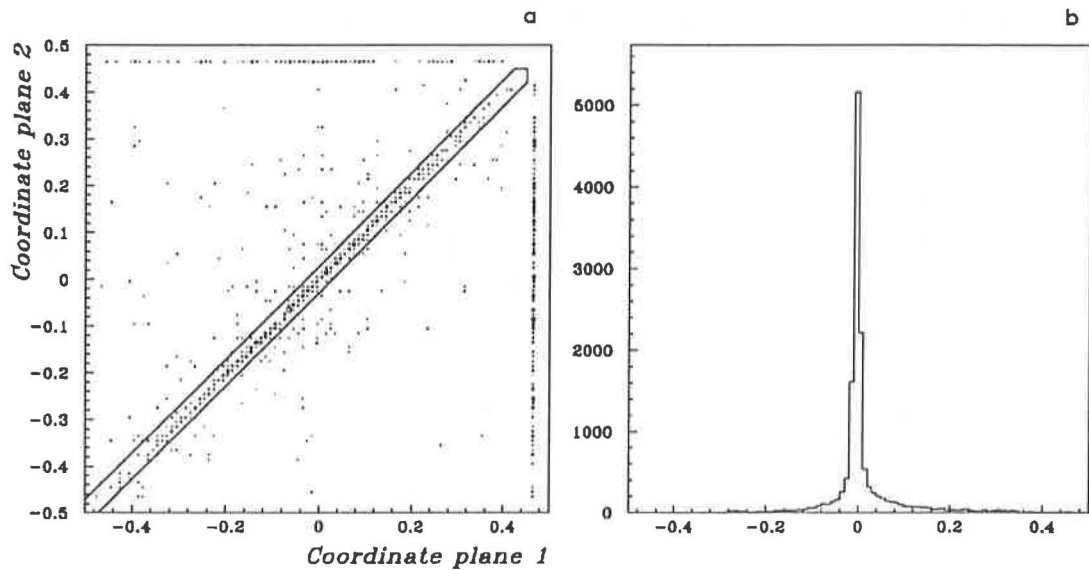


Fig. III,15. Estimation de la corrélation plan à plan pour deux plans mesurant la même coordonnée. (a) abscisse : coordonnées des impacts dans le 1^{er} plan ; ordonnée : idem dans le second plan. Les points situés dans la bande correspondent aux coups corrélés. (b) Projection le long de la première bissectrice.

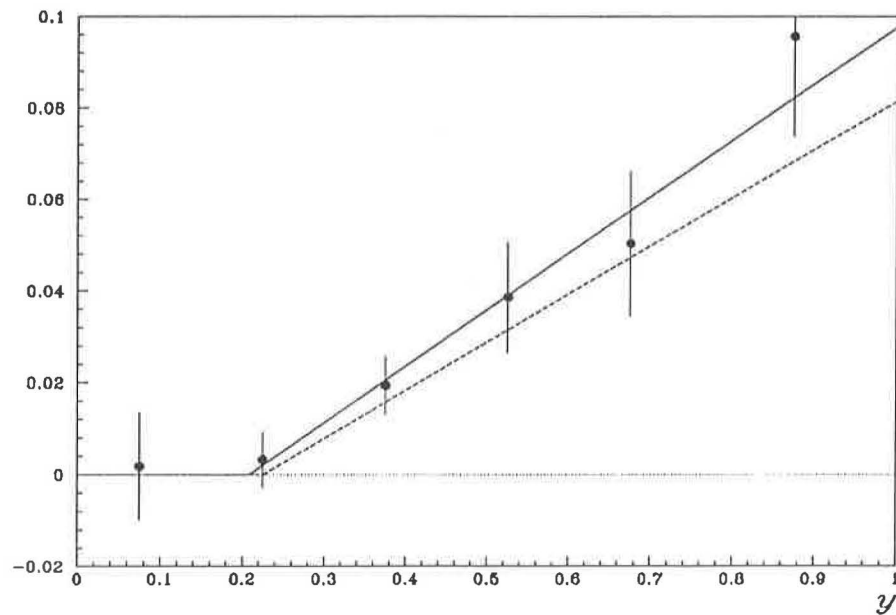


Fig. III,16. Effet du bruit de fond à 280 GeV dans les P4,5, avec multiplicités additionnelles (points et ligne pleine). La ligne brisée représente la paramétrisation issue de la première étude (avec JETSET seul).

méthode similaire à celle décrite précédemment, aux trois énergies de faisceau disponibles dans ces données.

Tableau III,5. Corrections de l'inefficacité de reconstruction appliquées aux données de 1989.

Énergie	Niveau	Seuil	Pente
120 GeV	$0,015 \pm 0,008$	$0,22 \pm 0,15$	$0,074 \pm 0,024$
200 GeV	$0,018 \pm 0,007$	$0,26 \pm 0,12$	$0,094 \pm 0,028$
280 GeV	$0,012 \pm 0,017$	$0,23 \pm 0,15$	$0,133 \pm 0,028$

La correction à appliquer aux données a été paramétrée d'une manière légèrement différente suivant la variable y : un facteur constant π_1 à bas y et un facteur dépendant linéairement de cette variable (pente π_3) au delà d'un certain seuil π_2 , soit, si l'on appelle κ_{fond} cette correction,

$$\kappa_{\text{fond}} = \pi_1 \quad \text{pour } y < \pi_2$$

$$\kappa_{\text{fond}} = \pi_1 + \pi_3 \times (y - \pi_2) \quad \text{pour } y > \pi_2$$

Les valeurs des paramètres π_i et des incertitudes associées sont données, pour les trois énergies de faisceau des données de 1989, au tableau III,5.

§ 11. Comparaison du Monte Carlo aux données physiques

a) Position du problème

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la méthode d'extraction des fonctions de structures présuppose une simulation Monte Carlo parfaite.

Dans un tel cas idéal, les seules différences apparaissant entre les données physiques et le Monte Carlo sont dues à l'inexactitude de la section efficace pondérant les événements Monte Carlo, c'est-à-dire en pratique à des paramétrisations inexactes des fonctions de structures F_2 et R utilisées ou encore des corrections radiatives.

Il est donc important, pour éviter toute interférence entre physique et problèmes de simulation, d'être sûr de la qualité du Monte Carlo avant le début de l'itération.

Cette qualité peut être testée dans une certaine mesure par la comparaison des distributions des événements dans les différentes variables cinématiques. Mais pour les raisons que nous venons d'évoquer, c'est surtout dans les distributions géométriques dans l'appareillage ou encore par rapport à l'angle azimuthal ϕ , que cette comparaison apparaît justifiée, du fait de leur relative décorrélation des processus physiques.

b) Pondération des événements Monte Carlo

Pour simuler la réalité, la distribution dans les variables cinématiques des événements Monte Carlo engendrés doit reproduire la section efficace totale de diffusion.

Dans ce but, à chaque événement Monte Carlo est associé un poids déterminé à partir de la valeur d'une paramétrisation de la section efficace totale correspondant aux valeurs des variables cinématiques de l'événement considéré.

Ce poids est en fait calculé à partir d'une paramétrisation de la section efficace à l'ordre de l'échange d'un photon, $\sigma_{1\gamma}$, multipliée par le facteur de corrections radiatives η du § 8. La section efficace $\sigma_{1\gamma}$ est elle-même calculée à partir de paramétrisations des fonctions de structure F_2 et R (voir chapitre IV). La paramétrisation de F_2 utilisée au début de cette analyse a été obtenue à partir de la mesure de F_2 réalisée par NMC en 1986 et 1987 [7].

Bien entendu la distribution des événements Monte Carlo devant être indépendante de la loi de génération, le poids associé à chaque événement sera le rapport de la paramétrisation de la section efficace à la fonction de génération au point considéré.

Nous verrons au chapitre suivant le rôle de cette pondération dans la méthode employée pour déterminer la fonction de structure F_2 .

c) Normalisation des échantillons de données

La comparaison des données Monte Carlo aux données physiques nécessite une normalisation cohérente des deux échantillons.

Pour obtenir la normalisation des données physiques, le nombre d'événements acceptés est divisé par le flux de muons incidents mesuré par l'une des deux méthodes décrites au chapitre II (déclenchements 3, 4 et 10).

Les événements Monte Carlo doivent être normalisés de manière à correspondre à la section efficace totale macroscopique de diffusion.

En pratique, le poids associé à un événement i engendré au point (Q_i^2, ν_i) est le produit de la valeur en ce point de la paramétrisation de la section efficace par l'inverse de la fonction de génération $g(Q_i^2, \nu_i)$:

$$\pi_i = \frac{d\sigma_{\text{par}}}{dQ^2 d\nu}(Q_i^2, \nu_i) \frac{1}{g(Q_i^2, \nu_i)}. \quad (\text{III},1)$$

D'autre part, le nombre équivalent d'interactions simulées $N_{\text{int}}^{\text{MC}}$ est égal à la somme des poids :

$$N_{\text{int}}^{\text{MC}} = \sum_{i=1}^N \pi_i$$

où N est le nombre d'événements Monte Carlo engendrés.

Or, la section efficace par nucléon-cible, σ , est définie comme le rapport du nombre d'interactions N_{int} au produit du flux intégré de muons incidents Φ_{inc} par le nombre de nucléons contenus dans la cible par unité de surface, $\xi_{\text{cibl.}}^{\text{nucl.}}$:

$$\sigma = \frac{N_{\text{int}}}{\Phi_{\text{inc}}} \cdot \frac{1}{\xi_{\text{cibl.}}^{\text{nucl.}}}.$$

On peut définir de la même manière le nombre équivalent d'interactions simulées par la relation :

$$N_{\text{int}}^{\text{MC}} = \Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}} \xi_{\text{cibl.}}^{\text{nucl.}} \int_{\mathcal{D}} \frac{d^2\sigma_{\text{par}}}{dQ^2 d\nu} dQ^2 d\nu$$

où $\Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}}$ est le «flux Monte Carlo équivalent» et où l'intégrale porte sur le domaine de génération $\mathcal{D}$.

La discrétisation de cette intégrale sur le nombre N d'événements engendrés suivant la loi de génération $g(Q^2, \nu)$ donne :

$$N_{\text{int}}^{\text{MC}} = \Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}} \xi_{\text{cibl.}}^{\text{nucl.}} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{d^2\sigma_{\text{par}}}{dQ^2 d\nu}(Q_i^2, \nu_i) \frac{1}{g(Q_i^2, \nu_i)} \times \int_{\mathcal{D}} g(Q^2, \nu) dQ^2 d\nu$$

où l'on reconnaît l'expression du poids π_i (III,1). On aboutit ainsi à l'égalité :

$$N_{\text{int}}^{\text{MC}} = \Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}} \xi_{\text{cibl.}}^{\text{nucl.}} \frac{1}{N} N_{\text{int}}^{\text{MC}} \int_{\mathcal{D}} g(Q^2, \nu) dQ^2 d\nu$$

qui permet d'établir l'expression du flux Monte Carlo équivalent :

$$\Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}} = \frac{N}{\xi_{\text{nucl. cibl.}}} \times \frac{1}{\int_D g(Q^2, \nu) dQ^2 d\nu}.$$

Dans le cas de la loi de génération en $1/Q^2$ que nous avons employé, on obtient :

$$\Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}} = \frac{N}{\xi_{\text{nucl. cibl.}}} \left\{ \log \frac{Q_{\text{max}}^2}{Q_{\text{min}}^2} (\nu_{\text{max}} - \nu_{\text{min}}) \right\}^{-1} \quad (\text{III},2)$$

où ν_{min} , ν_{max} , Q_{min}^2 , et Q_{max}^2 correspondent aux limites de génération données au tableau III,2.

Ainsi normalisés, les événements Monte Carlo correspondent à la paramétrisation de la section efficace macroscopique totale de diffusion.

d) Comparaisons données / Monte Carlo

La comparaison de la distribution, dans les variables géométriques et cinématiques, des événements Monte Carlo à celles des événements mesurés a été effectuée indépendamment pour chaque période de prise de données.

La paramétrisation de la section efficace utilisée pour pondérer les événements Monte Carlo a été obtenue à partir d'un ajustement de la fonction de structure F_2 des données de 1986-87.

Cette étude a permis de localiser deux problèmes dans la simulation, c'est-à-dire deux points de désaccord entre données mesurées et Monte Carlo. Ces problèmes ont été circonscrits par l'application de coupures supplémentaires aux données et au Monte Carlo.

Un de ces problèmes est lié à la distribution radiale, dans la chambre proportionnelle P0D, des trajectoires reconstruites des muons diffusés. Le rapport, au niveau de ce détecteur, de la distribution des trajectoires des données à celle observée dans le Monte Carlo fait en effet apparaître une chute au bas rayons. Par ailleurs, ce même rapport est, pour des rayons supérieurs à environ quatre centimètres, parfaitement plat.

Un comportement similaire mais de plus grande amplitude avait déjà été observé dans les données de 1986 et 1987 [1] et une étude avait alors permis de conclure que l'origine du problème n'était pas située dans P0D mais provenait probablement

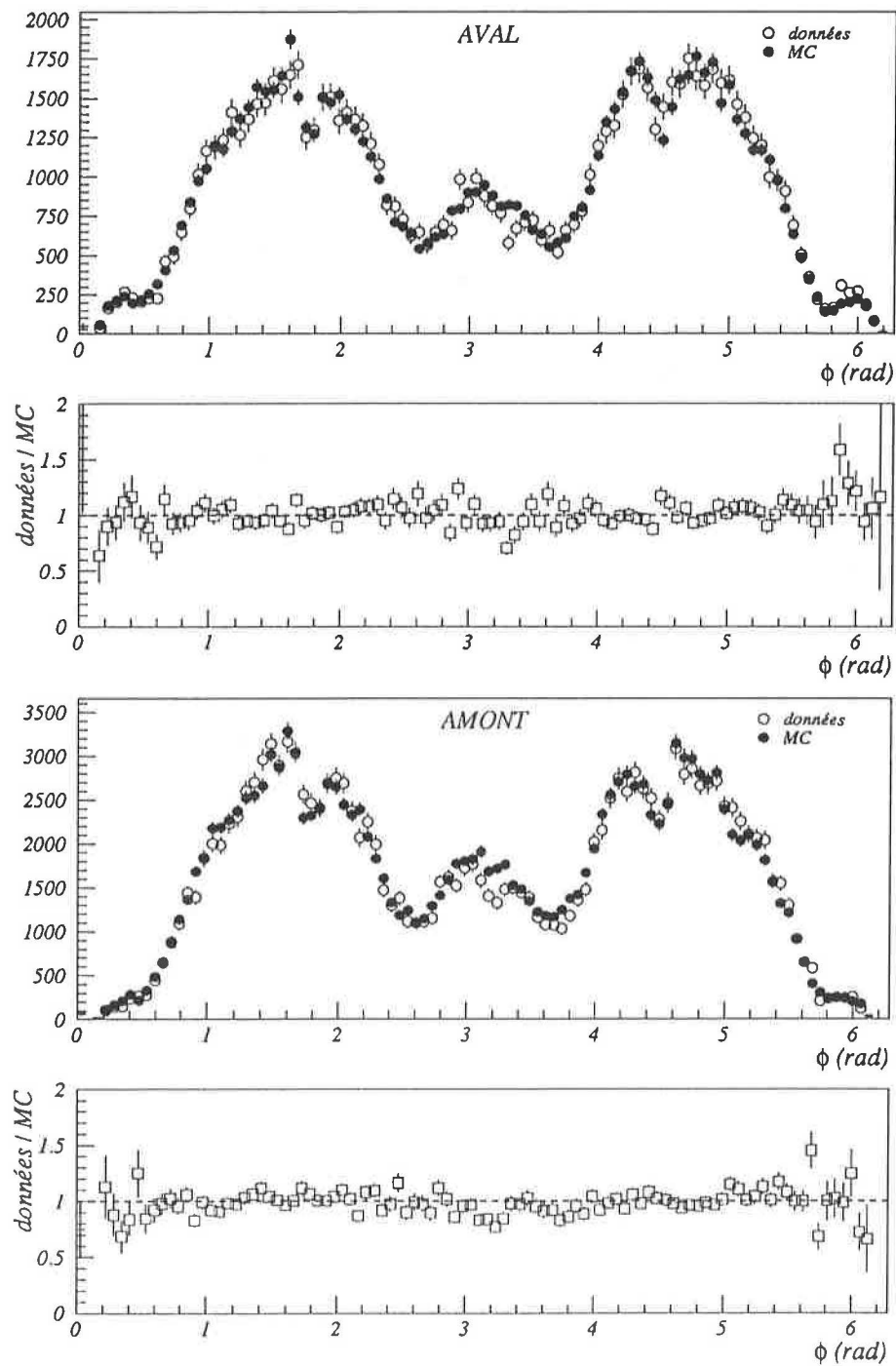


Fig. III,17. Distribution des événements par rapport à l'angle azimuthal ϕ pour la période P2D89. Compte tenu de la complexité de cette distribution, la simulation peut être considérée comme correcte.

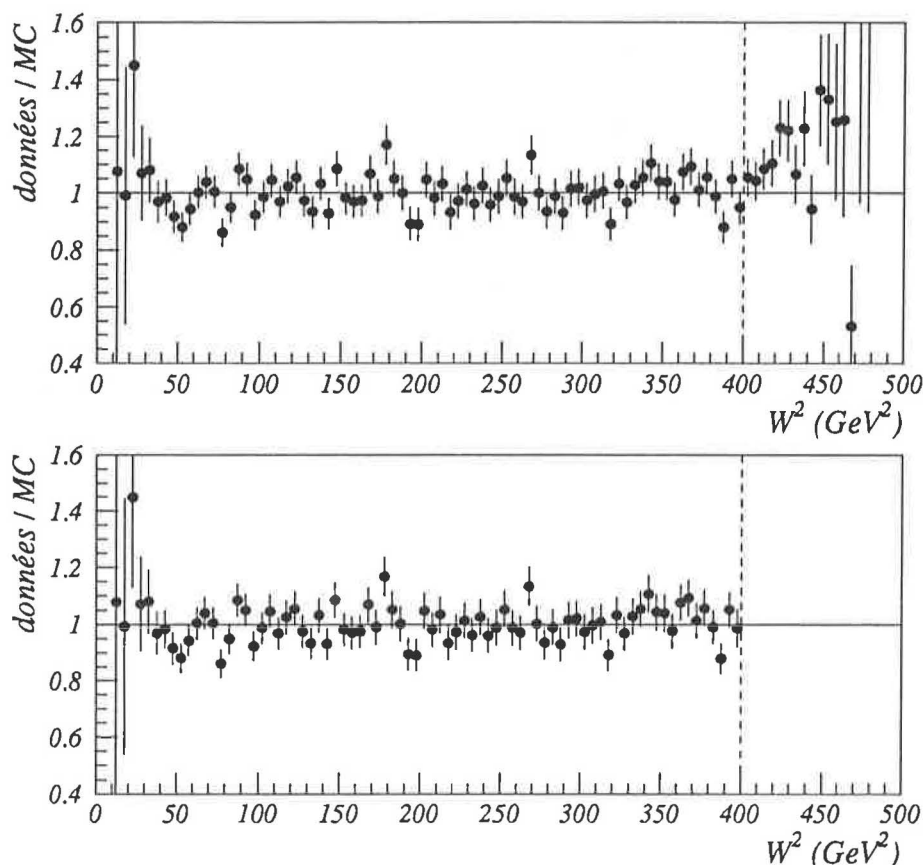


Fig. III,18. Rapport données/Monte Carlo des distributions par rapport à la variable W^2 : haut : avant coupure, bas : après coupure à 400 GeV^2 . Les données proviennent de la cible aval de l'échantillon deuton de la période P2D89.

d'une mauvaise description, dans le Monte Carlo, des trous destinés au passage du faisceau dans les hodoscopes de déclenchement.

Afin de réduire ces effets, nous avons appliqué une coupure rejetant les trajectoires passant dans P0D à un rayon inférieur à quatre centimètres.

Cette coupure appliquée, les distributions géométriques des événements mesurés et simulés s'avèrent en bon accord, la distribution la moins bien reproduite étant la distribution par rapport à l'angle azimuthal ϕ (voir figure III,17).

Comme on peut s'y attendre, la distribution en ϕ est la plus difficile à reproduire par le Monte Carlo. En effet, cette distribution est extrêmement sensible à la description de l'appareillage expérimental qui, le lecteur aura pu le constater, n'a

pas la symétrie cylindrique.

Ainsi, les fluctuations de l'ordre de 10 %, observables à la figure III,17 dans le rapport données/Monte Carlo sont tolérables : La variable ϕ étant entièrement décorrélée du processus physique, l'effet de ces fluctuations sur les fonctions de structure est moyenné sur cette variable.

L'étude des distributions dans les variables cinématiques fait apparaître un second problème également présent dans les données de 1986 et 1987.

Les aspects visibles de ce problème consistent en un déficit d'événements Monte Carlo par rapport aux données, situé aux grandes valeurs de la masse carrée hadronique sortante W^2 ainsi qu'aux basses valeurs de l'énergie du muon diffusé. Ce problème est présent dans les données des trois énergies de faisceau, dans chacun des deux matériaux.

Une étude a montré que cet excès d'événements était en fait localisé dans la région des grands $y = \nu/E$, à bas x . Ceci permet d'envisager la source du problème dans les corrections radiatives.

Ce problème n'ayant pu être résolu, nous avons été amenés à établir une coupure à grand W^2 afin de rejeter la région affectée.

§ 12. Comparaison des différents lots de données à 280 GeV

Les données de diffusion sur hydrogène et deutérium enregistrées en 1989 à 280 GeV sont réparties en trois lots qui ont été analysés séparément : P2C89, P2D89 et P3A89 (voir § 6).

La comparaison des distributions dans les variables cinématiques et géométriques montre un bon accord entre les différents échantillons à l'exception cependant des variables liées à la direction du muon incident.

En effet, les différences observées dans le profil du faisceau et sa distribution angulaire témoignent d'un changement important au cours du temps (voir figures III,19 et III,20).

De ce fait, l'acceptance doit *a priori* différer d'une période à l'autre. C'est ce qui est observé grâce au Monte Carlo qui, nous l'avons vu, est engendré pour chaque période à l'aide d'un « fichier de faisceau » produit à partir des déclenchements n° 10 des données de la période correspondante. On constate en effet, une différence

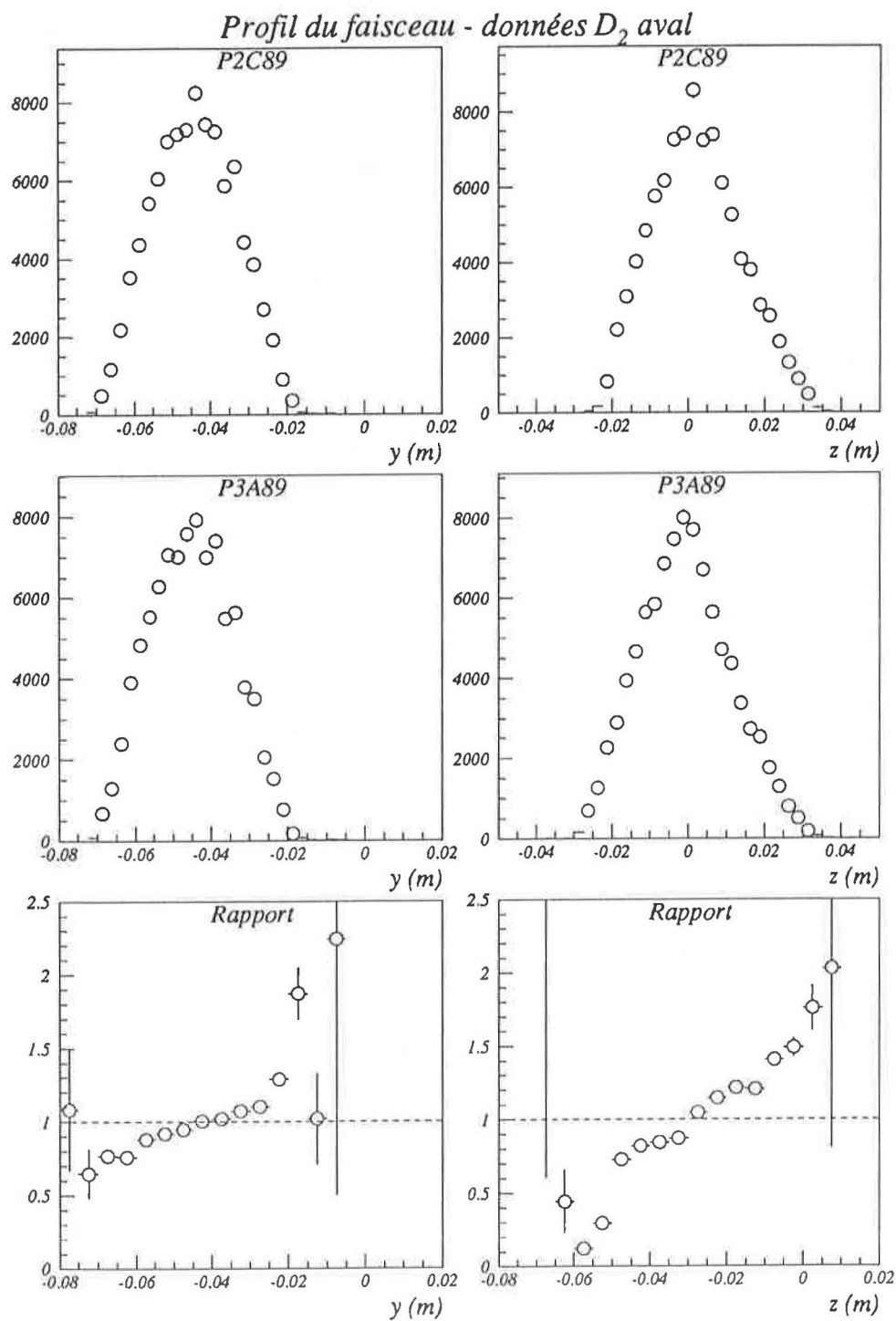


Fig. III,19. Profil du faisceau en y et z dans les périodes P2C89 et P3A89 et rapport de ces distributions.

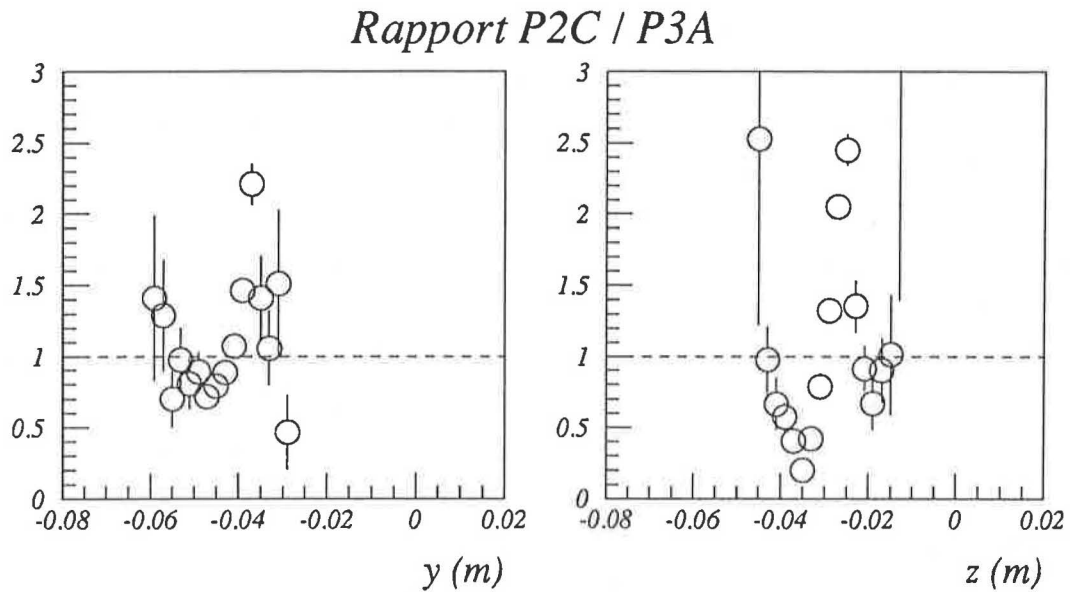


Fig. III,20. Rapport des distributions des pentes en y et z des trajectoires du faisceau dans les périodes P2C89 et P3A89. On constate la variation importante de l'angle du faisceau entre les deux périodes.

d'acceptance entre périodes dont l'effet est compatible avec un décalage de normalisation de 2 à 5 %.

Ainsi se trouve confirmée la nécessité d'engendrer les événements Monte Carlo pour chaque période de données, avec des caractéristiques de faisceau aussi proches que possible de celles de la période considérée.

La comparaison des distributions dans les variables cinématiques et les variables géométriques non liées au faisceau, des événements des différentes périodes à 280 GeV met en évidence un très bon accord entre les trois échantillons de données.

§ 13. Conclusion du chapitre III

Nous avons décrit dans ce chapitre, la reconstruction des événements physiques à partir des données enregistrées par les différents détecteurs de l'appareillage expérimental.

La détermination de la section efficace totale à partir de ces données reconstruites nécessite la connaissance de l'acceptance de l'appareillage et du processus de reconstruction.

Dans ce but, une simulation de type Monte Carlo de l'expérience a été réalisée.

L'extraction des fonctions de structure F_2 et R qui, rappelons-le, constituent le but de la présente analyse, à partir de la mesure de la section efficace totale de diffusion, nécessite la connaissance du rapport $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{1\gamma}$ de la section efficace totale à la section efficace à l'ordre de l'échange d'un photon.

Le calcul de ce rapport n'est possible que moyennant la connaissance de $\sigma_{1\gamma}$ et donc de F_2 et R . Aussi, la méthode d'extraction des fonctions de structure est-elle itérative.

L'étude que nous avons résumé ci-avant a montré que les données expérimentales étaient correctement décrites par le Monte Carlo à l'intérieur de l'espace de phase mesuré (après coupures).

Hormis des différences de normalisation, les trois échantillons de données à 280 GeV sont parfaitement compatibles, compte tenu de la variation du faisceau d'une période à l'autre.

Tableau III,6. Statistique avant et après coupures.

		120 GeV	200 GeV	280 GeV
Pro- ton	avant coupures	503527	296566	245025
	après coupures	153063	78223	82382
Deu- ton	avant coupures	1017411	588905	493216
	après coupures	318829	157907	170236

La moyenne sur ces trois échantillons permet de tester la simulation avec plus de précision: La figure III,21 représente le rapport des distributions dans quelques

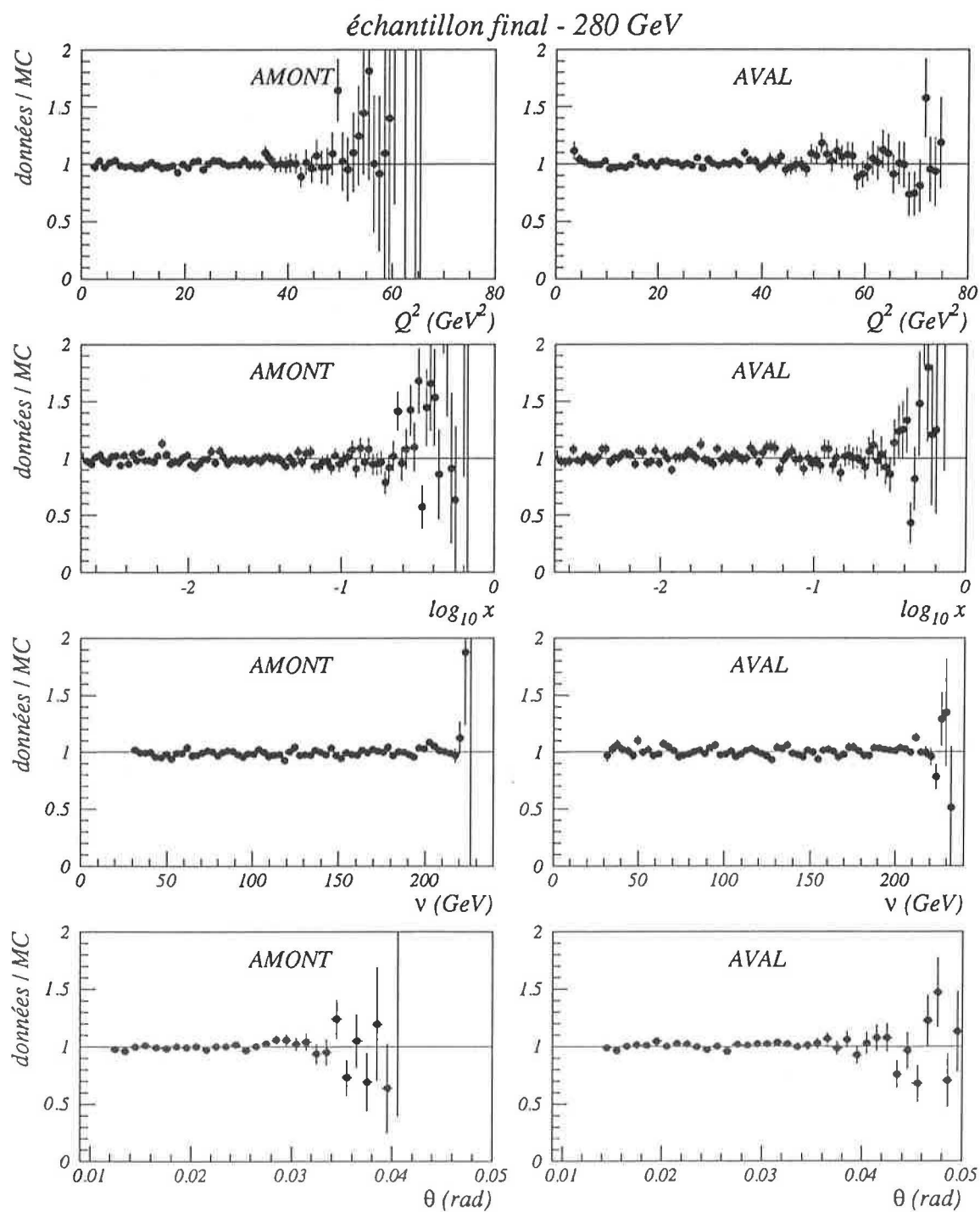


Fig. III,21. Rapport données/Monte Carlo des distributions dans quelques variables cinématiques (θ est l'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire) pour l'échantillon final (après coupures) des données de 1989 à 280 GeV.

variables cinématiques des données mesurées et simulées de l'échantillon final à 280 GeV (c'est-à-dire les trois périodes moyennées). Aucun problème particulier n'est décelable si ce n'est une tendance à un excès de données à bas Q^2 ($< 7 \text{ GeV}^2$) dans la cible aval.

La statistique finale par énergie, avant et après coupures est résumée au tableau III,6.

Au chapitre suivant, après une description plus complète de la procédure d'extraction des fonctions de structure, nous présenterons les résultats obtenus.

RÉFÉRENCES

- [1] I. G. Bird, Measurement of the nucleon structure functions in deep inelastic scattering, thèse, université libre d'Amsterdam (1992)
- [2] R. Brun *et al.*, GÉANT 3, long writeup CERN
- [3] U. Gaul, E. M. Kabuß, New efficiencies for drift chamber planes, rapport interne NMC 92/04
- [4] L. W. Mo et Y. S. Tsai, Review of Modern Physics 41 (1969) 205
Y. S. Tsai, SLAC-PUB 848 (1971)
- [5] A. Brüll, Die Strukturfunktionen des Nukleons bei kleinen Werten von x , Thèse, université de Fribourg en Brisgau (1993)
- [6] H. Fesefeldt, Program GHEISHA, université d'Aix la Chapelle
- [7] NMC, Proton and deuteron F_2 structure functions in deep inelastic muon scattering, Physics Letters B 295 (1992) 159
- [8] A. Arvidson, B. Badelek, The GAMRAD program, rapport technique NMC 92/05
- [9] The Lund Monte Carlo Programs, CERN pool programs long writeup (avril 87) et références citées
- [10] T. G., Background correction for data recorded at 280 GeV, rapport interne NMC

CHAPITRE IV

LA DÉTERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE

Nous présentons dans ce chapitre l'analyse effectuée à partir des données enregistrées en 1989 sur cibles d'hydrogène et de deutérium. Ces résultats sont comparés à ceux précédemment publiés par notre collaboration.

Les données enregistrées en 1986-87 aux énergies de 90 et 280 GeV couvraient un important domaine en x et Q^2 mais souffraient d'une absence de recouvrement en Q^2 entre les mesures aux deux énergies. Ceci empêchait une vérification directe des biais systématiques par simple comparaison de la mesure de F_2 en un même point (x, Q^2) à deux différentes énergies.

Évidemment, la détermination de la fonction de structure R , qui, nous l'avons vu, nécessite cette redondance dans la mesure de la section efficace de diffusion, restait également hors de portée.

Les prises de données de 1989, à 120, 200 et 280 GeV visaient à combler ces lacunes.

§ 1. La fonction de structure F_2

a) Procédure d'extraction

Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, la procédure d'extraction de la fonction de structure F_2 est une procédure itérative basée sur la simulation Monte Carlo de l'expérience. Cette procédure est décrite dans ce qui suit.

1°) Généralités

Une procédure itérative est nécessaire pour deux raisons :

1°) Les fonctions de structure sont définies dans l'approximation de l'échange d'un photon. Leur extraction des données, c'est-à-dire de la section efficace *totale* de diffusion inélastique nécessite donc la prise en compte des ordres supérieurs électrofaibles. Or le calcul du facteur correctif d'ordres supérieurs en un point (x, Q^2) dépend, comme il a été mentionné au chapitre précédent, de la valeur des fonctions de structure F_2 et R en ce point.

2°) La matrice d'acceptance dans le plan (x, Q^2) n'est, en général, pas diagonale. C'est-à-dire qu'un événement reconstruit dans une cellule (x, Q^2) donnée peut s'être produit en réalité dans une cellule voisine. En conséquence, l'acceptance effective, c'est-à-dire le rapport du nombre d'événements Monte Carlo reconstruits dans une cellule à celui des événements engendrés dans celle-ci, dépend de la distribution initiale des événements engendrés et donc des paramétrisations des fonctions de structure utilisées dans la pondération des événements simulés.

L'estimation directe à partir du Monte Carlo du nombre réel d'événements produits dans chaque cellule (x, Q^2) nécessiterait l'inversion d'une matrice de grande dimension, numériquement instable voire même impossible à réaliser compte-tenu des moyens de calculs actuels.

2°) Description de la méthode

La philosophie de cette procédure est la suivante :

– À chaque itération, les événements Monte Carlo sont pondérés selon la meilleure estimation possible de la section efficace totale de diffusion. Le calcul de ce poids pour chaque événement i de paramètres x_i et Q_i^2 est effectué à partir de paramétrisations des fonctions de structure F_2 et R qui interviennent dans l'expression de la section efficace de diffusion profondément inélastique à l'ordre de l'échange d'un photon (cf. éq I,6), $\sigma_{1\gamma}$, et des corrections d'ordres supérieurs η calculées à partir de ces mêmes paramétrisations (cf. chapitre précédent) :

$$\pi_i = \sigma_{1\gamma} \left(F_2^{\text{par}}(x_i, Q_i^2), R^{\text{par}}(x_i, Q_i^2) \right) \times \eta(F_2^{\text{par}}, R^{\text{par}}, x_i, Q_i^2) \times \frac{1}{g(x_i, Q_i^2)}$$

où F_2^{par} et R^{par} représentent les paramétrisations des fonctions de structure, η , le rapport $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{1\gamma}$ calculé par le programme de corrections radiatives décrit au chapitre

précédent et g est la fonction suivant laquelle sont engendrés les événements Monte Carlo.

– La comparaison dans chaque cellule (x, Q^2) (de dimensions Δx et ΔQ^2) du nombre d'événements physiques à la somme des poids des événements Monte Carlo reconstruits permet, en supposant que les différences observées proviennent de l'inexactitude de la paramétrisation de F_2 utilisée dans la pondération, de calculer une nouvelle valeur de cette fonction de structure.

La section efficace de diffusion profondément inélastique à l'ordre de l'échange d'un photon étant proportionnelle à F_2 (cf. éq I,6), la nouvelle valeur de la fonction de structure est déterminée par l'équation :

$$F_2(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\text{mes}}(x, Q^2)}{\sigma_{\text{MC}}(x, Q^2)} \times F_2^{\text{par}}(x, Q^2) \quad (\text{IV},1)$$

où $\sigma_{\text{mes}}(x, Q^2)$ est la section efficace totale mesurée dans la cellule (x, Q^2) , reliée au nombre d'événements reconstruits dans cette cellule $N_{\text{mes}}(x, Q^2)$ par :

$$\sigma_{\text{mes}}(x, Q^2) = \frac{N_{\text{mes}}(x, Q^2)}{\Phi_{\text{inc}} \xi_{\text{cibl.}}^{\text{nucl.}}}$$

où Φ_{inc} est le flux intégré de muons incidents déterminé par l'une ou l'autre des deux méthodes décrites au chapitre II et $\xi_{\text{cibl.}}^{\text{nucl.}}$ est le nombre de nucléons contenus dans la cible, par unité de surface transverse ; σ_{MC} est la section efficace totale simulée, définie par :

$$\sigma_{\text{MC}}(x, Q^2) = \frac{1}{\Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{MC}}(x, Q^2)} \pi_i$$

où $N_{\text{MC}}(x, Q^2)$ est le nombre d'événements simulés reconstruits dans la cellule (x, Q^2) et $\Phi_{\text{inc}}^{\text{MC}}$ est le flux incident équivalent lié à la loi de génération du Monte Carlo et défini par l'équation III,2.

– Cette procédure est répétée jusqu'à stabilisation des valeurs de F_2 mesurées.

3°) Choix de la paramétrisation de R

La paramétrisation utilisée pour décrire la fonction de structure R est la paramétrisation « R_{1990} » du SLAC (voir réf. [1]). Pour les valeurs de Q^2 inférieures à $0,35 \text{ GeV}^2$, la valeur de R a été fixée à la valeur de cette paramétrisation à $Q^2 = 0,35 \text{ GeV}^2$ (nous n'avons pas de données à $x < 0,5$ GeV^2 mais ce domaine cinématique peut intervenir *via* le facteur de correction radiative η).

4°) Formes fonctionnelles des paramétrisations de F_2

Deux fonctions ont été utilisées dans cette analyse :

- une fonction à huit paramètres utilisée par la collaboration lors de l'analyse des données de 1986 et 1987 ;
- une fonction à quinze paramètres utilisée par des membres de la collaboration BCDMS dans un article de revue sur les mesures des fonctions de structure [2].

$\alpha)$ La fonction à huit paramètres

Cette paramétrisation est de la forme :

$$F_2 = (1 - G^2(Q^2)) (F_{\text{dpi}}(x, Q^2) + F_{\text{res}}(x, Q^2) + F_{\text{fond}}(x, Q^2))$$

où F_{res} et F_{fond} sont des paramétrisations fixées des résonances et du fond associé, $G(Q^2)$ est le facteur de forme électromagnétique du nucléon et F_{dpi} est la fonction décrivant la région de diffusion profondément inélastique :

$$F_{\text{dpi}} = \left\{ \frac{5}{18} \frac{3}{B(\eta_1, \eta_2 + 1)} (x_w)^{\eta_1} (1 - x_w)^{\eta_2} + \frac{1}{3} \eta_3 (1 - x_w)^{\eta_4} \right\} \times S(x, Q^2)$$

où

$$x_w = \frac{(Q^2 + m_a^2)}{2M\nu + m_b^2}$$

avec $m_a^2 = 0,351 \text{ GeV}^2$ et $m_b^2 = 1,512 \text{ GeV}^2$; B représente la fonction bêta d'Euler et les paramètres η_i sont définies par :

$$\eta_i = \alpha_i + \beta_i \bar{s}$$

où la variable $\bar{s}$ a pour expression

$$\bar{s} = \log \frac{\log((Q^2 + m_a^2)/\lambda^2)}{\log((Q_0^2 + m_a^2)/\lambda^2)}$$

avec $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$ et $\lambda = 0,2 \text{ GeV}$.

$S(x, Q^2)$ est un terme annulant F_{dpi} dans la région des résonances proche du seuil de production du méson π .

β) La fonction à quinze paramètres

Cette forme analytique inspirée de la chromodynamique quantique pour sa dépendance en Q^2 est composée de trois termes :

$$\log F_2 = \log A(x) + B(x) \log \frac{\log(Q^2/\Lambda^2)}{\log(Q_0^2/\Lambda^2)} + \log \left(1 + \frac{C(x)}{Q^2} \right)$$

avec $Q_0 = 20 \text{ GeV}^2$ et $\Lambda = 0,25 \text{ GeV}$.

Le second terme a pour but de décrire la variation de F_2 avec Q^2 pour de grandes valeurs de cette variable ; le troisième terme permet de prendre en compte la variation à bas Q^2 due aux processus non-perturbatifs ou de type « *higher twist* ».

La dépendance en x des paramètres A , B et C est suffisamment flexible pour reproduire les données :

$$\begin{aligned} A(x) &= x^{a_1} (1-x)^{a_2} (a_3 + a_4 x + a_5 x^2 + a_6 x^3 + a_7 x^4) \\ B(x) &= b_1 + b_2 x + \frac{b_3}{x + b_4} \\ C(x) &= c_1 x + c_2 x^2 + c_3 x^3 + c_4 x^4 \end{aligned}$$

5°) Critère de convergence de la procédure

Lors de cette analyse, nous avons considéré l'obtention de la convergence lorsque les variations de la valeur de F_2 extraite dans chaque cellule (x, Q^2) par rapport à celle obtenue à l'itération précédente n'excédait pas deux pour mille.

b) Détermination de F_2 à partir des données de 1989

Nous avons, dans un premier temps, déterminé F_2 à partir des données de 1989 seules. Comme il a été mentionné précédemment, ces données se répartissent en six lots traités indépendamment.

Un des buts de cette analyse est de comparer les résultats de 1989 à ceux de 1986-87 afin de rechercher d'éventuels biais systématiques dépendant du temps.

1°) Stratégie utilisée

L'ajustement de la paramétrisation à la mesure de F_2 obtenue à chaque itération a été effectué globalement sur les six lots de données. Ceci permet de minimiser, dans la prise en compte de l'acceptance, l'effet des biais systématiques des différents

lots de données. De cette manière en effet, l'acceptance est déterminée itérativement sur tout l'ensemble du domaine cinématique couvert par les données.

La forme fonctionnelle utilisée pour les paramétrisations de F_2 est la fonction à huit paramètres décrite ci-avant.

Les valeurs de départ correspondaient à l'ajustement aux fonctions de structure obtenues à partir des données de 1986 et 1987 et publiées [3]. Nous avons explicitement vérifié que le résultat de la convergence était indépendant de ces valeurs initiales.

2°) Convergence de la procédure

À partir de ces conditions initiales, la convergence a été obtenue après deux itérations. Ceci est illustré aux figures IV,1 et IV,2 qui représentent respectivement la variation de F_2 constatée après la première et la seconde itération.

Dans ces figures, les cellules (x, Q^2) sont numérotées par x croissant, et, à l'intérieur d'un canal en x , par Q^2 croissant. La sous-structure observable à la figure IV,1 correspond à l'effet en Q^2 dans chacun des canaux de la variable x .

La variation de la valeur de F_2 causée par la deuxième itération est presque partout inférieure à un pour mille. Elle est la plus forte dans les canaux de faible statistique correspondant aux limites du domaine d'acceptance.

3°) Résultat

La fonction de structure F_2 ainsi extraite des données de 1989 est représentée par énergie de faisceau aux figures IV,3 (proton) et IV,4 (deuton).

Les points dessinés sur ces figures ont été sélectionnés suivant des critères sur la valeur de l'acceptance. Une première coupure élimine, dans chaque canal en x , les points dont l'acceptance est inférieure à 30 % de l'acceptance maximum obtenue dans ce canal. Une seconde coupure rejette les points dont l'acceptance est inférieure aux seuils suivants :

- données à 120 GeV : 5 %
- données à 200 GeV : 2 %
- données à 280 GeV : 1 %.

On observe bien sur ces figures, la dépendance en Q^2 attendue dans le cadre de la chromodynamique quantique : croissance à bas x et décroissance à grand x .

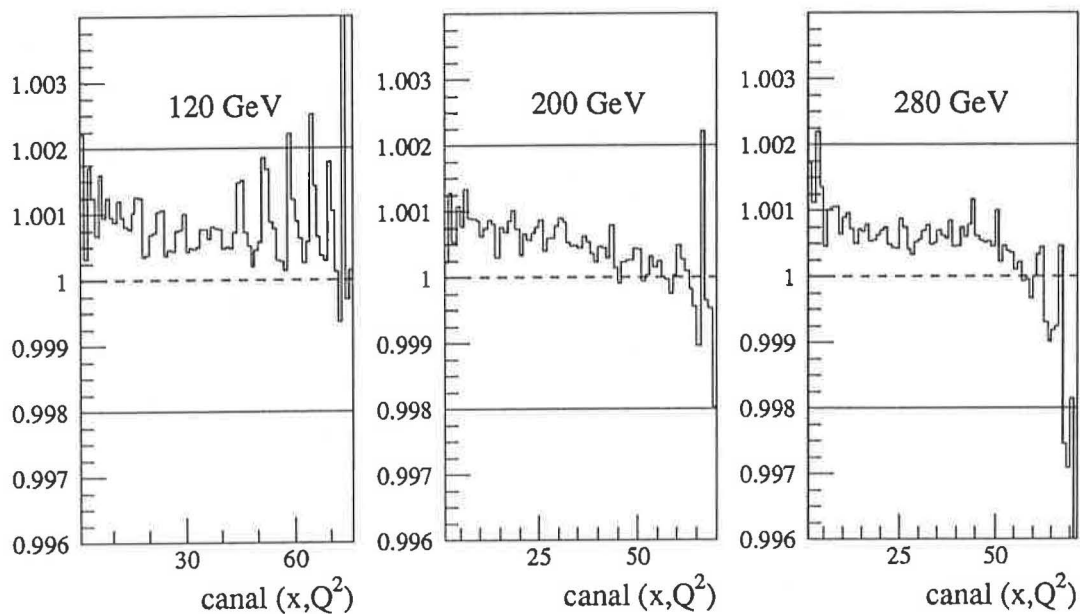
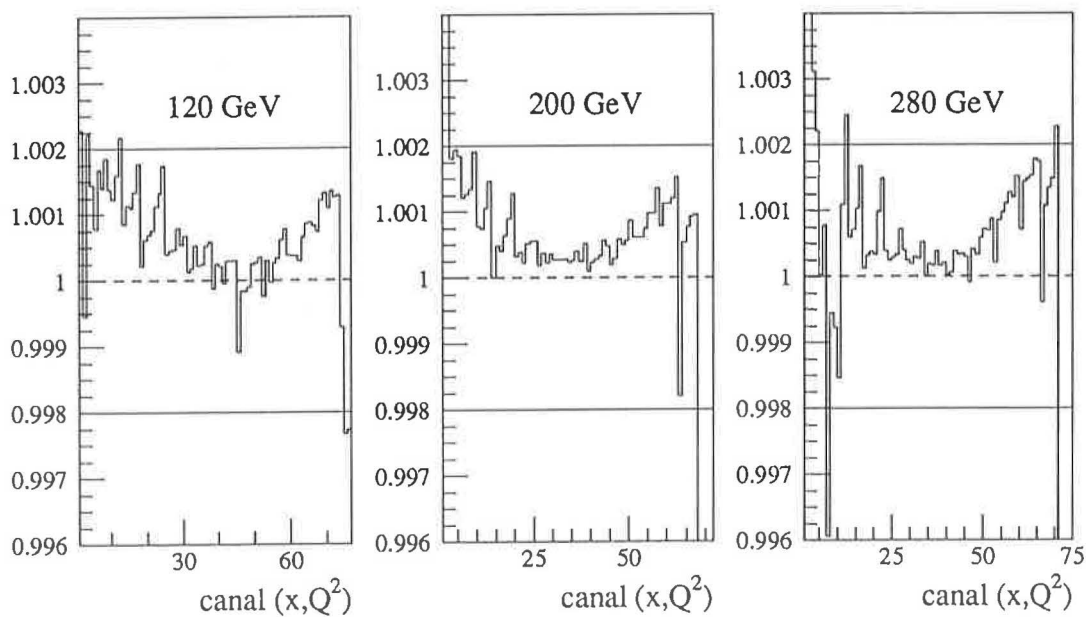
PROTON - VARIATION APRES 1^e ITERATION*DEUTON - VARIATION APRES 1^e ITERATION*

Fig. IV,1. Variation dans chaque canal (x, Q^2) de la fonction de structure F_2 après la première itération de la procédure. La structure observée reflète une dépendance en Q^2 dans les canaux en x . Les lignes horizontales représentent la bande à plus ou moins deux pour mille définissant le critère de convergence.

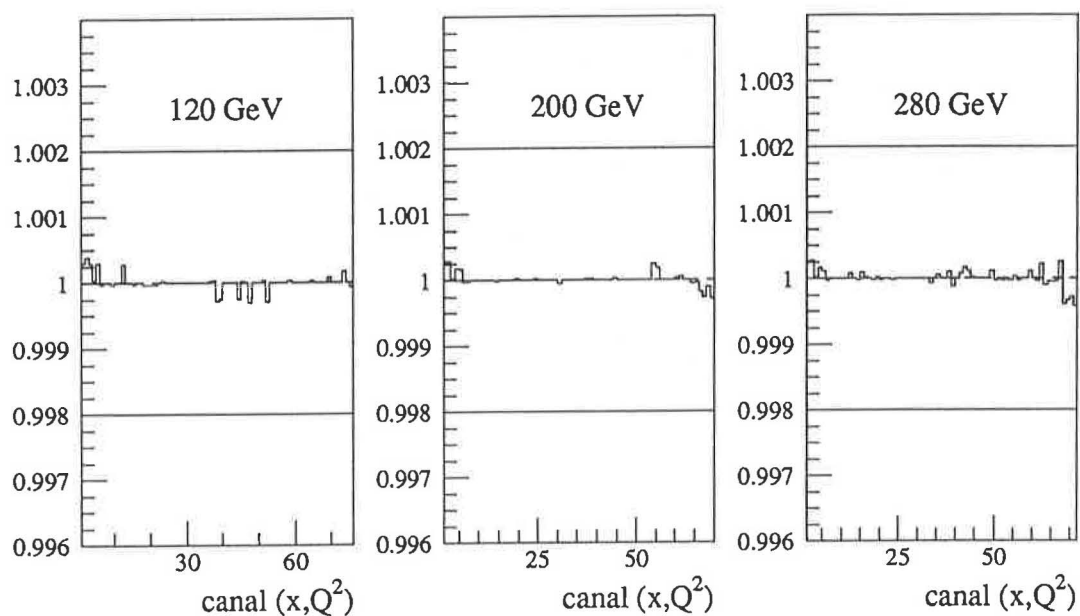
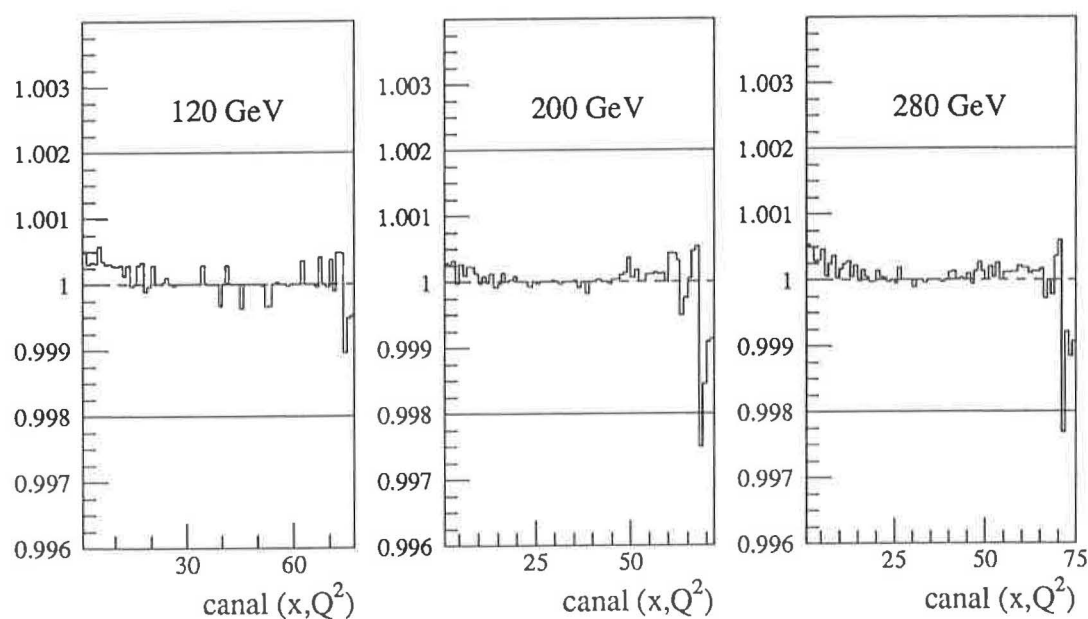
PROTON - VARIATION APRES 2^e ITERATION*DEUTON - VARIATION APRES 2^e ITERATION*

Fig. IV,2. Variation dans chaque canal (x, Q^2) de la fonction de structure F_2 après la deuxième itération de la procédure. Les lignes horizontales représentent la bande à plus ou moins deux pour mille définissant le critère de convergence.

Remarquons qu'au moment où ce mémoire est rédigé (été 1994), les figures IV,3 et IV,4 ne sont pas considérées comme définitives, car les études d'incertitudes systématiques ne sont pas toutes achevées. Nous n'avons néanmoins aucune raison de penser que les résultats finals différeront significativement de ceux présentés en IV,3 et IV,4.

4°) *Cohérence des différents lots de données*

Les mesures représentées aux figures IV,3 et IV,4 correspondant aux énergies de faisceau de 200 et 280 GeV ont été obtenues en combinant différentes «périodes» de données : P2E89 et P3C89 pour les points à 200 GeV, P2C89, P2D89, et P3A89 pour les points à 280 GeV. Il est intéressant d'étudier la cohérence de ces différents échantillons.

α) Comparaison des différents lots à 200 GeV

Le rapport dans chaque canal de (x, Q^2) des résultats de P2E89 à ceux de P3C89 ne présente pas de corrélation notable avec les variables x et Q^2 . Ceci est illustré à la figure IV,5 qui représente le rapport moyenné sur Q^2 des résultats sur deuton de P2E89 et P3C89 au résultat moyen à 200 GeV.

Les normalisations des résultats des deux lots sont en bon accord.

β) Comparaison des différents lots à 280 GeV

Les dépendances en x et en Q^2 des fonctions de structure F_2 calculées pour chacune des périodes sont en bon accord.

On observe cependant une différence de normalisation entre les périodes (cf. fig. IV,6). La normalisation par rapport à la moyenne des trois lots est donnée pour chaque période au tableau suivant.

Cette situation n'est *pas satisfaisante* et indique la présence de biais de normalisation de l'ordre de trois pour cent, biais inexpliqués à ce jour (une estimation *a priori* de ces biais conduit plutôt à 1,5 % environ). Des études sont en cours pour tenter d'identifier la source de ces écarts.

Aucun argument ne permettant d'incriminer un lot de données en particulier, les trois périodes ont été moyennées dans ce qui suit.

5°) *Comparaison des résultats aux différentes énergies*

Comme on peut le constater aux figures IV,3 et IV,4, les domaines cinématiques

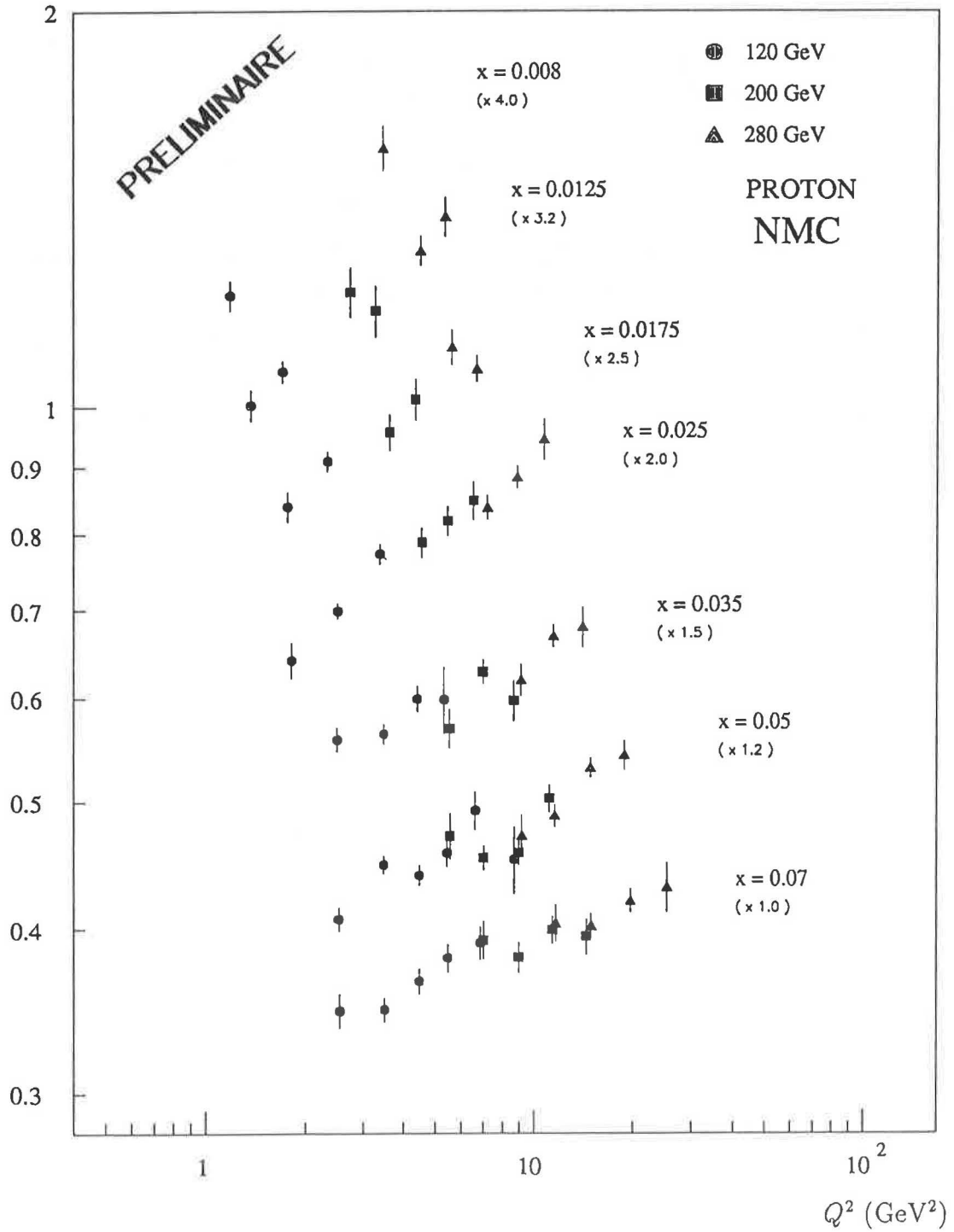
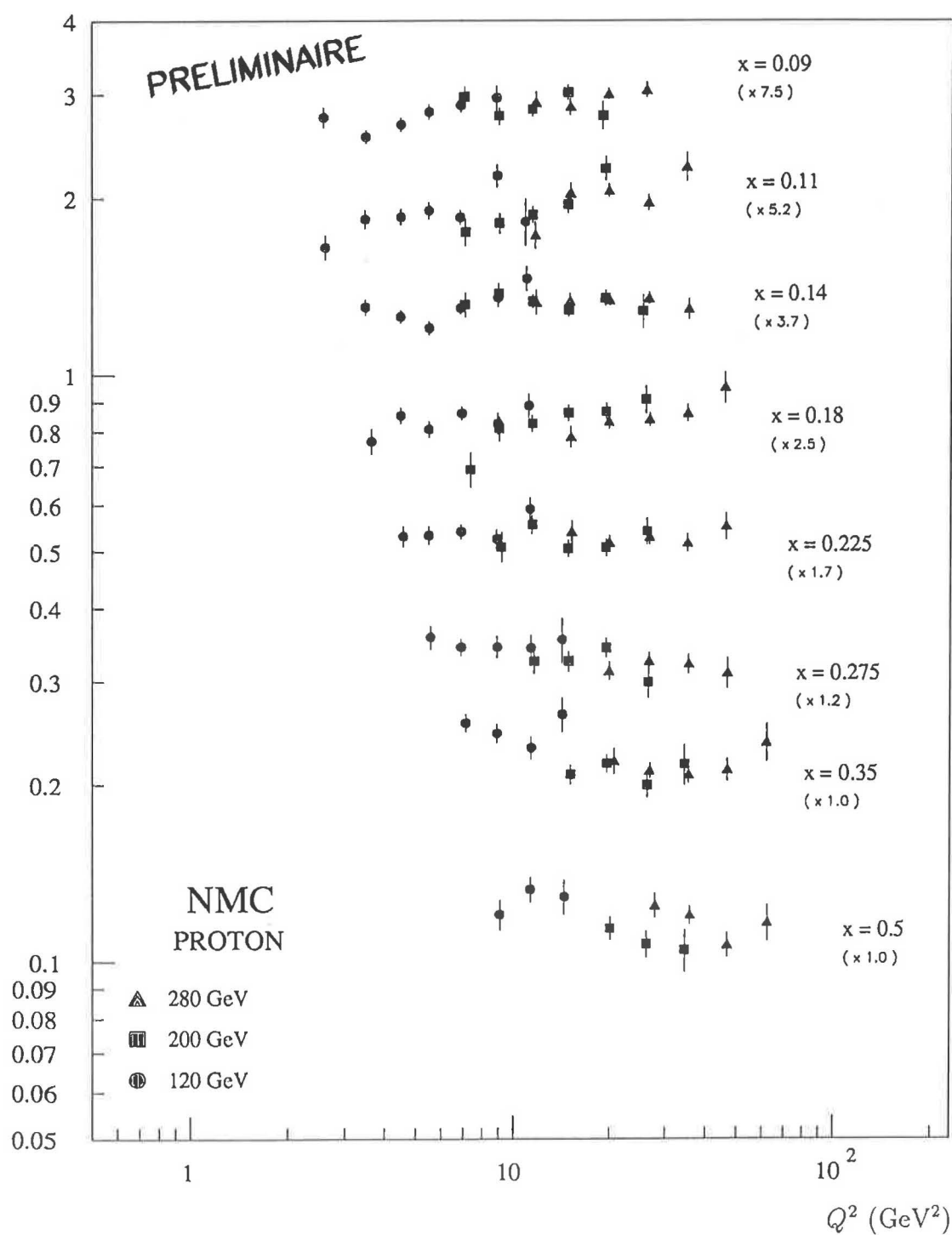


Fig. IV,3. Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le proton. Pour assurer la lisibilité, les mesures ont été multipliées par un facteur d'échelle dans chaque intervalle en x .

Fig. IV,3. (suite) Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le proton.

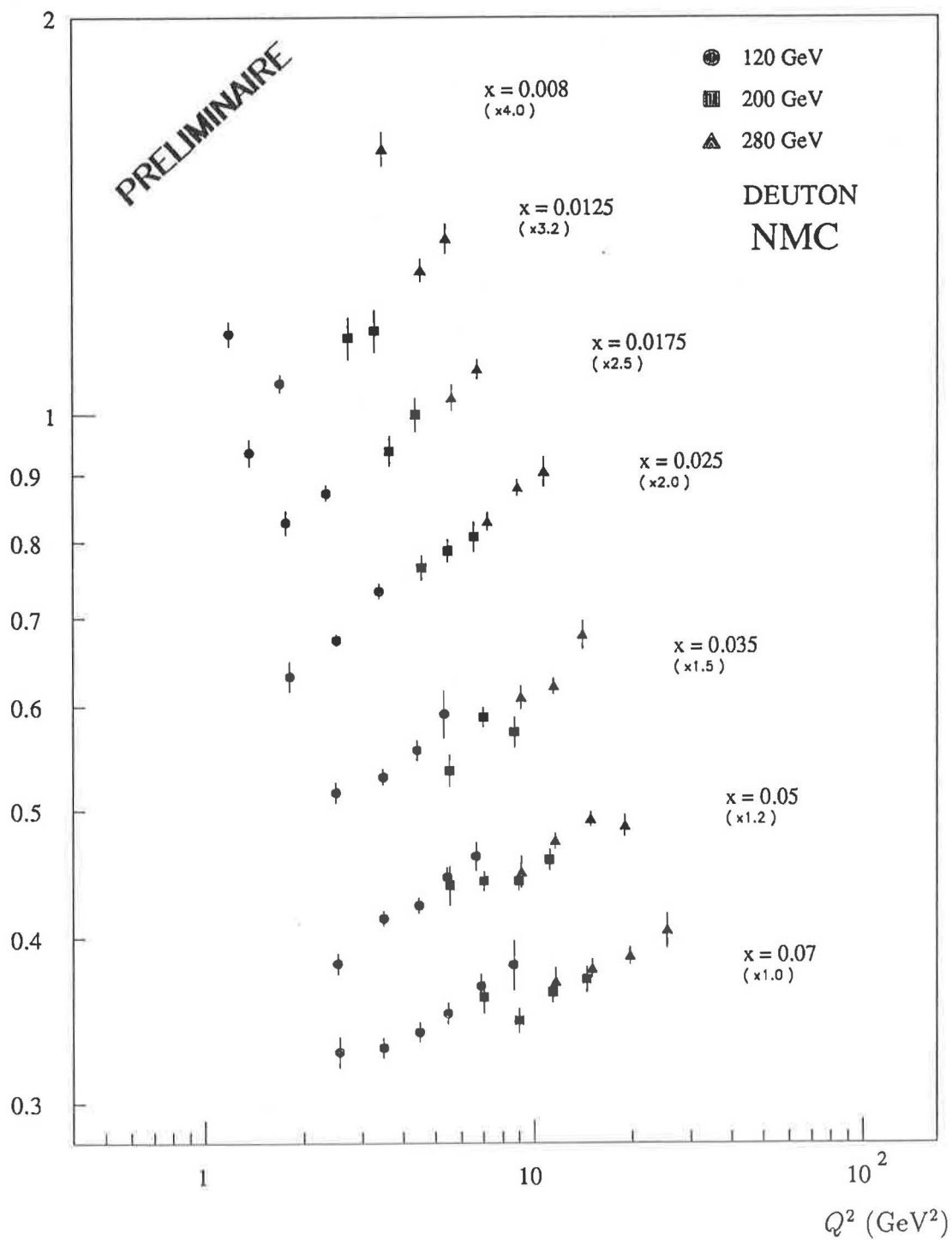
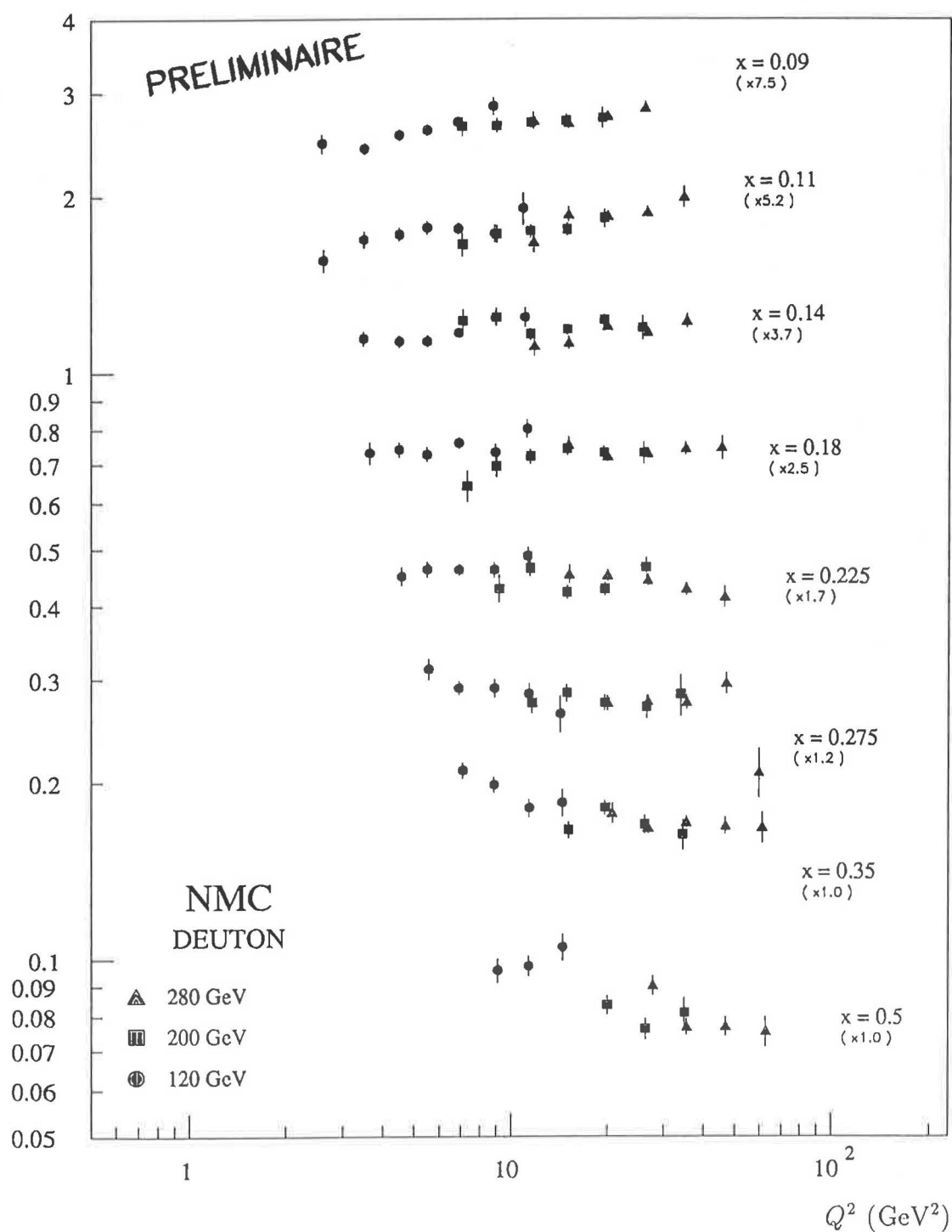


Fig. IV,4. Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le deuton.

Fig. IV,4. (suite) Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le deuteron.

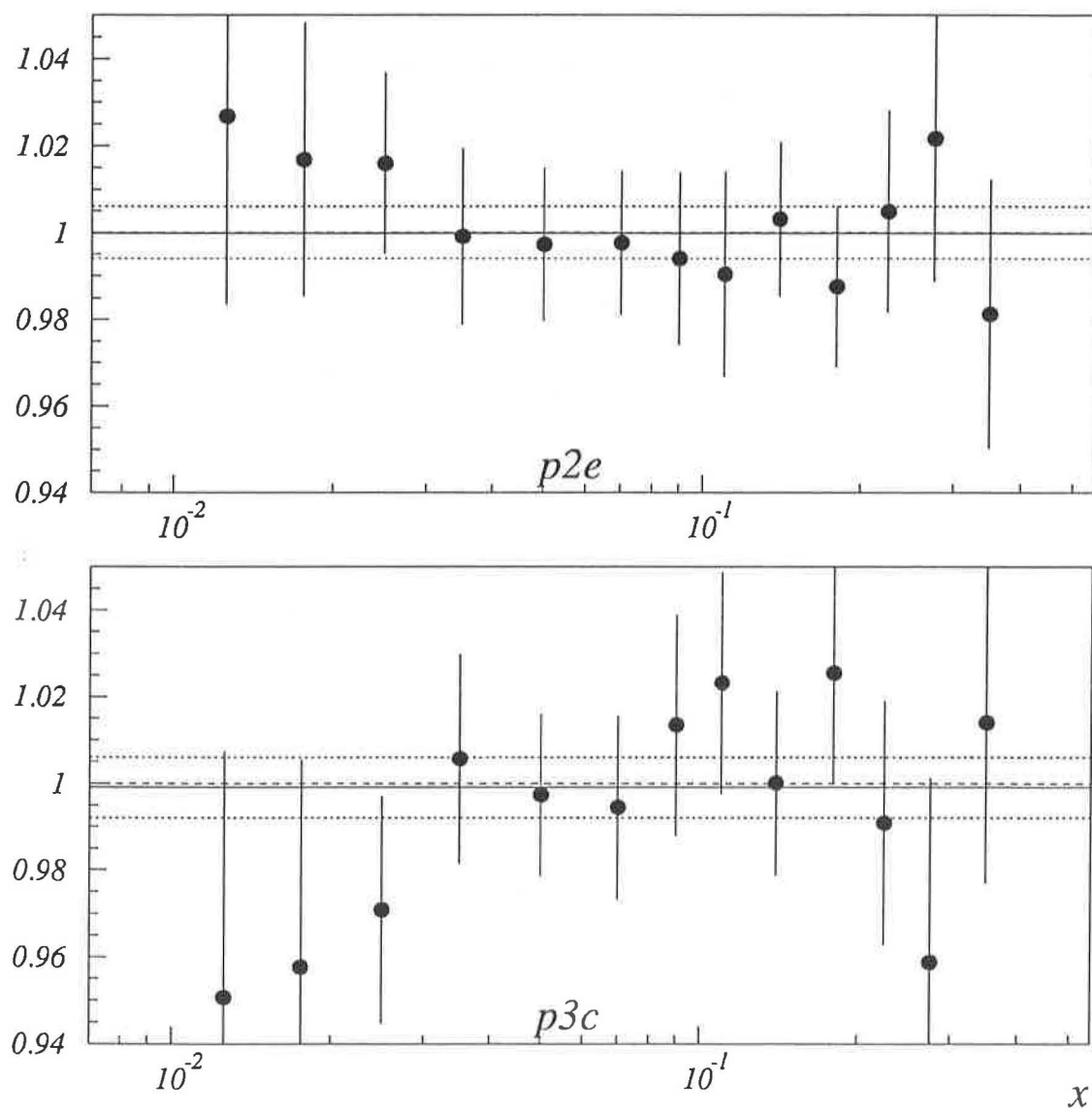


Fig. IV,5. Rapport point à point, moyenné sur Q^2 par canal de x , entre les résultats obtenus sur chacune des deux périodes à 200 GeV au résultat moyen à cette énergie. La ligne continue représente la normalisation ajustée aux points. Les lignes en pointillés indiquent l'erreur à une déviation standard autour de cette ajustement.

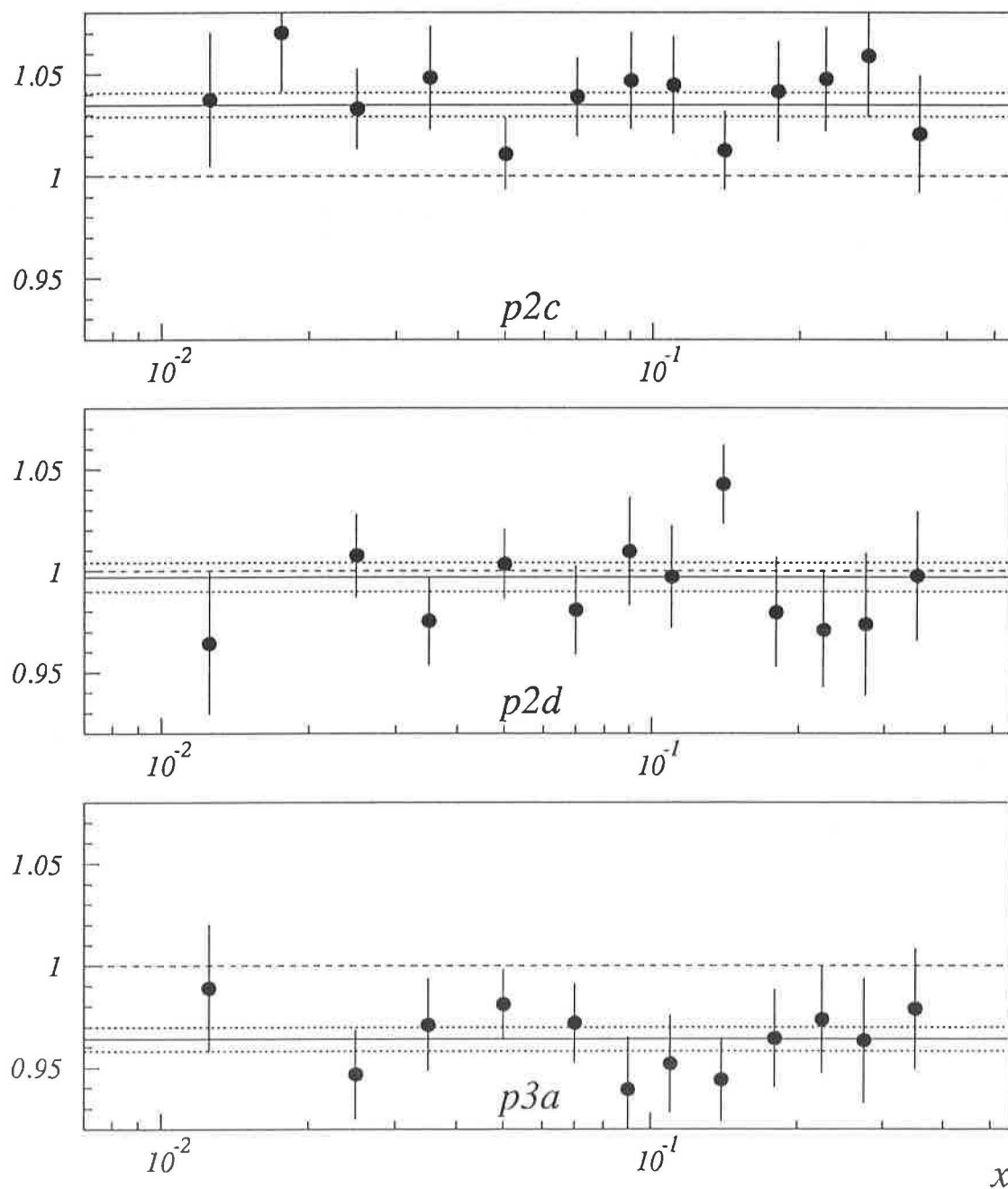


Fig. IV,6. Rapport point à point, moyenné sur Q^2 par canal de x , entre les résultats obtenus sur chacune des trois périodes à 280 GeV au résultat moyen à cette énergie.

Tableau IV,1. Normalisation des différents lots de données sur deuton à 280 GeV par rapport au résultat moyen à cette énergie et erreur statistique associée.

	P2C89	P2D89	P3A89
norm.	+3,5 %	-0,3 %	-3,5 %
erreur	$\pm 0,60$ %	$\pm 0,70$ %	$\pm 0,65$ %

balayés par les trois échantillons de données correspondant aux trois énergies de faisceau se recouvrent largement.

Il est donc possible de comparer directement les résultats des différents échantillons dans leurs zones de recouvrement.

Néanmoins, il convient d'être prudent dans une telle étude car les F_2 sont calculés à l'aide d'une paramétrisation de R qui, bien qu'établie à partir de données de différentes expériences, peut s'avérer éloignée de la réalité (les mesures de R utilisées pour établir cette paramétrisation souffrent d'erreurs statistiques importantes et ne couvrent qu'un domaine cinématique limité). Compte tenu de la définition de la section efficace à l'ordre de l'échange d'un photon, l'effet d'une paramétrisation de R inexacte serait essentiellement situé à grand Q^2 .

C'est pourquoi afin d'éviter tout biais dû à l'utilisation de valeurs inexactes de R dans la comparaison des résultats obtenus aux différentes énergies, une coupure aux grandes valeurs de la variable y a été appliquée.

Cette coupure a été appliquée progressivement jusqu'à stabilité des rapport des F_2 aux différentes énergies. La coupure optimale a été obtenue à $y = 0,5$.

La conséquence de cette coupure à $y > 0,5$ est de réduire l'étendue des zones de recouvrement qui sont pour une large part situées à grand y , notamment dans les canaux à bas x .

Malgré cela, les zones de recouvrement entre échantillons d'énergies voisines, c'est-à-dire les zones communes aux points à 120 et 200 GeV et aux points à 200 et 280 GeV, restent telles qu'elles permettent une détermination des normalisations relatives entre échantillons comme en témoigne la figure IV,7.

En effet, les rapports 120/200 et 200/280 dans les zones de recouvrement ne présentent pas de dépendance significative dans les variables cinématiques.

Les valeurs moyennes de ces rapports sont données au tableau IV,2. Les résultats

Tableau IV,2. Normalisations relatives des échantillons aux trois énergies de faisceau et erreurs statistiques associées.

		120/200	200/280
Pro- ton	rapport	+3,1 %	+1,4 %
	erreur	$\pm 1,4$ %	$\pm 1,0$ %
Deu- ton	rapport	+3,6 %	+0,8 %
	erreur	$\pm 1,0$ %	$\pm 0,8$ %

obtenus sur proton sont très similaires.

Si l'accord entre les points à 200 GeV et ceux à 280 GeV est satisfaisant, celui entre 120 GeV et 200 GeV révèle un possible biais de normalisation d'environ 3 %.

À cet écart de normalisation près, et si l'on excepte le canal $x = 0,5$, l'accord entre les échantillons de données est satisfaisant.

Remarquons que ce désaccord ne peut être mis exclusivement au compte d'un problème lié directement à la normalisation des lots de données. Il semblerait plutôt, au moment de la rédaction de ce mémoire, que les données à 120 GeV souffrent d'un biais systématique affectant leur dépendance en Q^2 . En effet, il a été constaté la présence d'une pente positive en Q^2 dans le rapport des points de la mesure à cette énergie à la valeur de l'ajustement à l'ensemble des données. Au moment de l'écriture de ces lignes, l'étude des effets systématiques sur la mesure de F_2 ne permet pas de rendre compte en totalité de l'amplitude de cet effet dont l'une des conséquences est d'augmenter la valeur des rapports de normalisations entre 120 et 200 GeV.

6°) Comparaison des mesures sur cibles amont et aval

Il a été remarqué dans l'analyse des données de F_2 de 1986 et 1987, que celles-ci dépendaient significativement de la position de la cible. Cet effet doit être la conséquence d'un problème systématique affectant la détermination de l'acceptance et il a, à ce titre, été pris en compte dans l'estimation de l'erreur systématique sur les données publiées.

Comparaison des résultats aux différentes énergies - deuton

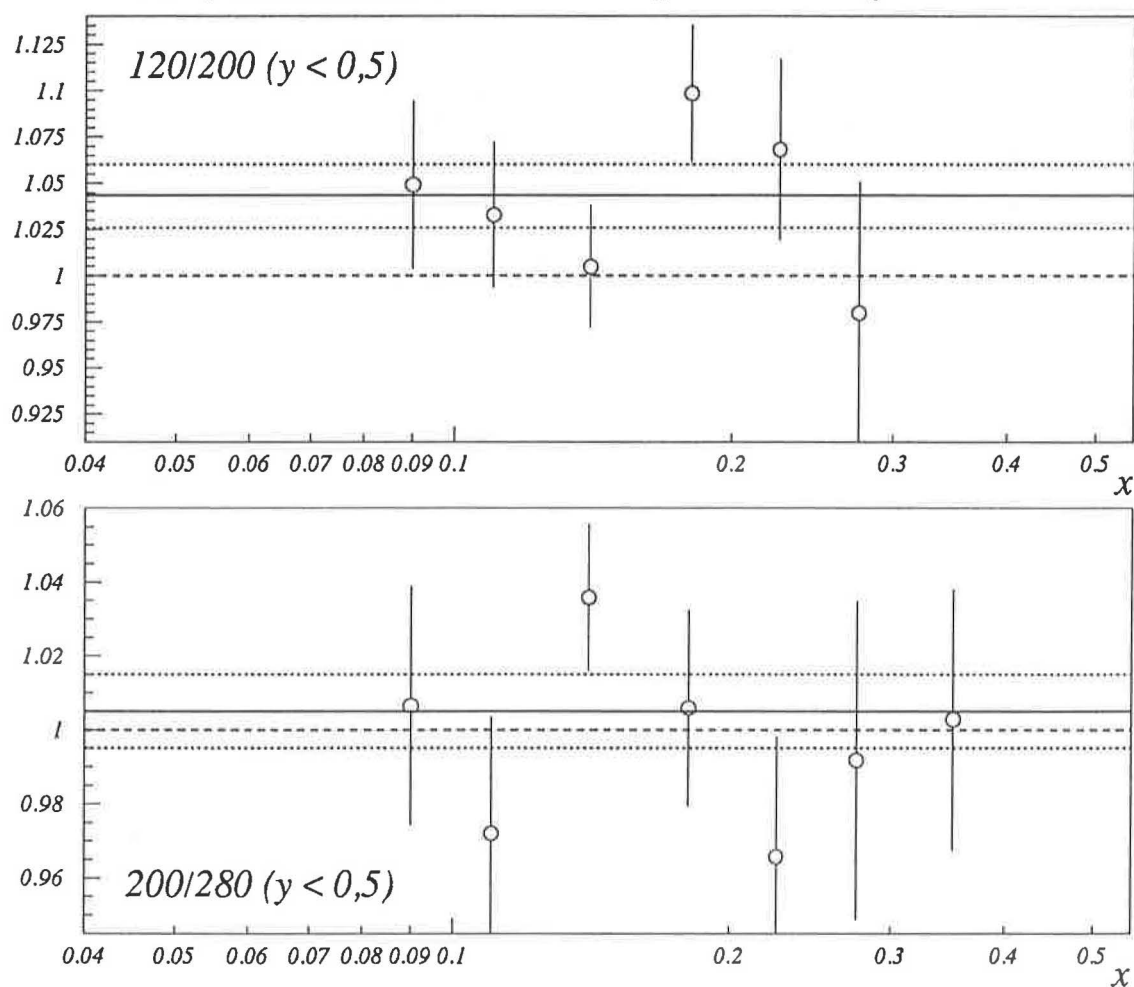


Fig. IV,7. Rapport point à point moyenné sur Q^2 dans chaque canal de x des mesures de F_2 sur deuton pour $y < 0,5$: haut : données à 120 GeV sur données à 200 GeV ; bas : données à 200 GeV sur données à 280 GeV. La ligne pleine indique le niveau de normalisation ajusté aux points, les lignes en pointillés correspondant à l'erreur d'une déviation standard autour de cette valeur.

L'étude de l'influence de la position de la cible dans les données de 1989 montre une très nette amélioration de la cohérence des données comme en témoigne la figure IV,8 qui représente l'ajustement de la fonction à huit paramètres effectué séparément sur les données de la cible amont et sur celles de la cible aval pour le deuton.

Cette amélioration est vraisemblablement due à une meilleure description, dans la simulation Monte Carlo, des trous dans les hodoscopes de déclenchement, destinés au passage du faisceau [4].

7°) Incertitudes systématiques

Un recensement complet des sources possibles d'erreur systématique sur la mesure de F_2 est donné dans [3, 1, 5]. Nous nous contentons ici de discuter les principaux effets systématiques.

α) Incertitudes sur la normalisation des données

Une première catégorie de ces sources peut être formée des biais systématiques affectant la normalisation des données.

La principale cause d'erreur de ce type provient de la détermination du flux de muons incidents. Cette détermination est effectuée par deux méthodes indépendantes basée sur deux types de systèmes de déclenchements (voir chapitre II).

Nous estimons l'incertitude sur la détermination du flux à 1,5 % en nous basant sur la différence entre les résultats obtenus par ces deux méthodes.

Cette estimation est compatible avec la dispersion des normalisations des données à 120, 200 et 280 GeV. Par contre, elle ne permet pas de rendre compte de la dispersion observée dans les normalisations des périodes à 280 GeV. Des études sont actuellement en cours pour tenter de comprendre cette dispersion.

β) Incertitude sur la détermination de l'acceptance

Nous avons déjà mentionné la différence entre les mesures obtenues sur cible amont et sur cible aval.

L'acceptance de l'appareillage est très différente pour ces deux positions de cible. De ce fait, la différence entre les mesures sur cibles amont et aval peut permettre une estimation de l'erreur systématique sur la détermination de l'acceptance.

Cette faible différence est illustrée à la figure IV,8.

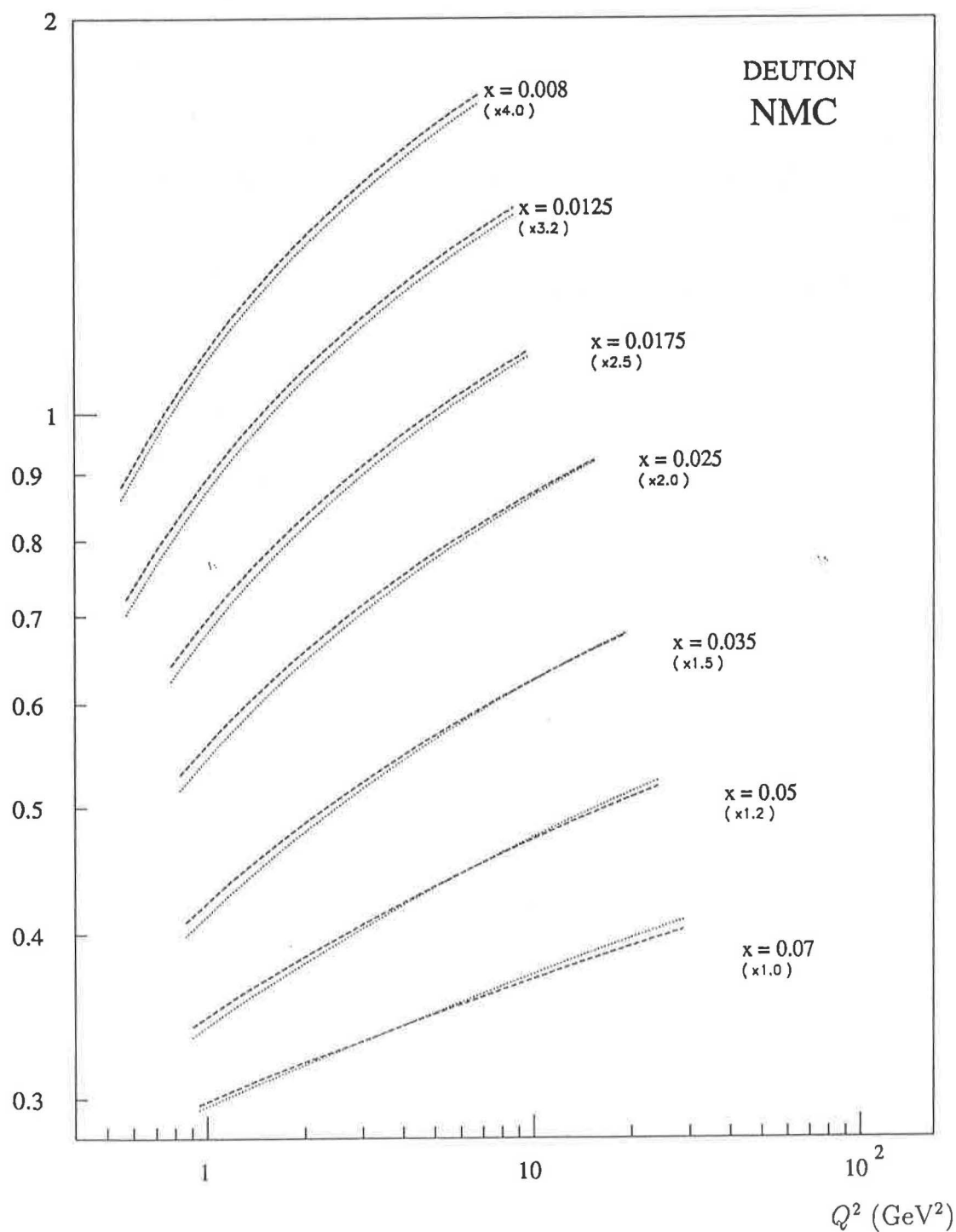


Fig. IV,8. Ajustement de la fonction à huit paramètres aux données de la cible amont (tirets) et de la cible aval (pointillés) de deutérium. L'écart ne dépasse nulle part 1,5 à 2 %.

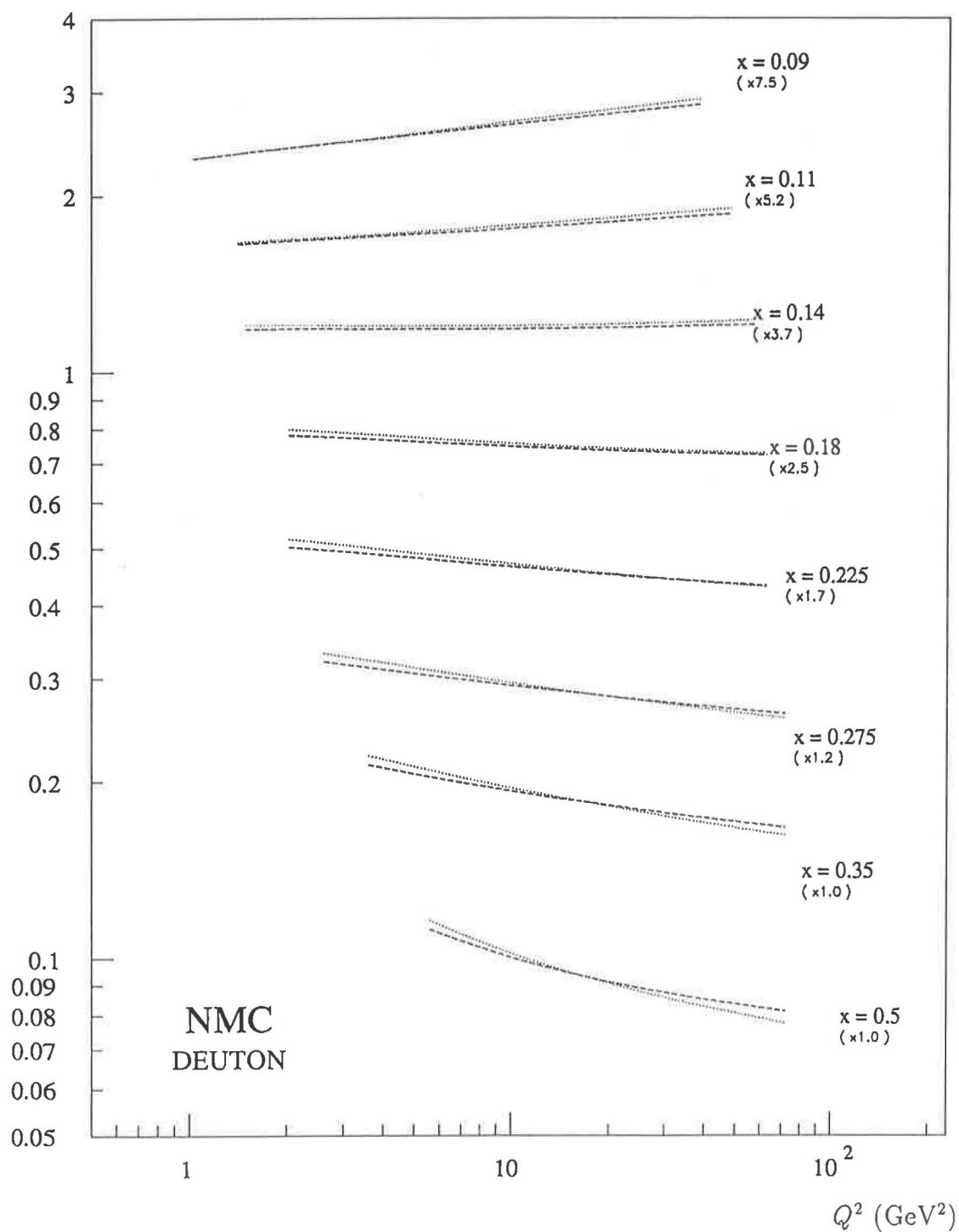


Fig. IV,8. (Suite) Ajustement de la fonction à huit paramètres aux données de la cible amont (tiretés) et de la cible aval (pointillés) de deutérium.

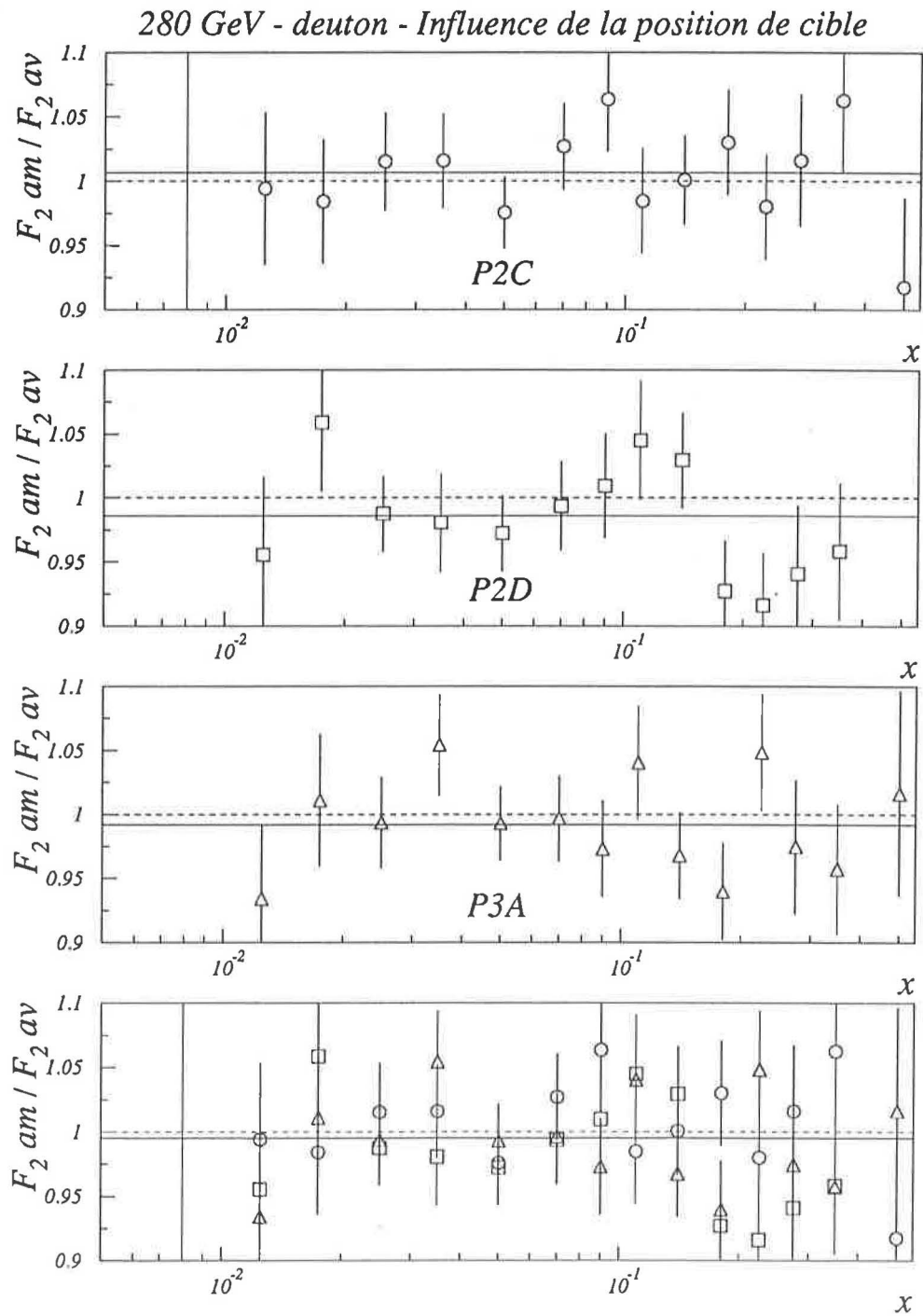


Fig. IV,9. Rapport F_2^{amont} / F_2^{aval} pour les différentes périodes à 280 GeV.

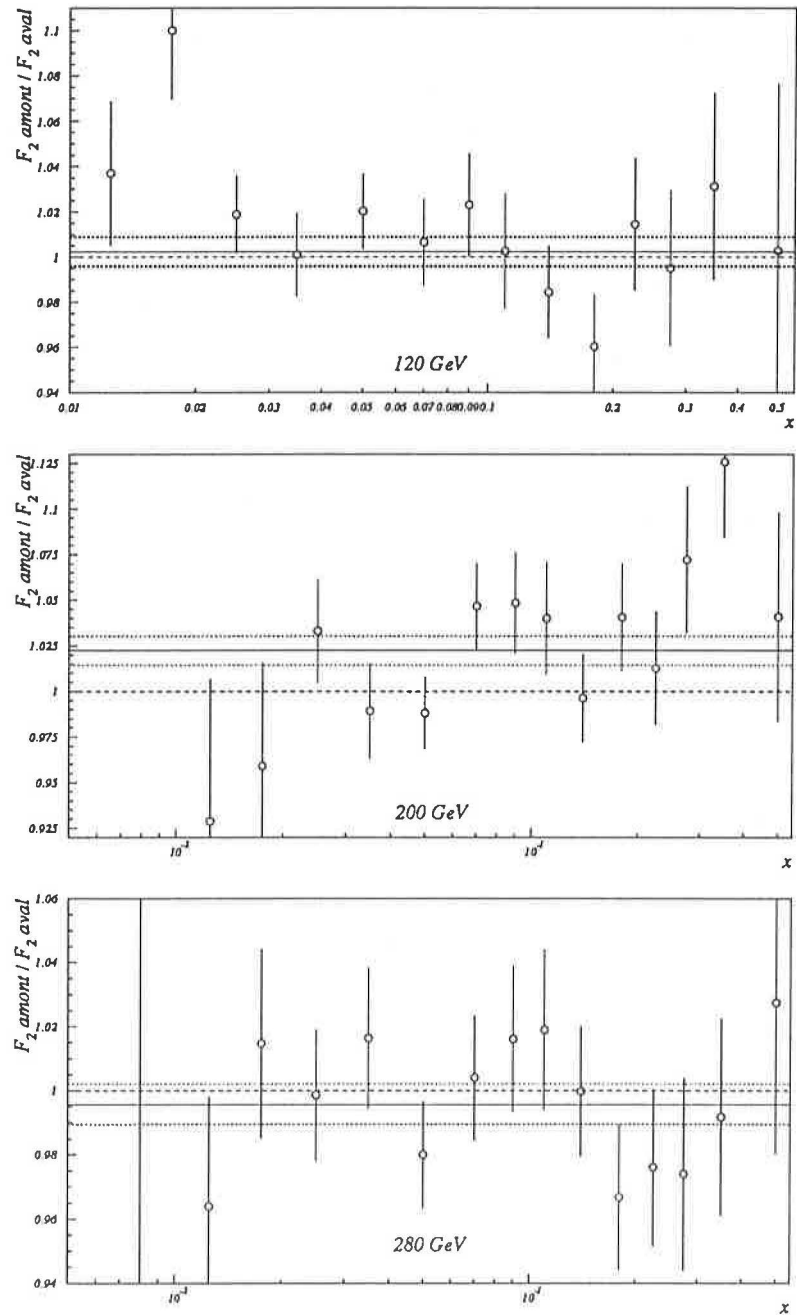


Fig. IV,10. Rapport $F_2^{\text{amont}}/F_2^{\text{aval}}$ pour les trois énergies de faisceau. Les lignes continues indiquent le niveau de normalisation ajustable aux points ; les lignes en pointillées correspondent à l'erreur standard autour de cet ajustement.

γ) Étalonnage des mesures de l'énergie des muons incident et diffusés

Nous avons mentionné au chapitre II les méthodes employées pour l'étalonnage des spectromètres.

L'erreur sur la mesure de l'impulsion des muons incident et diffusé est estimée à deux pour mille (voir chapitre II).

L'effet sur F_2 d'une déviation de deux pour mille de l'énergie du muon incident est représenté à la figure IV,11 (afin de conserver cette figure lisible, seul les effets à 120 et 280 GeV sont représentés).

On peut constater que cet effet décroît avec Q^2 et culmine à $x = 0,5$. On remarque également une inversion de l'effet à $x > 0,35$.

L'effet sur F_2 d'une erreur sur l'impulsion du muon diffusé est très similaire en forme et en amplitude mais de signe opposé. Ceci s'explique par le fait que la contribution dominante de l'effet d'une erreur d'étalonnage sur F_2 est liée à la dépendance en x de la fonction de structure et donc à la variable $\nu = E - E'$.

δ) Incertitude sur la correction d'efficacité de reconstruction

Nous avons vu qu'une correction des données en fonction de la variable y permettait de prendre en compte l'inefficacité de reconstruction due au bruit de fond mise en évidence par simulation Monte Carlo (chapitre III). Les paramètres de cette correction et les incertitudes correspondantes sont données au tableau III,5.

Nous donnons à la figure IV,12 l'effet sur F_2 à 200 GeV de l'augmentation de la correction de bruit de fond d'une valeur égale à l'erreur qui lui est associée.

L'effet est légèrement plus grand à 280 GeV où la correction est plus importante et plus faible à 120 GeV.

ε) Incertitude sur les corrections radiatives

Les différentes sources d'erreur sur les corrections radiatives sont détaillées dans [5]. Nous n'avons, à ce jour, pas eu le temps d'achever l'étude complète de l'effet sur F_2 de ces incertitudes. Néanmoins, cette étude est suffisamment avancée pour nous permettre d'en connaître l'ordre de grandeur.

L'erreur sur les corrections radiatives est similaire pour les trois énergies. Elle est importante à bas x et grand y (elle atteint 3 à 4 % à $x = 0,008$ dans les données sur proton). Cette erreur ne dépasse 1 % que pour $x < 0,04$ et $y > 0,60$ et est systématiquement plus faible dans le deuton que dans le proton.

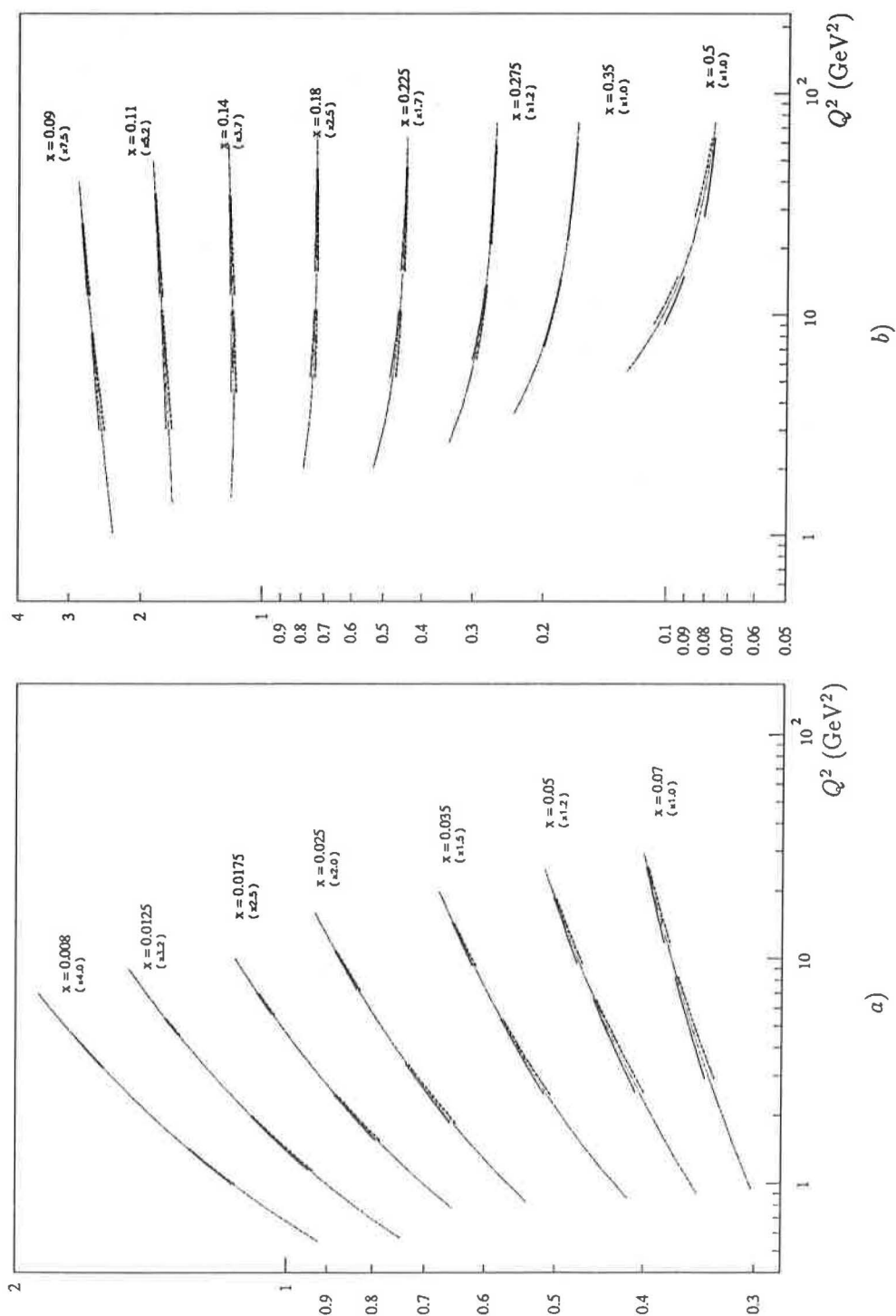


Fig. IV,11. Effet d'une variation de $\pm 0,2\%$ de l'impulsion du muon incident sur la fonction de structure. La valeur centrale (courbe pointillée) correspond à l'ajustement phénoménologique aux données sur deuton. La courbe pleine (respectivement en tirets) correspond à une variation de E de $+0,2\%$ (respectivement $-0,2\%$). On remarquera l'inversion de l'effet à $x > 0,35$.

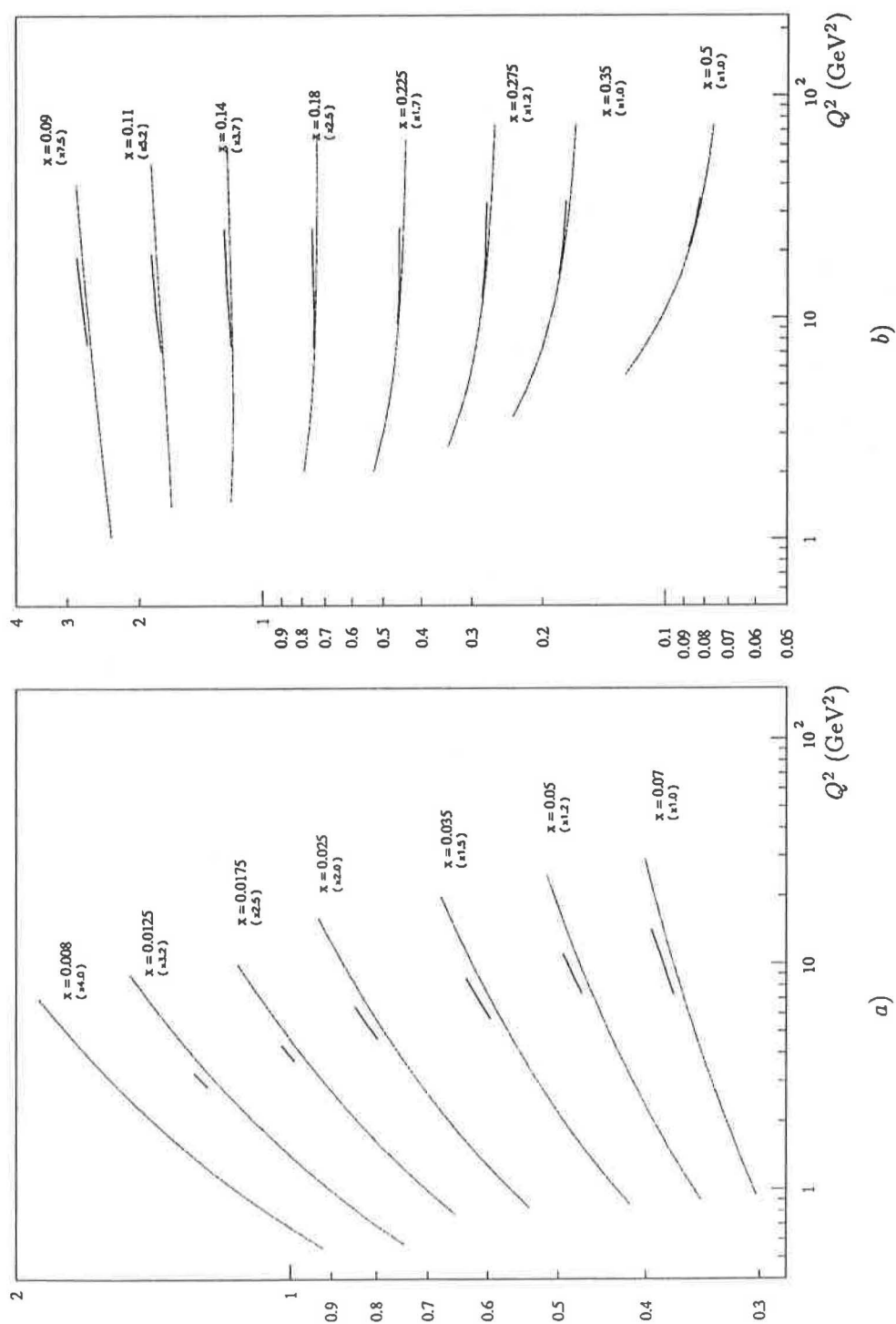


Fig. IV,12. Effet sur F_2 à 200 GeV d'une augmentation de la correction de bruit de fond de la valeur de son erreur estimée.

ζ) Influence de la forme fonctionnelle

Le choix de la forme fonctionnelle peut influencer sur les résultats dans les canaux de x où la dépendance en Q^2 est peu contrainte. C'est le cas des deux canaux de plus bas x .

Afin d'estimer l'incertitude sur la mesure de F_2 due à ce manque de contrainte, nous avons réalisé une itération supplémentaire, partant des résultats montrés aux figures IV,3 et IV,4, en utilisant cette fois, la forme fonctionnelle à quinze paramètres. La différence entre la mesure de F_2 après cette nouvelle itération et les résultats des figures IV,3 et IV,4 permet une estimation de l'incertitude de l'ajustement.

Cette différence est partout inférieure à un pour cent, à l'exception des points situés à bas x et des points en bordure d'acceptance. Elle atteint au maximum trois pour cent à $x = 0,008$.

8°) Comparaison aux résultats publiés par NMC

Les résultats déjà publiés par la collaboration sur les fonctions de structure mesurées sur proton et deuton correspondent aux données recueillies en 1986 et 1987 aux énergies de faisceau de 90 et 280 GeV.

La figure IV,13 montre ces mesures superposées aux nouveaux résultats pour le deuton.

α) Comparaison des résultats à 280 GeV

Les résultats obtenus à partir des données de 1989 à 280 GeV sont en bon accord avec les résultats publiés. Seule une différence de normalisation d'environ un pour cent peut être remarquée (elle n'est pas significative).

À la figure IV,14 est représenté le rapport point par point des deux lots de données moyenné sur Q^2 dans chaque canal de x .

β) Comparaison des résultats à 90 et 120 GeV

La comparaison des F_2 des deux lots dans la région de recouvrement de leurs domaines cinématiques et en rejetant les points à grand y (> 0.5) sensibles à R , montre un bon accord au niveau de la dépendance en x et Q^2 .

Cependant, comme on peut le constater à la figure IV,14, une différence de normalisation de 4 % est à nouveau visible. Elle a probablement la même origine que la différence observée entre 120 et 200 GeV (voir le dernier alinéa du 5°).

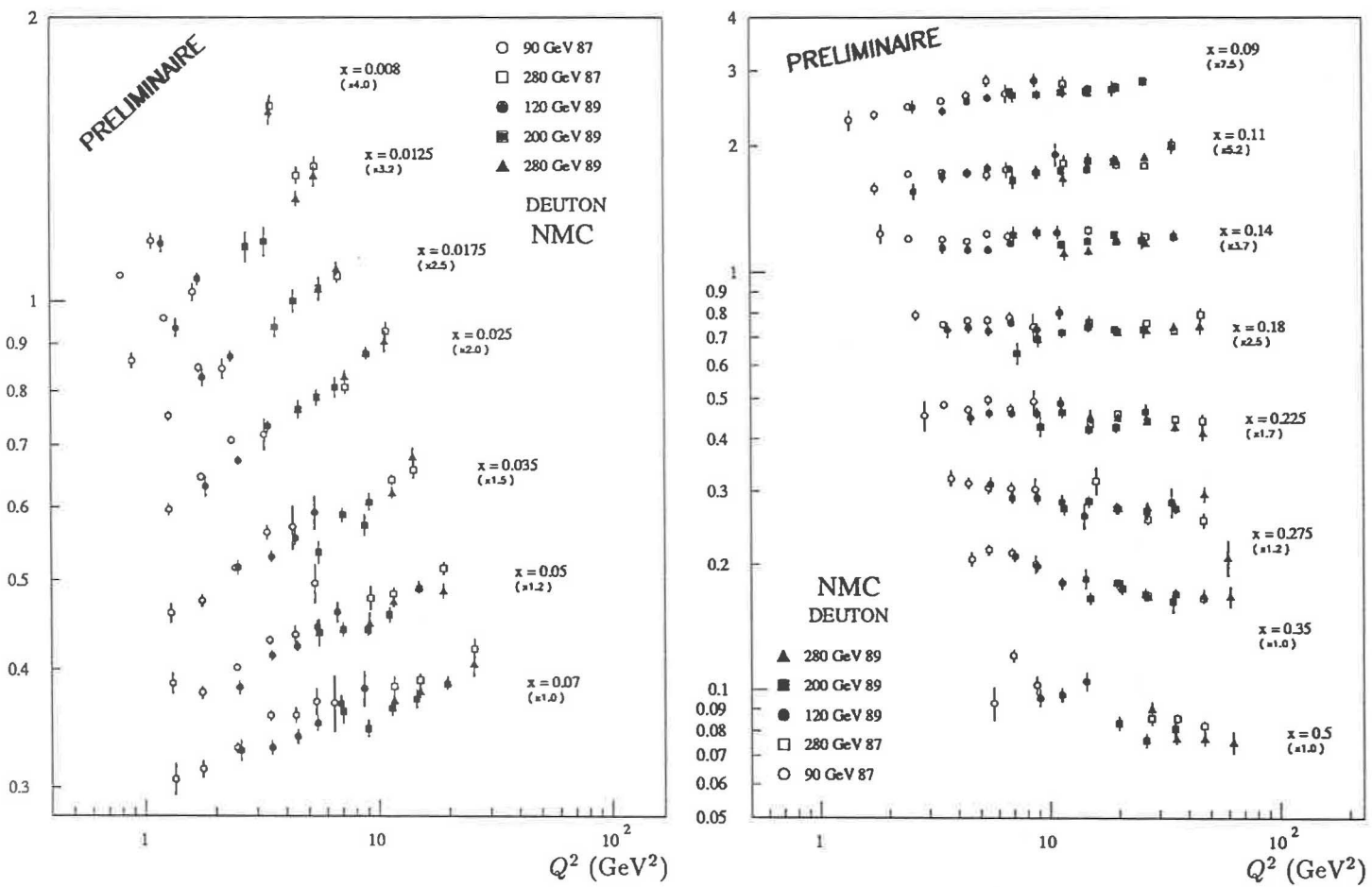


Fig. IV,13. F_2^d : résultats de la présente analyse et résultats des données de 1986 et 1987.

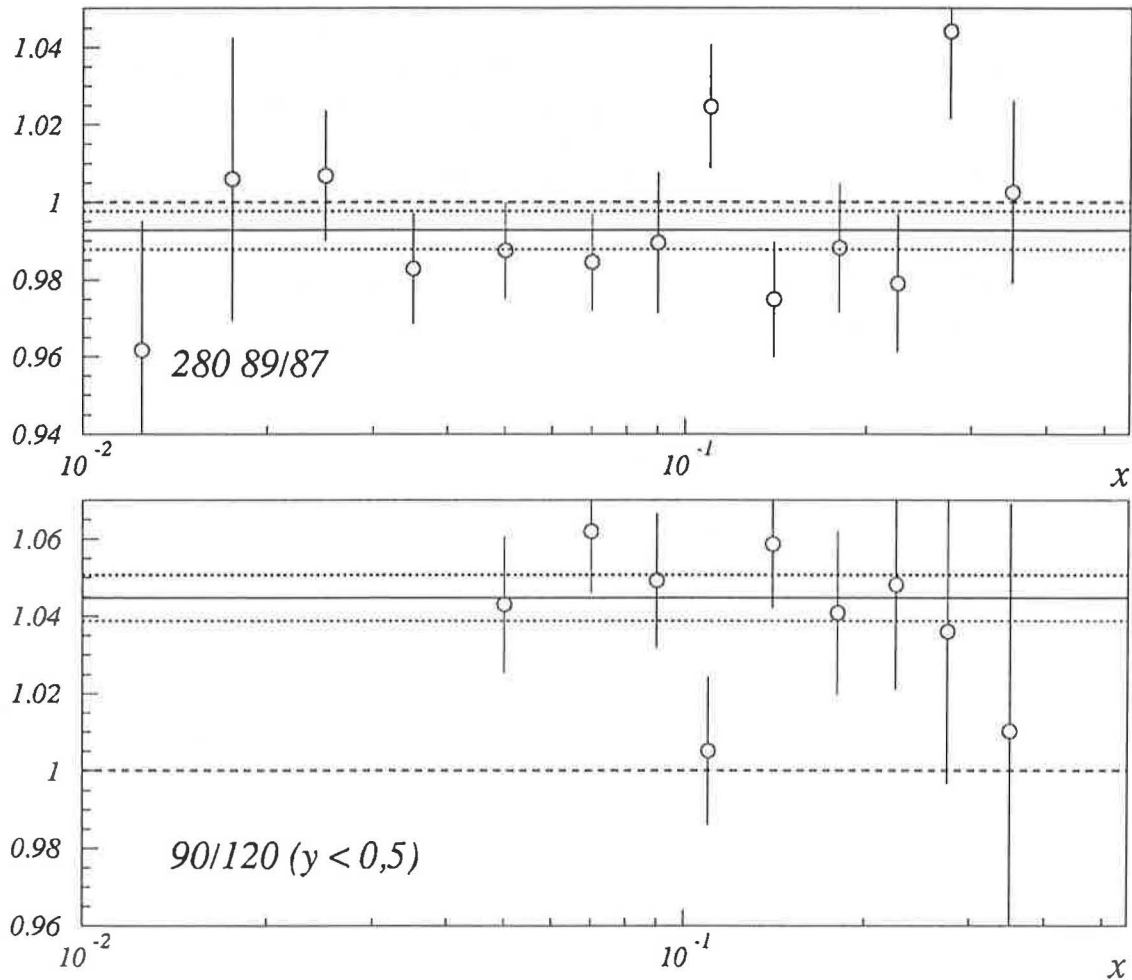
Comparaison aux résultats publiés - deuteron

Fig. IV,14. Comparaison des résultats de la présente analyse aux résultats publiés. Haut : rapport point à point des résultats à 280 GeV moyenné sur Q^2 en fonction de x . Bas : rapport point par point des données publiées à 90 GeV aux nouvelles données à 120 GeV. Afin de rejeter les effets dus au choix de la fonction de structure R dans le calcul de F_2 , seuls les points correspondant à des valeurs de y inférieures à 0,5 ont été retenus dans le calcul de ce dernier rapport.

9°) *Comparaison aux résultats d'autres expériences*

Nous présentons ici la comparaison de la mesure de F_2 de NMC, disponible à ce jour, à celles réalisées par les expériences du SLAC et par la collaboration BCDMS. Nous comparons également nos données à celles d'une des deux expériences du collisionneur HERA.

Les conclusions, quant au désaccord entre les mesures de NMC et de EMC, établies dans [3] restent inchangées avec l'apport des données de 1989.

α) Comparaison aux données du SLAC et de BCDMS

Les expériences de diffusion inélastique d'électrons sur cibles d'hydrogène et de deutérium réalisées à l'accélérateur linéaire de Stanford entre 1970 et 1985 ont permis d'amasser une quantité de données considérable sur la fonction de structure F_2 . Le domaine en x couvert par ces données s'étend de $x = 0,06$ à $x = 0,9$ pour des valeurs de Q^2 s'étalant de $0,6$ à 30 GeV^2 .

L'expérience BCDMS, basée sur le faisceau de muons M2 du CERN antérieurement à NMC a pu réaliser, de 1982 à 1985, des mesures de F_2^p et F_2^d à haute statistique grâce, notamment, à son architecture toroïdale permettant l'emploi de cibles de trente cinq mètres de long.

La région explorée par ces mesures correspond à des valeurs de Q^2 comprises entre 7 et 260 GeV^2 pour un domaine en x comparable à celui des expériences du SLAC ($0,06$ à $0,8$).

La figure IV,15 permet de comparer les données de NMC à l'ajustement phénoménologique aux données du SLAC et de BCDMS (établi avec la même fonction à quinze paramètres que nous décrivons en début de chapitre) publié dans [2].

L'accord est bon mais perfectible par une renormalisation de -2% de l'ajustement comme l'atteste la figure IV,15-b. Ce décalage de 2% est plus faible que l'incertitude de normalisation de chacune des trois expériences.

β) Comparaison aux données de HERA

Au moment de la rédaction de ce mémoire, la collaboration ZEUS, basée au collisionneur électrons-protons HERA de Hambourg, a rendu publiques les résultats de la mesure de la fonction de structure F_2 du proton réalisée à partir des données qu'elle a pu recueillir en 1993 [11].

Le domaine cinématique de cette mesure, situé à bas x et grand Q^2 , est complètement disjoint des mesures réalisées jusqu'à présent en diffusion sur cible

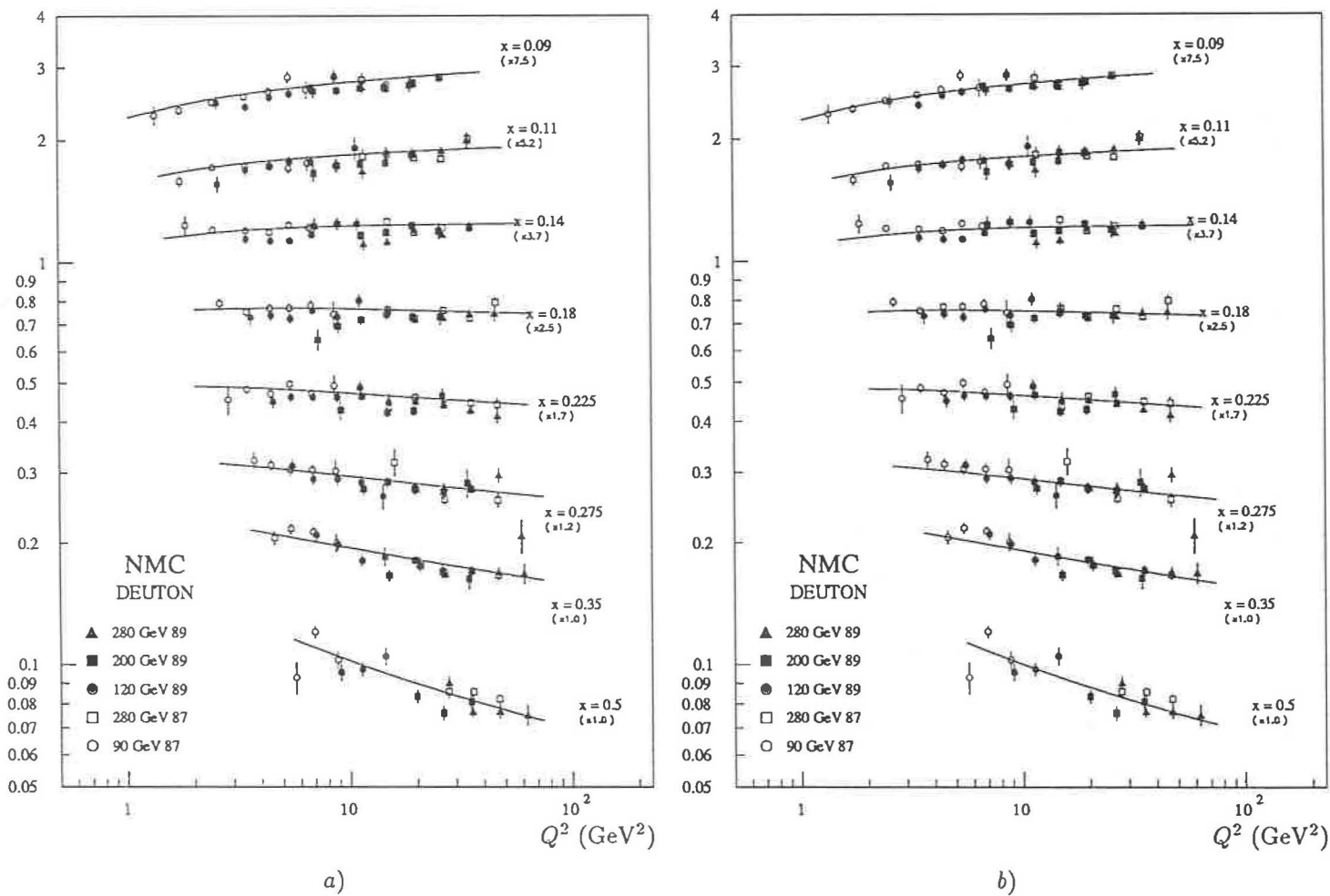


Fig. IV,15. Données de NMC superposées à l'ajustement aux données du SLAC et de BCDMS ; a) : ajustement publié dans [2], b) : le même ajustement renormalisé de 2 % vers le bas.

fixe.

Nous présentons à la figure IV,16 une comparaison de ces mesures à nos résultats sur proton dans les canaux en x où cela est directement possible. Pour cela nous avons prolongé aux grands Q^2 l'ajustement phénoménologique à nos données réalisé à l'aide de la fonction à quinze paramètres (la dépendance en Q^2 de cette fonction est inspirée de la chromodynamique quantique). Les données de NMC à $x = 0,008, 0,0125, 0,025, 0,05$ et $0,11$ sont comparées aux données de ZEUS à $x = 0,077, 0,014, 0,028, 0,057$ et $0,11$. L'effet des extrapolations en x est négligeable compte tenu de la faible dépendance en x de F_2 dans ce domaine.

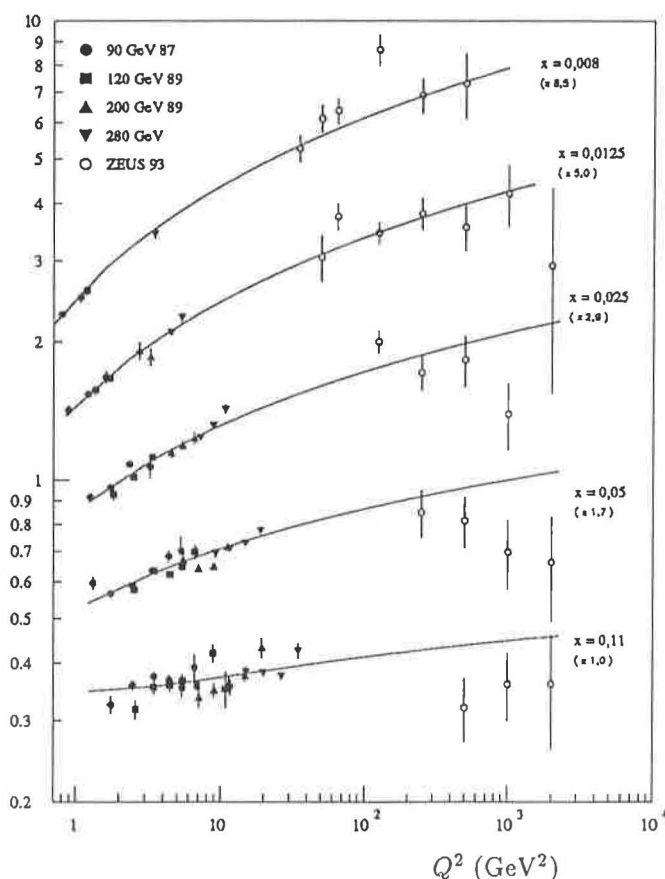


Fig. IV,16. Comparaison des mesures de F_2 de NMC et de l'expérience ZEUS à HERA [11]. La courbe représente l'ajustement aux données de NMC suivant la fonction à quinze paramètres. Les valeurs de x correspondant aux points de ZEUS sont 0,0077, 0,014, 0,028, 0,057 et 0,11.

Les barres d'erreurs correspondent à l'erreur statistique seule. La différence entre

la taille des barres d'erreur de NMC et de ZEUS reflète la statistique limitée disponible à ce jour à HERA. L'ordre de grandeur de l'erreur systématique des mesures de ZEUS est de 10 %.

Comme on peut le constater, les points de ZEUS sont en accord avec l'extrapolation de cet ajustement dans les trois canaux de plus bas x . À $x = 0,05$ et $x = 0,11$, ils sont plus bas mais, compte tenu de l'écart entre les deux domaines en Q^2 et des erreurs systématiques, l'accord est satisfaisant, presque étonnant, au vu de l'importante extrapolation nécessaire à la comparaison.

10°) Résumé et conclusions de cette première analyse

Nous avons déterminé la fonction de structure F_2 à partir des données du déclenchement principal recueillies en 1989 à trois énergies de faisceau : 120, 200, 280 GeV.

Ces données, réparties en six lots reconstruits séparément donnent des résultats cohérents comme en témoignent des études comparatives entre différents lots à une même énergie et entre échantillons d'énergies différentes.

Les résultats sont en accord avec les résultats publiés par la collaboration, obtenus à partir des données de 1986 et 1989 à 90 et 280 GeV ; ils complètent le domaine cinématique exploré par ces premières données.

Une étude sur l'influence de la position de cible sur les résultats montre une nette amélioration par rapport aux résultats publiés. Ceci semble signifier une meilleure détermination de la fonction d'acceptance de l'appareillage due à une amélioration de la simulation Monte Carlo.

L'étude des effets systématiques n'est, à ce jour, pas achevée. Certains biais ne sont pas encore compris :

1°) Un biais affectant la dépendance en Q^2 des données à 120 GeV

2°) La dispersion des normalisations des trois échantillons de données à 280 GeV.

Ces biais sont en cours d'étude. Nous n'avons néanmoins aucune raison de penser que les résultats finals différeront significativement de ceux que nous donnons dans ce mémoire.

§ 2. Analyse chromodynamique des données de F_2

Nous avons vu au chapitre I que, dans le domaine où la chromodynamique quantique peut être traitée perturbativement, c'est-à-dire à grand Q^2 , cette théorie rend possible la prédiction de la dépendance en Q^2 des fonctions de structure. La comparaison de cette prédiction aux données expérimentales constitue un test de la validité de cette théorie. Une telle comparaison permet également la détermination des distributions en impulsion des quarks et gluons dans le nucléon, ainsi qu'une mesure de la constante de couplage fort α_s de la chromodynamique quantique.

Une telle étude a été menée à l'aide des données de F_2 recueillies en 1986 et 1987 [5]. Bien entendu, cette étude sera poursuivie, dans un futur proche, sur l'échantillon final des données de NMC.

Nous allons, dans ce qui suit, résumer le principe de cette analyse et les résultats obtenus à ce jour.

a) Principe de l'analyse

Dans le modèle chromodynamique des partons, la dépendance en x et Q^2 de F_2 est reliée à celles des distributions de quarks et de gluons (voir chapitre I).

Nous avons donné en I,22, les «équations d'évolution» de la chromodynamique, à l'ordre suivant l'ordre dominant. Ces équations intégral-différentielles relient la variation avec Q^2 des distributions de quarks, singulet et non-singulet, et de la glu, à leur dépendance en x à un Q^2 donné.

Alors que l'évolution en Q^2 d'une distribution non-singulet ne dépend pas de G , la distribution de glu, l'évolution d'une distribution singulet est couplée à celle de la glu.

En plus des variations logarithmiques régies par ces équations, une dépendance de F_2 en série de puissances de $1/Q^2$ due à l'interaction du quark heurté avec les quarks spectateurs («*higher twists*») et aux effets de «masse de cible», est attendue. Bien entendu, ces termes sont relativement plus importants à bas Q^2 .

Les équations d'évolution permettent de calculer F_2 en tout point (x, Q^2) , connaissant, à un Q^2 donné, la forme en x des distributions effectives de quarks et de gluons, q^{NS} , q^{Si} , G et la valeur de la constante de couplage α_s .

L'analyse chromodynamique consiste donc, partant de paramétrisations de ces distributions effectives et d'une valeur de départ de la constante de couplage à $Q^2 = Q_0^2$, à ajuster les valeurs de ces paramètres à un échantillon de mesures de F_2 , de manière à minimiser la différence entre les fonctions de structure mesurées, et le calcul établi sur tout le domaine en x et Q^2 à l'aide des équations d'évolution.

Un tel ajustement a été réalisé à l'aide d'une version, adaptée aux données de NMC, du programme QCDNUM écrit par des membres de la collaboration BCDMS [6].

Ce programme, structuré vectoriellement, réalise, de manière entièrement numérique, l'intégration des équations d'évolution, à l'ordre suivant l'ordre dominant, dans les schémas de renormalisation et de factorisation $\overline{\text{MS}}$.

Dans cette analyse, la variation avec Q^2 de la constante de couplage effective $\alpha_s(Q^2)$ est obtenue à partir de l'équation du groupe de renormalisation (voir chapitre I) à l'ordre suivant l'ordre dominant, en tenant compte des « seuils de saveurs » de la manière décrite dans [7].

La fonction de structure F_2^d , assimilée dans cette étude à la fonction de structure du nucléon : $(F_2^p + F_2^n)/2$, correspond presque purement à une distribution singulet. En effet, sa composante non-singulet, proportionnelle à $s - c$, la différence entre les distributions de quarks étranges et charmés dans le proton (voir éq.I,7), est d'influence négligeable sur l'évolution de F_2 avec Q^2 . De ce fait, il s'avère plus commode de déterminer la distribution $q^d(x, Q_0^2)$ plutôt que $q^{\text{Si}}(x, Q_0^2)$, à l'aide des ajustements chromodynamiques.

La fonction de structure F_2^p a une composante singulet et une composante non-singulet non-négligeables. Afin d'utiliser au mieux l'information fournie par les données, l'ajustement a été réalisé simultanément sur F_2^d et F_2^p .

La distribution de glu a été supposée égale dans le proton et le deuton, conformément aux résultats expérimentaux actuels¹.

Les formes fonctionnelles utilisées pour paramétrer les distributions effectives sont les suivantes :

$$\begin{aligned} xq^{\text{NS}}(x, Q_0^2) &= Ax^\alpha(1-x)^\beta \\ xq^d(x, Q_0^2) &= Bx^\gamma(1-x)^\delta(1+b_1v+b_2v^2) \\ xG(x, Q_0^2) &= C(1-x)^\eta(1+c_1w+c_2w^2+c_3w^3) \end{aligned}$$

¹À ce sujet, la mesure de $R^d - R^p$ que nous présentons au § suivant confirme cette hypothèse.

avec $v = 0, 1 - x$ et $w = 0, 1 \log(1 + e^{10-100x})$. La variable w devient très rapidement négligeable dès que $x > 0, 1$ de manière à ce que le comportement de la glu dans ce domaine soit décrit par la forme fonctionnelle classique $(1 - x)^n$. La flexibilité de ces fonctions a été trouvée suffisante pour décrire les distributions effectives dans tout le domaine en Q^2 .

La valeur de l'échelle de référence Q_0^2 a été choisie à 7 GeV^2 , valeur typique des données.

Dans l'ajustement, la continuité de la distribution singulet et de la distribution de glu a été imposée, y compris à $x = 0$ et $x = 1$, de même que la règle de somme $\int_0^1 x(q^{\text{si}} + G)dx = 1$.

La dépendance en $1/Q^2$ mentionnée précédemment a été prise en compte en ajustant aux données une fonction de la forme

$$F_2(x, Q^2) = \tilde{F}_2(x, Q^2) \times \left\{ 1 + \frac{H(x)}{Q^2} \right\},$$

où $\tilde{F}_2(x, Q^2)$ obéit aux équations d'évolution et $H(x)/Q^2$ est une description phénoménologique de la contribution de *higher twists*, qui peut également décrire en partie, d'éventuelles contributions des ordres supérieurs en α_s ou des effets de saturation des densités de partons. Ce terme est décrit dans [5].

b) Résultats

L'analyse chromodynamique a été réalisée en deux étapes :

Dans un premier temps, la valeur de la constante de coupage α_s a été fixée à la valeur moyenne des mesures obtenues en diffusion profondément inélastique [8] : $\alpha_s(Q_0^2 = 7 \text{ GeV}^2) = 0,240$ (ce qui correspond à $\alpha_s(M_Z^2) = 0,113$), afin de déterminer les distributions de quarks et de la glu.

La raison de ce choix est que les données de NMC, situées à bas x , ne fournissent pas une information suffisante pour mesurer α_s avec précision. Elles permettent par contre une détermination sans précédent de la distribution de glu en diffusion profondément inélastique.

Cet ajustement a été réalisé sur les données de F_2 situées à $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$. La figure IV,17 représente les points de F_2 et l'ajustement chromodynamique. On peut voir que l'ajustement décrit correctement les données sur l'ensemble du domaine (le χ^2 obtenu à partir des seules erreurs statistiques est de 333 pour 239 degrés de liberté).

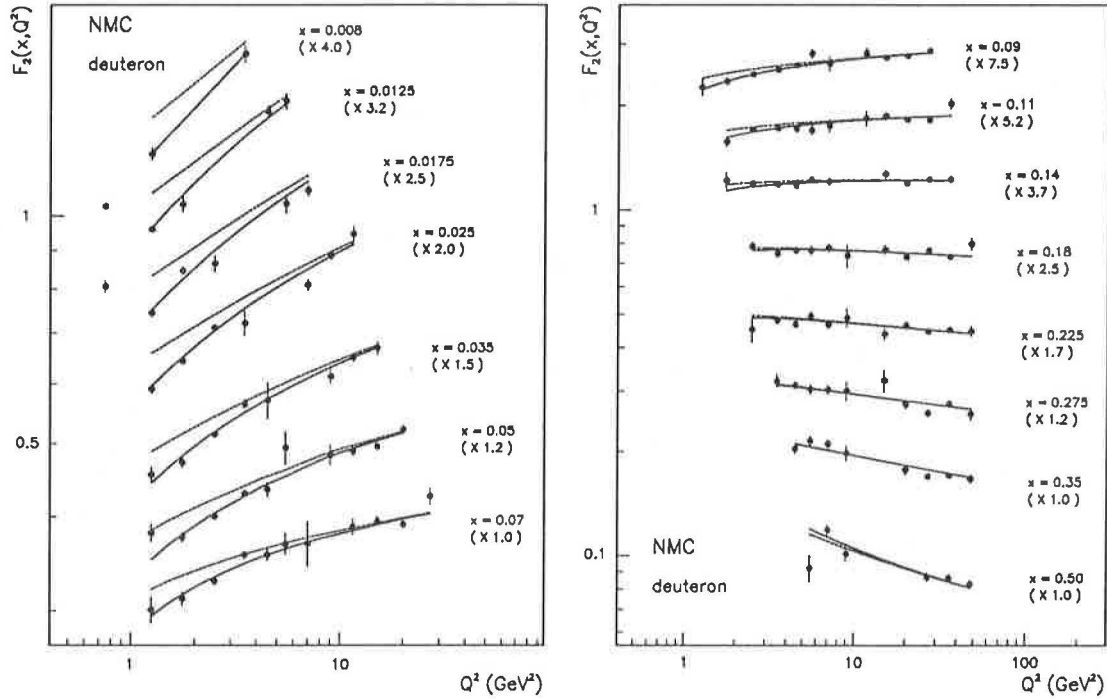


Fig. IV,17. Ajustement chromodynamique à la mesure de F_2 sur deuteron à 90 et 280 GeV (données de 1986 et 1987). Les lignes continues correspondent aux résultats de l'ajustement chromodynamique. Les lignes brisées correspondent au même ajustement duquel le terme en $1/Q^2$ a été soustrait.

Les résultats sur les distributions de partons sont représentés à la figure IV,18. À la même figure est représentée la distribution de la glu, évoluée à partir du résultat de l'ajustement (à $Q_0^2 = 7 \text{ GeV}^2$) aux limites du domaine en Q^2 .

La deuxième étape de l'analyse a consisté à répéter l'ajustement en laissant libre la constante de couplage. Le résultat obtenu sur α_s est :

$$\alpha_s(7 \text{ GeV}^2) = 0,264 \pm 0,018(\text{stat.}) \pm 0,070(\text{syst.}) \pm 0,013(\text{h.t.})$$

Ce résultat correspond à $\alpha_s(M_Z^2) = 0,117^{+0,011}_{-0,016}$. Il est en excellent accord avec la moyenne mondiale des mesures de α_s [9] et, notamment avec le résultat obtenu par une analyse similaire des données de diffusion profondément inélastique de SLAC et de BCDMS [10].

La mesure de α_s obtenue par NMC souffre d'erreurs expérimentales assez grandes par rapport à cette dernière analyse, du fait du domaine cinématique des données.

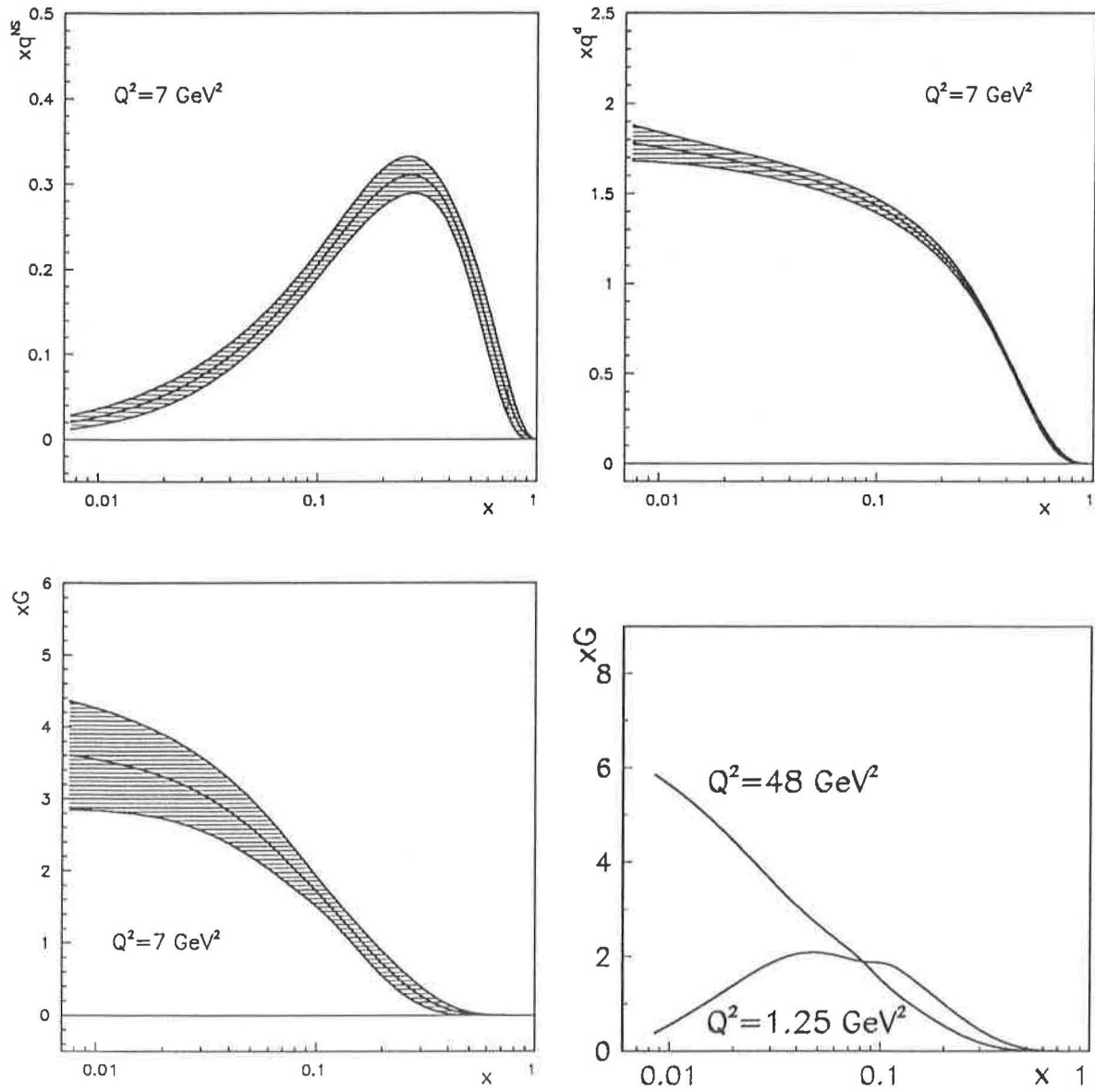


Fig. IV,18. Distributions effectives de partons ; de gauche à droite et de haut en bas : distribution non-singlet, distribution singlet ($= q^d$), distribution de glu. Les courbes centrales correspondent aux résultats de l'ajustement, l'erreur étant indiquée par les régions hachurées. En bas à droite : évolution de la distribution de glu à $Q^2 = 1,25 \text{ GeV}^2$ et 48 GeV^2 .

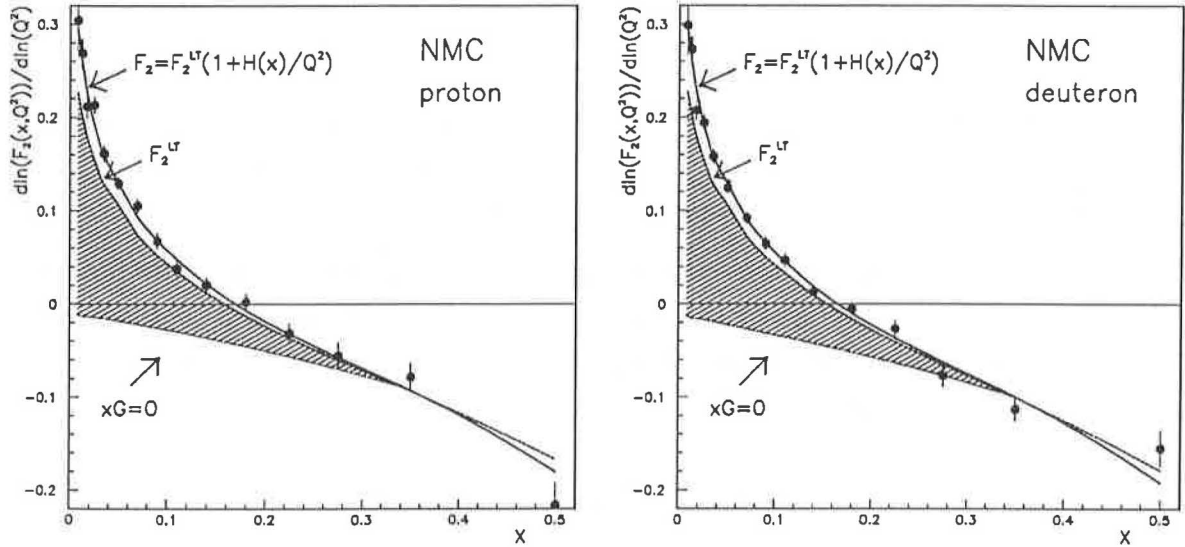


Fig. IV,19. Pentas logarithmiques $d \log F_2 / d \log Q^2$ des données (points) et de l'ajustement chromodynamique (ligne pleine). La courbe tiretée correspond au même ajustement auquel a été soustrait le terme en $1/Q^2$. La courbe en pointillés correspond à l'évolution des quarks seuls.

La figure IV,19 montre les pentes logarithmiques $d \log F_2 / d \log Q^2$ moyennes calculées pour les données et l'ajustement, dans chaque canal de x indépendamment.

Le bon accord observé illustre l'accord entre la dépendance en Q^2 des fonctions de structure mesurées et celle prédite par la chromodynamique quantique. La différence entre les lignes pleines et brisées indique la contribution modérée des termes en $1/Q^2$ aux pentes logarithmiques.

Les parties hachurées représentent la contribution de la glu à l'évolution en Q^2 des fonctions de structure. Il apparaît clairement que pour la plupart des points de la mesure de F_2 , l'évolution est gouvernée par la glu (en fait par le produit $\alpha_s \times G$).

§ 3. Études de la fonction de structure R

Du fait de l'obtention de données à quatre énergies de faisceau, nous sommes en mesure d'extraire de l'information sur la fonction de structure R .

Tout d'abord, à partir des données sur la mesure directe du rapport σ^d / σ^p [12], [13], nous avons pu remonter à la différence $R^d - R^p$ [14] dans un domaine cinématique élargi.

Ensuite, la mesure absolue de σ^d et σ^p nous a également permis de déterminer la fonction de structure R en fonction de la variable x dans un domaine cinématique

restreint.

Cette mesure de R sur proton et deuton est la plus précise, à l'heure actuelle, pour $x < 0,1$. Notons à nouveau que ces résultats ne sont pas encore considérés comme finals par NMC. Nous n'avons néanmoins aucune raison de croire, à ce jour, qu'ils changeront de manière substantielle d'ici à leur publication.

Les principales autres mesures existantes sur cible d'hydrogène ou de deutérium sont celle du SLAC, à plus bas Q^2 et celle de BCDMS. Ces deux mesures sont situées à $x \geq 0,1$. L'expérience CDHSW de diffusion de neutrinos a réalisé une mesure de R à plus bas x , mais sur cible de fer.

a) Détermination de $R^d - R^p$

1°) Principe de la détermination

Comme nous l'avons précisé dans l'introduction de ce mémoire, NMC a réalisé une mesure directe très précise du rapport σ^d/σ^p dans un large domaine cinématique, des sections efficaces de diffusion profondément inélastique sur deuton et proton [12]. Ce rapport en effet, ne nécessite pas de correction de normalisation ni d'acceptance et est très peu sensible à l'effet des corrections électrofaibles d'ordres supérieurs.

Cette mesure a permis la détermination de la différence entre les fonctions de structure R du deuton et du proton, $R^d - R^p$, que nous noterons ΔR .

Le principe de cette détermination est le suivant :

En partant de l'expression de la section efficace dans l'approximation de l'échange d'un photon (cf. I,6), il est possible d'exprimer le rapport $\sigma_{1\gamma}^d/\sigma_{1\gamma}^p$ en un point (x, Q^2) et pour une énergie de faisceau E sous la forme :

$$\frac{\sigma_{1\gamma}^d}{\sigma_{1\gamma}^p}(x, Q^2, E) = \frac{F_2^d}{F_2^p}(x, Q^2) \frac{1 + R^p}{1 + R^d} \cdot \frac{1 + z(E, x, y)R^d}{1 + z(E, x, y)R^p} \quad (\text{IV},2)$$

où la dépendance en E intervient intégralement par l'intermédiaire du coefficient $z(E, x, y)$ défini par :

$$z(E, x, y) = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{y(y + 2\frac{Mx}{E})}{1 - y(1 - \frac{1}{4}\frac{Mx}{E})} \right)^{-1}$$

On peut voir que les valeurs de ce coefficient sont comprises entre 0 et 1. Plus précisément, partant de 1 pour $y = 0$, z tend vers 0 à mesure que y croît.

Il est possible de développer l'expression IV,2 en puissances de ΔR . On obtient alors au premier ordre :

$$\frac{\sigma_{1\gamma}^d}{\sigma_{1\gamma}^p}(x, Q^2, E) = \frac{F_2^d}{F_2^p}(x, Q^2) \left(1 - \frac{1 - z(E, x, y)}{(1 + \bar{R})(1 + z(E, x, y)\bar{R})} \cdot \Delta R + O((\Delta R)^2) \right) \quad (\text{IV},3)$$

où $\bar{R} = (R^p + R^d)/2$. Cette expression montre qu'en première approximation, le rapport des sections efficaces à l'ordre de l'échange d'un photon, en un point (x, Q^2) et pour une énergie de faisceau E , est égal au rapport des fonctions de structure F_2 plus un terme correctif proportionnel à ΔR et dépendant de $\bar{R}$ et de E .

Toutefois, la dépendance en $\bar{R}$ est faible et le rapport $\sigma_{1\gamma}^d/\sigma_{1\gamma}^p$ est donc très peu sensible à ce paramètre.

Compte tenu des propriétés du coefficient z , l'équation IV,3 peut être illustrée de la manière suivante (voir fig IV,20) :

Pour une valeur de x donnée, la différence, proportionnelle à ΔR , entre le rapport F_2^d/F_2^p et le rapport $\sigma_{1\gamma}^d/\sigma_{1\gamma}^p$ croît avec y et donc avec Q^2 .

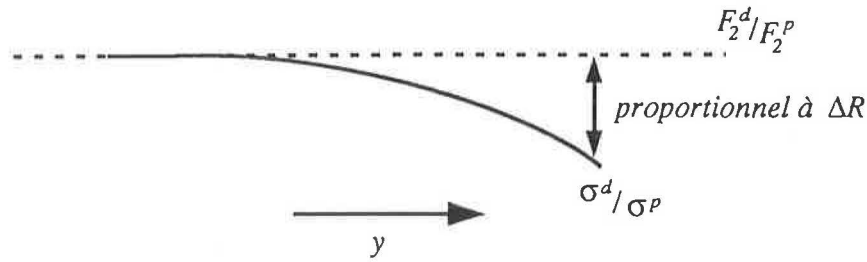


Fig. IV,20.

Il est donc possible, connaissant $\sigma_{1\gamma}^d/\sigma_{1\gamma}^p$ à plusieurs énergies de faisceau, de déterminer simultanément le rapport F_2^d/F_2^p qui est indépendant de E , et ΔR qui, nous l'avons vu, est proportionnel à la différence entre le rapport des sections efficaces et le rapport des fonctions de structure F_2 . Ceci est illustré à la figure IV,21.

Dans ce but, les paramètres ΔR , $\bar{R}$ et ceux d'une fonction suffisamment flexible pour décrire le rapport F_2^d/F_2^p sur tout le domaine en Q^2 de la mesure ont été ajustés indépendamment dans chaque canal de x aux mesures de $\sigma_{1\gamma}^d/\sigma_{1\gamma}^p$ obtenues aux quatre énergies de faisceau, conformément à l'équation IV,2. La fonction utilisée pour décrire la dépendance en Q^2 de F_2^d/F_2^p est la fonction à trois paramètres suivante :

$$f(a, b, c) = (a + b \log Q^2) \left(1 + \frac{c}{Q^2} \right) \quad (\text{IV},4)$$

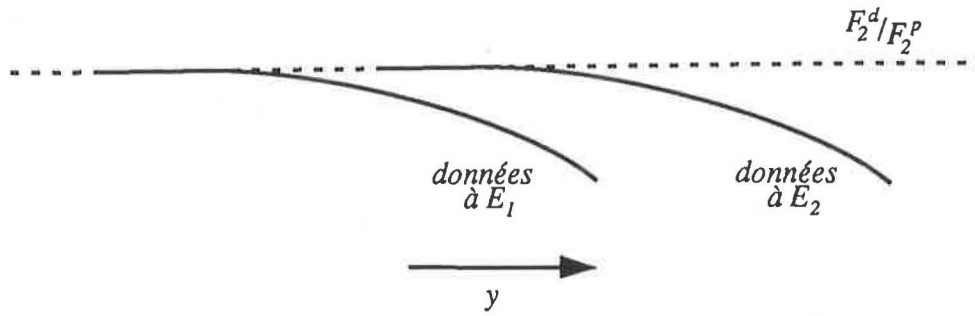


Fig. IV,21.

qui prend en compte la variation logarithmique en Q^2 prédite par la chromodynamique ainsi que la contribution des termes de *higher twist*.

Afin de pallier le manque de sensibilité de la méthode à $\bar{R}$, une faible contrainte établie à partir de mesures de R obtenues précédemment par d'autres expériences (CDHSW [15], BCDMS [16]), a été incluse dans l'ajustement.

La différence observée entre $\sigma_{1\gamma}^d/\sigma_{1\gamma}^p$ et F_2^d/F_2^p atteint, au maximum, quelques pour cent.

2°) Résultats

Le résultat de la détermination de ΔR est représenté à la figure IV,22 en fonction de x . Il utilise la quasi-totalité des données enregistrées par NMC entre 1986 et 1989.

Il est clair sur cette figure, que le résultat est compatible avec zéro et ne présente pas de dépendance significative en la variable x .

La moyenne sur cette variable permet d'obtenir :

$$\Delta R = 0,021 \pm 0,014(stat.) \pm 0,011(syst.)$$

Bien que ce résultat soit préliminaire du fait de l'obtention prochaine de nouvelles données sur le rapport σ^d/σ^p (analyse des déclenchements n°2 en cours), nous savons d'ores et déjà que le résultat final sera très peu différent, compte tenu du moindre poids statistique des données à venir.

Cette mesure de ΔR est la première à $x < 0,10$. La comparaison avec le résultat de SLAC, obtenu au même Q^2 moyen mais à plus grand x montre un bon accord.

3°) Comparaison à la prédiction chromodynamique

Dans le cadre de la chromodynamique quantique, la dépendance en x et en Q^2 de la fonction de structure R peut être reliée à celles de F_2 et de xG , la distribution de l'impulsion des gluons dans le nucléon.

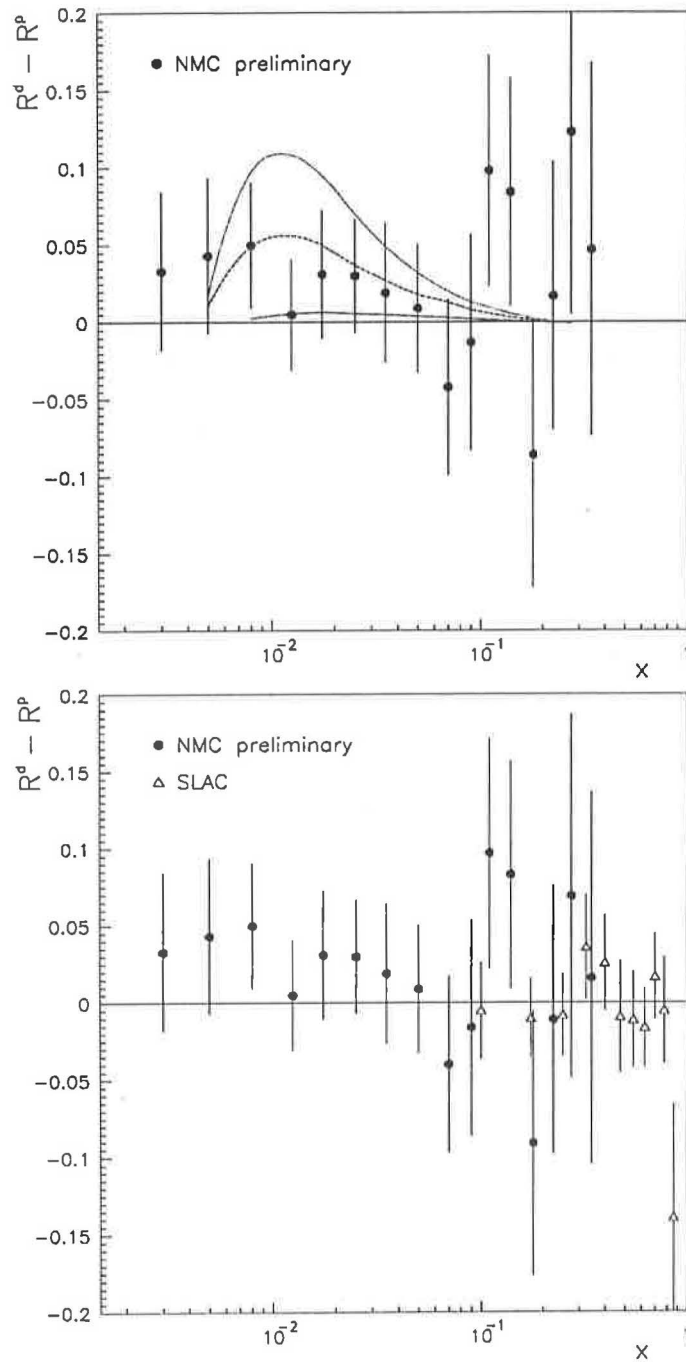


Fig. IV,22. ΔR en fonction de x : haut : résultats comparés à la prédiction chromodynamique (formule d'Altarelli-Martinelli) établie dans les cas où $G^d = G^p$ (ligne pleine), $G^d/G^p = 1,1$ (ligne brisée), $G^d/G^p = 1,2$ (ligne pointillée) ; bas : comparaison avec les résultats des expériences du SLAC.

En effet, R peut s'exprimer comme :

$$R(x, Q^2) = \frac{F_L(x, Q^2) + (4M^2 x^2 / Q^2) F_2(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)}$$

et on montre que F_L est reliée à F_2 et xG par la formule dite d'Altarelli-Martinelli [17] :

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} x^2 \int_x^1 \frac{dw}{w^3} \left\{ \frac{8}{3} F_2(w, Q^2) + \frac{40}{9} \left(1 - \frac{x}{w}\right) w G(w, Q^2) \right\}$$

À partir de ces équations il est donc possible, connaissant F_2 et xG de calculer une «prédiction» chromodynamique de R et de ΔR . Une telle prédiction, établie à l'aide des données de F_2^p et F_2^d publiées par la collaboration [3] et de la distribution de gluon dans le nucléon obtenue par l'analyse chromodynamique de ces mêmes données [5] est représentée par la courbe pleine de la figure IV,22. Cette prédiction correspond à l'hypothèse d'une glu identique dans le proton et le deuton. Le même type de prédiction obtenue avec les hypothèses d'une glu supérieure de 10 et 20 % dans le deuton est également représenté à même figure. On constate que le résultat de ΔR , semble défavoriser une distribution de glu différente de plus de 10 % entre proton et deuton.

Remarquons que les données du SLAC, compatibles avec zéro et plus précises, ne sont pas situées dans un domaine sensible à $G^d - G^p$ (voir fig. IV,22).

b) Détermination de R à partir des données de F_2

1°) Généralités

L'influence de la fonction de structure R sur la section efficace de diffusion profondément inélastique à l'ordre de l'échange d'un photon, se situe principalement à grand y . Il est possible, connaissant $\sigma_{1\gamma}$ à différentes énergies de faisceau d'ajuster simultanément F_2 et R dans chaque canal de x . Ceci est illustré pour deux énergies de faisceau à la figure IV,23.

La détermination de R peut donc être également effectuée à partir de la mesure de F_2 décrite précédemment et qui faisait intervenir une hypothèse sur la valeur de R (en l'occurrence il s'agit de la paramétrisation du SLAC).

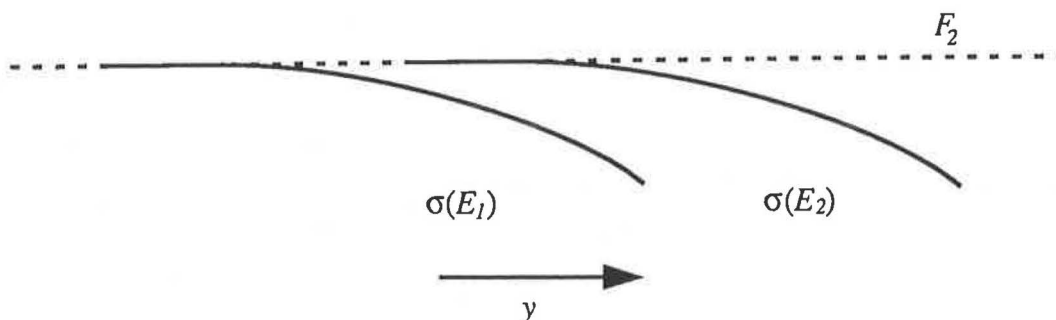


Fig. IV,23. Illustration de l'influence, à x donné, de R sur la section efficace à l'ordre de l'échange d'un photon mesurée à deux énergies de faisceau.

Si cette hypothèse s'avérait différente de la réalité, les mesures de F_2 déterminées par cette méthode pour chaque énergie de faisceau diffèreraient de la valeur réelle de F_2 aux grands y , nonobstant les biais systématiques. (voir fig. IV,24).

En prenant en compte l'hypothèse de départ sur R , on peut recalculer F_2 en faisant varier la valeur de R de manière à minimiser les différences entre les fonctions de structure F_2 déterminées aux différentes énergies.

2°) Méthode d'extraction de R

La méthode suivie est très similaire à celle utilisée pour la détermination de ΔR : Dans chaque canal de x séparément, un ajustement aux données de F_2 est réalisé suivant quatre paramètres : R , considéré comme constante dans chaque canal de x et F_2 , décrite par la fonction à trois paramètres (IV,4).

En pratique, nous avons fixé la valeur du paramètre c à une constante (indépendante de x) et avons inclu l'incertitude sur c dans l'estimation de l'erreur systématique.

La sensibilité de nos données n'est pas suffisante pour mesurer mieux qu'une valeur moyenne de R en Q^2 . L'adjonction prochaine des données à bas angle du déclenchement n°2 rendra peut-être possible la détermination de la dépendance en Q^2 dans chaque canal de x .

3°) Résultats

Les résultats que nous présentons ici sont encore considérés comme préliminaires car ils ne prennent pas en compte les données du déclenchement n°2.

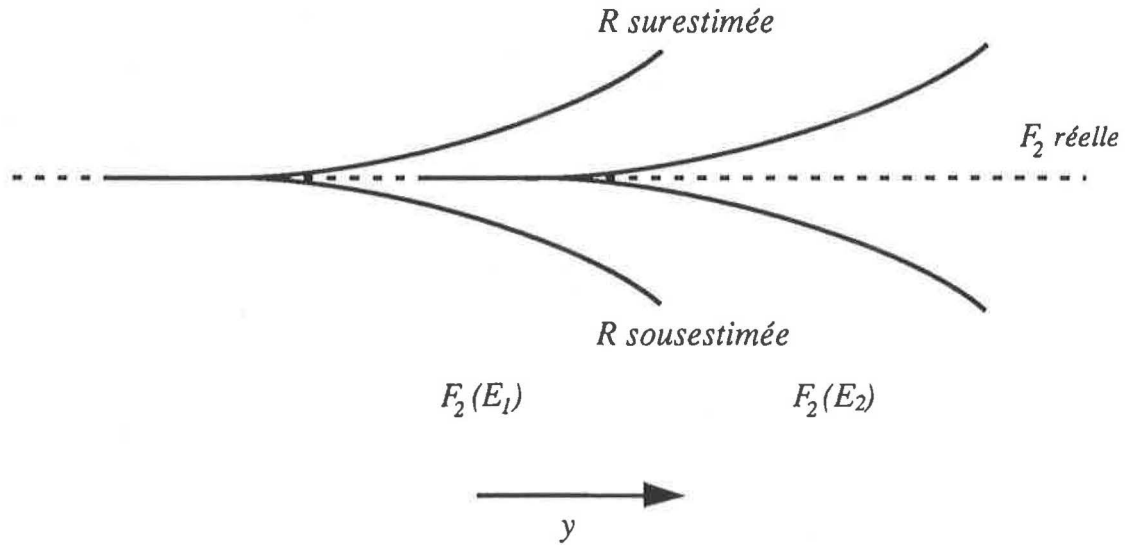


Fig. IV,24. Effet de l'hypothèse sur R dans le calcul de F_2 pour deux énergies de faisceau E_1 et E_2 et à une valeur de x donnée.

Les résultats sur la fonction de structure R par canal de x sont représentés pour le deuton à la figure IV,25.

La valeur moyenne de Q^2 correspondant à ces mesures varie de $1,2 \text{ GeV}^2$ pour $x = 0,008$ à 15 GeV^2 pour $x = 0,14$.

Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. Une première estimation de l'erreur systématique, due principalement à l'incertitude sur la normalisation relative des données de F_2 aux différentes énergies, est représentée par la ligne en pointillés. Cette erreur est presque entièrement corrélée suivant x .

La figure IV,26 présente ces mêmes résultats comparés aux mesures des expériences du SLAC (moyenne sur deuton et proton), de BCDMS (deuton) et de CDHSW (fer).

Remarquons que les mesures de BCDMS et de CDHSW sont situées à des valeurs de Q^2 comparables à celles des mesures de NMC. La valeur moyenne de Q^2 de la mesure du SLAC est sensiblement plus basse : environ 3 GeV^2 contre $13,5 \text{ GeV}^2$ à $x = 0,09$ et 15 GeV^2 à $x = 0,11$ pour NMC.

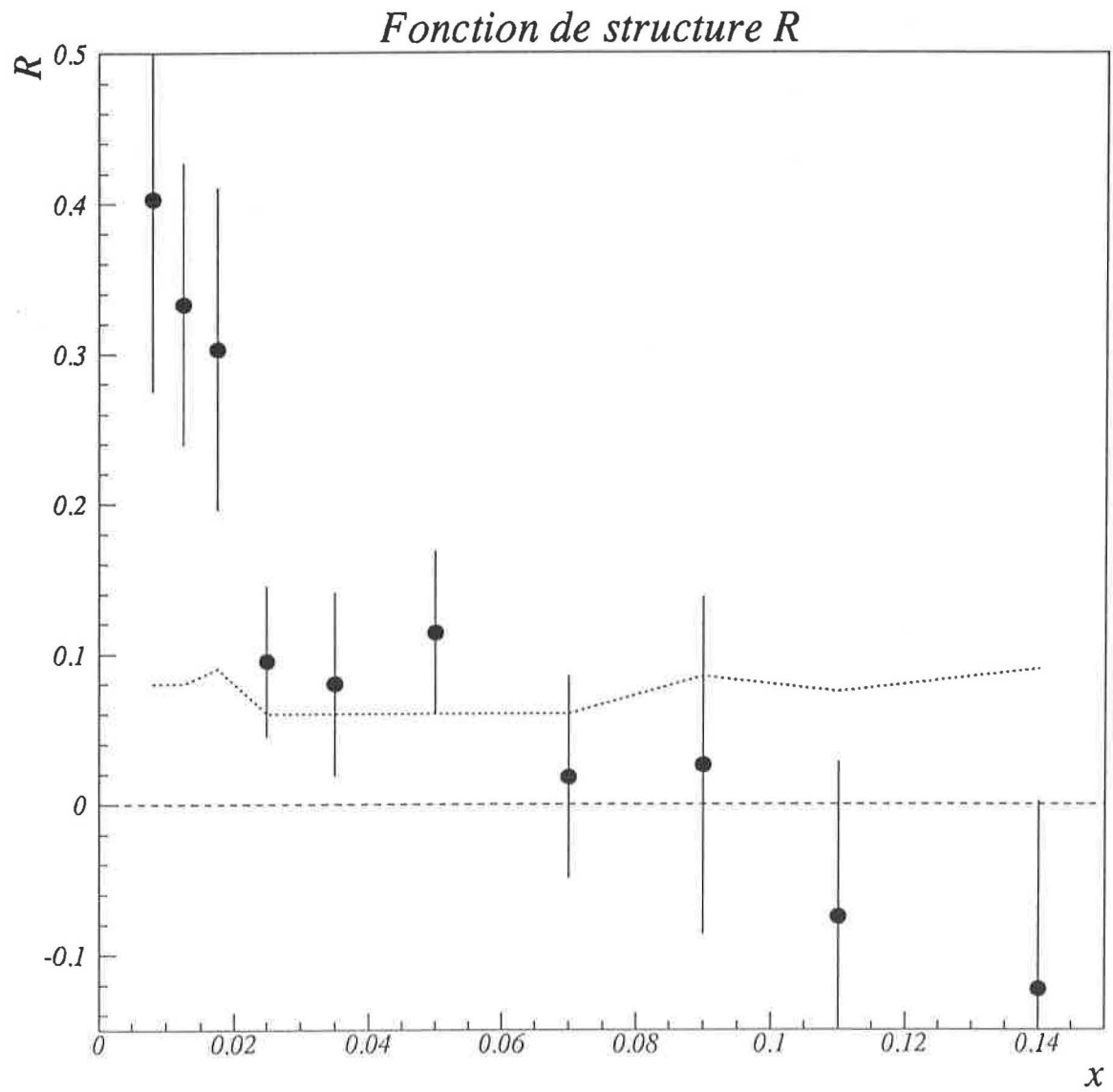


Fig. IV,25. Résultats de la détermination de R^d en fonction de x . La ligne en pointillés correspond à l'estimation de l'erreur systématique.

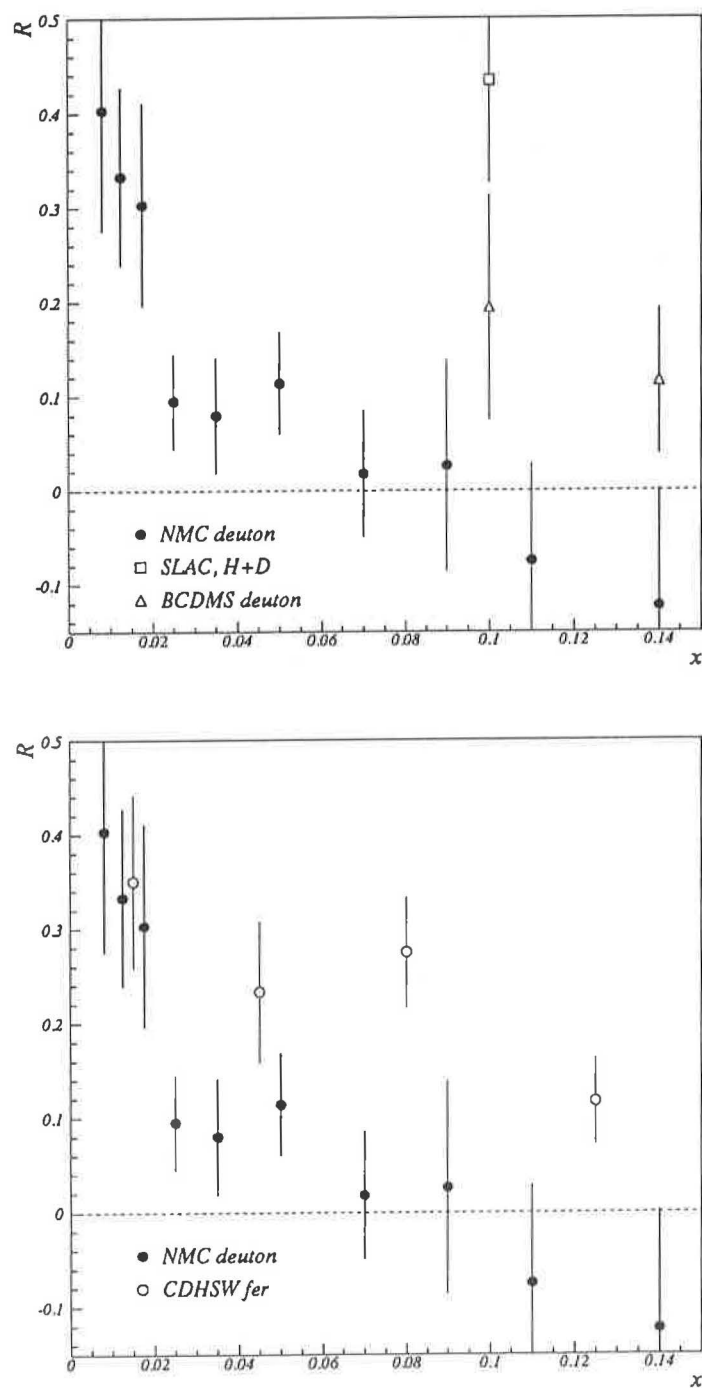
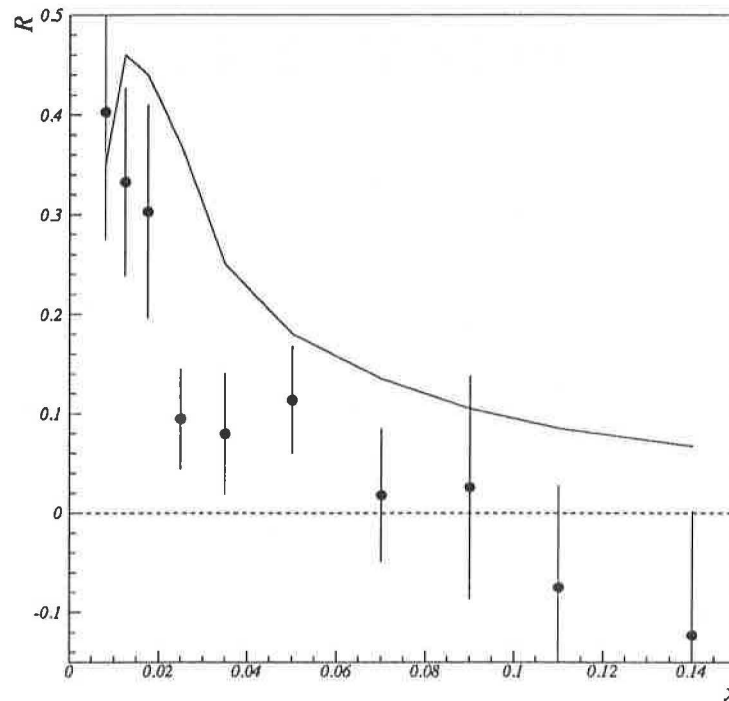


Fig. IV,26. Mesure de R comparée aux résultats du SLAC et de BCDMS (haut) et de CDHSW (bas).

4°) Comparaison à la prédiction chromodynamique

Fig. IV,27. Mesure de R et prédiction chromodynamique (voir texte).

La prédiction chromodynamique obtenue par la formule d'Altarelli-Martinelli à partir des données de F_2 et de xG publiées par la collaboration [3, 5] est représentée avec les points de la présente mesure de R à la figure IV,27.

L'incertitude sur la prédiction est de l'ordre de 20 % en moyenne et est un peu plus grande à bas x et bas Q^2 . Cette incertitude est dominée par l'incertitude sur la distribution de glu.

Vue l'incertitude systématique présentée à la figure IV,25, l'accord est tout à fait satisfaisant.

Néanmoins, la dispersion des résultats sur R et la taille des erreurs totales illustrent bien la difficulté d'une telle mesure.

RÉFÉRENCES

- [1] L.W. Whitlow *et al.*, Physics Letters B250 (1990) 193
- [2] A. Milsztajn *et al.*, A comparison of high statistics measurements of the proton and deuteron structure functions, Zeitschrift für Physik C 49 (1991) 527
- [3] NMC, Proton and deuteron F_2 structure functions in deep inelastic muon scattering, Physics Letters B 295 (1992) 159
- [4] Peter Björkholm, thèse, université d'Uppsala, à paraître en 1995
- [5] NMC, Quark and gluon distributions and α_s from nucleon structure functions at low x , Physics Letters B 309 (1993) 222
- [6] A. Ouraou, Mesure des fonctions de structures par diffusion profondément inélastique de muons sur cible d'hydrogène et tests de la chromodynamique quantique, Thèse, université Paris XI 1988

M. Virchaux, Mesure de fonctions de structure par diffusion inélastique de muons sur cible de carbone, Tests de la chromodynamique quantique, Thèse, université Paris VII 1988
- [7] W. J. Marciano, Nuclear Physics (proc. suppl.) B 11 (1989) 5, sect. 2.1
- [8] M. Virchaux, in "QCD, 20 years later", P. Zerwas éd., (Aachen 1992), note DAPNIA/SPP 92-30 (déc. 1992)
- [9] Particle Data Group, Review of particle properties, Physical Review D, vol. 50 3 (1994) I, section 25.9, p. 1302

- [10] M. Virchaux, A. Milsztajn, A measurement of α_s and of higher twists from a QCD analysis of high statistics F_2 data on hydrogen and deuterium targets, Physic Letters B 274 (1992) 221.
- [11] ZEUS, Measurement of the proton structure function F_2 from the 1993 HERA data, note DESY 94-143, août 1994
- [12] NMC, The ratio F_2^n/F_2^p in deep inelastic muon scattering, Nuclear Physics B 371 (1992) 3
- [13] M. Ballintijn, The ratio of the structure functions for the neutron and the proton, Thèse Université Libre d'Amsterdam 1994
- [14] NMC, Measurements of $R^d - R^p$ and $R^{Ca} - R^C$ in deep inelastic scattering, Physics Letters B 294 (1992) 120
T. G., A measurement of $R^d - R^p$ at low x , Proceedings of the XXIXth Rencontre de Moriond, Éd. Frontières (à paraître en 1995), note DAPNIA/SPP 94-14
- [15] CDHSW, A measurement of differential cross sections and nucleon structure functions in charged-current neutrino interaction on iron, Zeitschrift für Physik C 49 (1991) 187
- [16] BCDMS, Physics Letters B 223 (1989) 485 ; B 237 (1990) 592
- [17] G. Altarelli et G. Martinelli, Transverse momentum of jets in electroproduction from quantum chromodynamics, Physics Letters B 76 (1978) 89
- [18] P. Buchholz, Thèse, Université de Dortmund, 1986

CONCLUSION

INTÉRÊT SCIENTIFIQUE DES RÉSULTATS PRÉSENTÉS

Nous avons présenté l'analyse des données de diffusion profondément inélastique de leptons sur proton et deuton, recueillies durant l'année 1989 par l'expérience NMC, à l'aide du système de déclenchement principal.

Ces données ont permis une mesure, à trois énergies de faisceau, de la fonction de structure F_2 . Ces résultats analysés en commun avec ceux obtenus à partir des données de 1986 et 1987 ont permis une mesure de la fonction de structure R aux basses valeurs de x , variable reliée à la quantité de mouvement des constituants du nucléon.

Ces fonctions de structure sont liées à la structure interne du nucléon. Plus précisément, F_2 est liée à la distribution de l'énergie et de la quantité de mouvement des constituants du nucléon, et, la valeur de R est liée à la valeur du spin de ces mêmes constituants.

La fonction de structure F_2

Les données dont nous avons présenté l'analyse, permettent de compléter le domaine cinématique exploré par les mesures antérieurement réalisées par NMC (1986-87).

Ainsi, le domaine couvert par l'échantillon final est le suivant :

$$0,004 < x < 0,6$$

$$0,5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 40 \text{ GeV}^2$$

Outre l'intérêt que présente en elle-même la connaissance dans un large domaine cinématique, de la fonction de structure F_2 , qui, répétons-le, est liée à la **distribution des quarks** dans le nucléon, elle rend possible un test fondamental de la chromodynamique quantique en tant que théorie des interactions fortes.

En effet, les calculs perturbatifs dans le cadre de cette théorie permettent de prédire la variation de F_2 en fonction de la variable Q^2 . La confrontation des prédictions théoriques à la mesure expérimentale de cette dépendance en Q^2 pour différentes valeurs de x , constitue un **test de la chromodynamique quantique**.

Une analyse, dans le cadre de cette théorie, de la mesure de F_2 réalisée à partir des données de 1986-87 a été effectuée par la collaboration.

Cette analyse a montré que la dépendance en Q^2 des fonctions de structure était compatible avec la prédiction chromodynamique. De plus, le résultat obtenu sur la constante de couplage fort est en excellent accord avec la moyenne expérimentale mondiale ainsi qu'avec une détermination théorique précise récemment obtenue par calculs sur réseau ².

L'étude de la dépendance en Q^2 de F_2 à bas x a également permis la mesure de la distribution en x de la glu dans le nucléon pour des basses valeurs de cette variable ($x < 0,3$).

Bien entendu, une telle étude sera encore plus fructueuse avec l'apport des nouveaux résultats que nous présentons, de par l'élargissement du domaine de mesure et l'amélioration statistique.

Il sera également intéressant d'analyser les données de NMC, combinées à celles d'expériences couvrant des domaines cinématiques différents (SLAC, BCDMS, E665, H1, ZEUS *etc.*). En effet, plus le domaine d'analyse sera étendu et plus les contraintes simultanées sur les différents paramètres non prédits par la théorie (échelle de la constante de couplage, forme en x des fonctions de structure, contribution de la glu *etc.*) seront fortes, permettant un test puissant de la chromodynamique quantique.

²C. Davies *et al.*, A precise determination of α_s from lattice QCD, HEP-PH/9408328.

Les données de NMC, particulièrement sensibles à la glu, car situées en grande partie à bas x , sont en effet complémentaires des données de BCDMS qui couvrent à grand x un large domaine en Q^2 , et de celles du SLAC, localisées à plus bas Q^2 .

Les données de HERA bien que, pour l'instant, de faible poids statistique et d'incertitudes systématiques encore assez élevées, pourraient fournir, dans une telle étude, une information intéressante dans un nouveau domaine, à bas x et grand Q^2 .

Ainsi, grâce en partie à nos résultats, la capacité de tester dès à présent la chromodynamique quantique et de mesurer avec précision la constante de couplage α_s et la densité de glu dans le nucléon est potentiellement grande.

La fonction de structure R

La section efficace de diffusion profondément inélastique dépend beaucoup moins de R que de F_2 . De ce fait, la mesure de R est difficile.

La mesure de la section efficace de diffusion à différentes énergies de faisceau nous a néanmoins permis de remonter à la dépendance en x de cette fonction de structure.

Notre mesure est la première mesure de R sur proton et deuton à $x < 0,1$.

Elle est compatible avec les principaux résultats antérieurs (SLAC, BCDMS, CDHSW sur fer *etc.*).

La connaissance de R a, à nos yeux, deux intérêts majeurs :

1°) Elle est nécessaire à la détermination de la fonction de structure F_2 puisque la section efficace, qui est la quantité mesurée expérimentalement, dépend à la fois de F_2 et de R .

2°) Cette connaissance expérimentale de R peut être confrontée à la prédiction de la chromodynamique quantique et ainsi permettre de tester cette théorie.

Nous avons présenté une telle étude dans ce mémoire : notre résultat est en accord avec la prédiction chromodynamique.

Conclusion

Les résultats que nous avons présenté ont fourni une information nouvelle sur la structure interne du nucléon. Aucune autre expérience n'a couvert le même domaine avec une telle statistique.

Les tests de la chromodynamique quantique déjà réalisés par la collaboration NMC portent à croire en la validité de cette théorie en tant que théorie des interactions fortes.

D'un point de vue scientifique, il serait souhaitable, afin d'exploiter au mieux l'information contenue dans les mesures, d'analyser en commun le maximum de résultats précis actuellement disponibles sur la fonction de structure F_2 .

LISTE DES FIGURES

1	La diffusion profondément inélastique. Un lepton d'énergie supérieure au GeV est diffusé sur un nucléon, brisant ce dernier. La gerbe de particules hadroniques ainsi formée a une masse carrée totale très supérieure à celle du nucléon.	4
2	Une des premières mesures de la fonction de structure F_2 réalisées au SLAC montrant l'invariance avec la variable Q^2 liée à la longueur d'onde du photon virtuel échangé et donc à la taille de la région sondée dans le nucléon par l'interaction électromagnétique [1].	5
3	Représentation naïve de l'invariance d'échelle dans le modèle des partons. Les cercles en trait plein représentent la taille de la région sondée par la sonde électromagnétique, pour trois valeurs de l'intensité de l'interaction : $Q_1^2 < Q_2^2 < Q_3^2$	6
4	La diffusion profondément inélastique dans le modèle des partons : le lepton interagit avec un centre diffuseur ponctuel.	7
5	Comportement à haute énergie de la charge effective en électrodynamique quantique et en chromodynamique quantique : Alors qu'en électrodynamique, la charge croît lentement avec l'échelle d'énergie depuis la valeur macroscopique $\alpha = \frac{1}{137}$ (par exemple à la masse du Z^0 , $\alpha \simeq \frac{1}{128}$), la charge de couleur explose littéralement à basse énergie et grande distance et décroît rapidement à haute énergie.	8
6	Représentation visuelle du dispositif de l'expérience NMC. . .	10

7	La fonction de structure F_2 en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de x publiée par NMC [3]. Outre le doublement de la statistique des données à 280 GeV, les résultats présentés dans cette thèse permettent par l'apport de deux nouvelles énergies de faisceau, 120 et 200 GeV, de combler la «brèche» en Q^2 entre les deux échantillons des données publiées.	12
8	Distributions de quarks et de gluons obtenues par l'analyse chromodynamique des données de NMC. Gauche : densité de quark dans le deuton en fonction de la variable x à $Q^2 = 7 \text{ GeV}^2$. Droite : densité de glu du nucléon à $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ comparée aux résultats d'expériences antérieures.	13
I,1		18
I,2	Diffusion inélastique profonde dans le modèle des partons. Le lepton interagit élastiquement avec un des partons constituant le nucléon, porteur de la fraction x de l'impulsion du nucléon.	24
I,3	Conservation du moment cinétique dans le référentiel de Breit dans le cas d'un photon d'hélicité +1.	26
I,4	Couplages introduits par le lagrangien de la chromodynamique quantique : $q\bar{q}g$, ggg , $gggg$ et exemples de flux de couleur associés.	31
I,5	$\gamma^* q \longrightarrow q$	38
I,6	Contribution de l'émission d'un gluon réel à la correction chromodynamique d'ordre 1 au processus $\gamma^* q \longrightarrow q$	39
I,7	Contribution de l'émission d'un gluon virtuel à la correction chromodynamique d'ordre 1 au processus $\gamma^* q \longrightarrow q$	40
I,8	Diffusion sur un gluon au premier ordre en α_s	41
I,9	Graphes liés aux fonctions de fractionnement de l'ordre α_s ; $a : P_{qq}$, $b : P_{qg}$, $c : P_{gq}$, $d : P_{gg}$	43
I,10	Exemple de terme d'ordre 2 pour le processus $\gamma^* q \longrightarrow q$	45
II,1	Vue aérienne du complexe du SPS. La flèche indique le hall expérimental EHN2, en fin de ligne du faisceau de muons, dans lequel était situé l'expérience NMC.	50
II,2	L'appareillage vu du haut. À noter que le système des coordonnées utilisé à NMC a pour axe des x l'axe du faisceau, l'axe des y étant horizontal et l'axe des z vertical.	52

II,3	Vue 3D du spectromètre NMC.	53
II,4	La ligne de muons du CERN ; haut : projection horizontale, bas : projection verticale.	54
II,5	Le spectomètre de faisceau (BMS). On indique également les compteurs anti-halo (V).	55
II,6	Représentation schématique du système des cibles hydrogène/deutérium.	56
II,7	Logique du déclenchement physique principal (n°1).	65
III,1	La chaîne de programmes effectuant la reconstruction des événements à partir des données brutes décodées.	72
III,2	Définition des paramètres d'une cellule de dérive : v_d est la vitesse de dérive et t_0 est le temps maximum de dérive, c'est à dire le temps mis par les charges produites par un impact proche d'un des fils de potentiel pour atteindre le fil collecteur.	76
III,3	Principe de la méthode d'alignement (voir texte). La ligne tiretée représente l'ajustement aux points de la trace du muon dans les plans de mesure. Si la position des plans était connue de manière exacte, les points seraient alignés selon l'ajustement, à la résolution des plans près.	78
III,4	Reconstruction de la trajectoire dans l'aimant	84
III,5	Nombre de déclenchements n°1 par prise de données utilisable dans la période P2C89 : a) données brutes, b) sortie de <i>Phœnix</i> , c) micro-DST. Chaque canal correspond à une prise de donnée.	89
III,6	La chaîne de programmes réalisant la production et la reconstruction des événements Monte Carlo. Les événements sont engendrés à partir du fichier de faisceau contenant les paramètres issus des données du déclenchement n°10. La détection de l'appareillage est simulée en tenant compte de l'efficacité de chaque plan de mesure, estimée à partir des données réelles. Les programmes de reconstruction sont les mêmes que ceux utilisés pour les données réelles.	91
III,7	Diagrammes pris en compte dans les corrections radiatives au processus de diffusion inélastique.	97
III,8	Émission d'un photon réel (a, b) et première correction électromagnétique de vertex (c).	101

III,9	Pertes à la reconstruction de W4,5 par rapport à P4,5, dans la zone de recouvrement des deux ensembles de détecteurs en fonction de ν	103
III,10	Processus possible de perte du muon dans une cellule de dérive (voir texte).	104
III,11	Altération de la détection du muon par des coups parasites : le muon sera reconstruit au barycentre du groupe de fils touchés.	106
III,12	Paramétrisation de l'effet du bruit de fond sur la reconstruction des événements obtenue pour les données de 1986-87 à 280 GeV.	107
III,13	Chaînes de reconstruction pour l'études des effets liés au bruit de fond. La comparaison des lots A et B d'événements reconstruits permet de déterminer l'effet du bruit de fond.	108
III,14	Multiplicité moyenne dans P4,5 en fonction de y dans les données et le Monte Carlo à 280 GeV.	109
III,15	Estimation de la corrélation plan à plan pour deux plans mesurant la même coordonnée. (a) abscisse : coordonnées des impacts dans le 1 ^{er} plan ; ordonnée : idem dans le second plan. Les points situés dans la bande correspondent aux coups corrélés. (b) Projection le long de la première bissectrice.	112
III,16	Effet du bruit de fond à 280 GeV dans les P4,5, avec multiplicités additionnelles (points et ligne pleine). La ligne brisée représente la paramétrisation issue de la première étude (avec JETSET seul).	112
III,17	Distribution des événements par rapport à l'angle azimuthal ϕ pour la période P2D89. Compte tenu de la complexité de cette distribution, la simulation peut être considérée comme correcte.	117
III,18	Rapport données/Monte Carlo des distributions par rapport à la variable W^2 : haut : avant coupure, bas : après coupure à 400 GeV ² . Les données proviennent de la cible aval de l'échantillon deuton de la période P2D89.	118
III,19	Profil du faisceau en y et z dans les périodes P2C89 et P3A89 et rapport de ces distributions.	120
III,20	Rapport des distributions des pentes en y et z des trajectoires du faisceau dans les périodes P2C89 et P3A89. On constate la variation importante de l'angle du faisceau entre les deux périodes.	121

III,21	Rapport données/Monte Carlo des distributions dans quelques variables cinématiques (θ est l'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire) pour l'échantillon final (après coupures) des données de 1989 à 280 GeV.	123
IV,1	Variation dans chaque canal (x, Q^2) de la fonction de structure F_2 après la première itération de la procédure. La structure observée reflète une dépendance en Q^2 dans les canaux en x . Les lignes horizontales représentent la bande à plus ou moins deux pour mille définissant le critère de convergence.	133
IV,2	Variation dans chaque canal (x, Q^2) de la fonction de structure F_2 après la deuxième itération de la procédure. Les lignes horizontales représentent la bande à plus ou moins deux pour mille définissant le critère de convergence.	134
IV,3	Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le proton. Pour assurer la lisibilité, les mesures ont été multipliées par un facteur d'échelle dans chaque intervalle en x	136
IV,3	(suite) Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le proton.	137
IV,4	Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le deuton.	138
IV,4	(suite) Fonction de structure F_2 par canal en x , en fonction de Q^2 pour le deuton.	139
IV,5	Rapport point à point, moyenné sur Q^2 par canal de x , entre les résultats obtenus sur chacune des deux périodes à 200 GeV au résultat moyen à cette énergie. La ligne continue représente la normalisation ajustée aux points. Les lignes en pointillés indiquent l'erreur à une déviation standard autour de cette ajustement.	140
IV,6	Rapport point à point, moyenné sur Q^2 par canal de x , entre les résultats obtenus sur chacune des trois périodes à 280 GeV au résultat moyen à cette énergie.	141

IV,7	Rapport point à point moyenné sur Q^2 dans chaque canal de x des mesures de F_2 sur deuton pour $y < 0,5$: haut : données à 120 GeV sur données à 200 GeV ; bas : données à 200 GeV sur données à 280 GeV. La ligne pleine indique le niveau de normalisation ajusté aux points, les lignes en pointillés correspondant à l'erreur d'une déviation standard autour de cette valeur.	144
IV,8	Ajustement de la fonction à huit paramètres aux données de la cible amont (tirets) et de la cible aval (pointillés) de deutérium. L'écart ne dépasse nulle part 1,5 à 2 %.	146
IV,8	(Suite) Ajustement de la fonction à huit paramètres aux données de la cible amont (tiretés) et de la cible aval (pointillés) de deutérium.	147
IV,9	Rapport $F_2^{\text{amont}}/F_2^{\text{aval}}$ pour les différentes périodes à 280 GeV.	148
IV,10	Rapport $F_2^{\text{amont}}/F_2^{\text{aval}}$ pour les trois énergies de faisceau. Les lignes continues indiquent le niveau de normalisation ajustable aux points ; les lignes en pointillées correspondent à l'erreur standard autour de cet ajustement.	149
IV,11	Effet d'une variation de $\pm 0,2$ % de l'impulsion du muon incident sur la fonction de structure. La valeur centrale (courbe pointillée) correspond à l'ajustement phénoménologique aux données sur deuton. La courbe pleine (respectivement en tirets) correspond à une variation de E de $+0,2$ % (respectivement $-0,2$ %). On remarquera l'inversion de l'effet à $x > 0,35$	151
IV,12	Effet sur F_2 à 200 GeV d'une augmentation de la correction de bruit de fond de la valeur de son erreur.	152
IV,13	F_2^d : résultats de la présente analyse et résultats des données de 1986 et 1987.	154
IV,14	Comparaison des résultats de la présente analyse aux résultats publiés. Haut : rapport point à point des résultats à 280 GeV moyenné sur Q^2 en fonction de x . Bas : rapport point par point des données publiées à 90 GeV aux nouvelles données à 120 GeV. Afin de rejeter les effets dus au choix de la fonction de structure R dans le calcul de F_2 , seuls les points correspondant à des valeurs de y inférieures à 0,5 ont été retenus dans le calcul de ce dernier rapport. * * * * *	155

IV,15	Données de NMC superposées à l'ajustement aux données du SLAC et de BCDMS ; a) : ajustement publié dans [2], b) : le même ajustement renormalisé de 2 % vers le bas.	157
IV,16	Comparaison des mesures de F_2 de NMC et de l'expérience ZEUS à HERA [11]. La courbe représente l'ajustement aux données de NMC suivant la fonction à quinze paramètres. Les valeurs de x correspondant aux points de ZEUS sont 0,0077, 0,014, 0,028, 0,057 et 0,11.	158
IV,17	Ajustement chromodynamique à la mesure de F_2 sur deuton à 90 et 280 GeV (données de 1986 et 1987). Les lignes continues correspondent aux résultats de l'ajustement chromodynamique. Les lignes brisées correspondent au même ajustement duquel le terme en $1/Q^2$ a été soustrait.	163
IV,18	Distributions effectives de partons ; de gauche à droite et de haut en bas : distribution non-singulet, distribution singulet ($= q^d$), distribution de glu. Les courbes centrales correspondent aux résultats de l'ajustement, l'erreur étant indiquée par les régions hachurées. En bas à droite : évolution de la distribution de glu à $Q^2 = 1, 25 \text{ GeV}^2$ et 48 GeV^2	164
IV,19	Pentes logarithmiques $d \log F_2 / d \log Q^2$ des données (points) et de l'ajustement chromodynamique (ligne pleine). La courbe tiretée correspond au même ajustement auquel a été soustrait le terme en $1/Q^2$. La courbe en pointillés correspond à l'évolution des quarks seuls.	165
IV,20		167
IV,21		168
IV,22	ΔR en fonction de x : haut : résultats comparés à la prédiction chromodynamique (formule d'Altarelli-Martinelli) établie dans les cas où $G^d = G^p$ (ligne pleine), $G^d/G^p = 1,1$ (ligne brisée), $G^d/G^p = 1,2$ (ligne pointillée) ; bas : comparaison avec les résultats des expériences du SLAC.	169
IV,23	Illustration de l'influence, à x donné, de R sur la section efficace à l'ordre de l'échange d'un photon mesurée à deux énergies de faisceau.	171

IV,24	Effet de l'hypothèse sur R dans le calcul de F_2 pour deux énergies de faisceau E_1 et E_2 et à une valeur de x donnée.	172
IV,25	Résultats de la détermination de R^d en fonction de x . La ligne en pointillés correspond à l'estimation de l'erreur systématique. .	173
IV,26	Mesure de R comparée aux résultats du SLAC et de BCDMS (haut) et de CDHSW (bas).	174
IV,27	Mesure de R et prédiction chromodynamique (voir texte). . .	175

LISTE DES TABLES

I,1	Masses et nombres quantiques des quarks ; $B =$ représente le nombre baryonique, e_q , la charge électromagnétique du quark q . Les estimations des masses des quarks proviennent de [6]. . .	26
II,1	Caractéristiques des chambres à fils de NMC. La colonne « position » indique la position du détecteur le long de l'axe du faisceau, l'origine étant prise au centre de l'aimant. Dans la colonne « plans » sont données les coordonnées mesurées par chaque plan de fil : Y et Z correspondent aux coordonnées horizontales et verticales dans le plans orthogonal à l'axe du faisceau. Θ est défini dans ce même plan, par rapport à Y. Pour les chambres à dérive, les chiffres reportés dans la colonne « pas » correspondent à la taille de la cellule. .	59
II,2	Caractéristiques des hodoscopes de déclenchement. Le suffixe H ou V dans la dénomination des plans indique l'orientation des lattes : horizontale ou verticale. Les dimensions sont données en centimètres.	63
II,3	Critères de sélections topologiques utilisés dans la logique du déclenchement n°1 et matrices de coïncidence correspondantes.	64
III,1	Les périodes de prise de données de diffusion sur hydrogène et deutérium de 1989.	88
III,2	Limites cinématiques de génération utilisées pour les trois énergies de faisceau des données de 1989.	93
III,3	Coupures appliquées aux variables cinématiques.	99
III,4	Corrections appliquées aux données de 1986 et 1987.	111

III,5	Corrections de l'inefficacité de reconstruction appliquées aux données de 1989.	113
III,6	Statistique avant et après coupures.	122
IV,1	Normalisation des différents lots de données sur deuton à 280 GeV par rapport au résultat moyen à cette énergie et erreur statistique associée.	142
IV,2	Normalisations relatives des échantillons aux trois énergies de faisceau et erreurs statistiques associées.	143