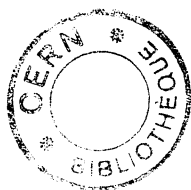


AB

EX-CEA - N 2513
9

CEA-N-2513



- Note CEA-N-2513 -

Centre d'Etudes nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires
Service d'Expérimentation Physique

**DETERMINATION PRECISE DES FONCTIONS DE STRUTURE
DU NUCLEON DANS LES INTERACTIONS DE TYPE COURANT-CHARGE
DE NEUTRINOS SUR CIBLE DE FER**

par

Bertrand VALLAGE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051737

- Janvier 1987 -

Thesis-1987-Vallage

Note CEA-N-2513

DESCRIPTION-MATIERE (*mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS*)

en français

NUCLEONS
FONCTIONS DE STRUCTURE
INTERACTIONS PAR COURANTS CHARGES
INTERACTIONS NEUTRINO-NUCLEON
INTERACTIONS ANTINEUTRINO-NUCLEON
FER
SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES
DETECTEURS DE RAYONNEMENTS
TRAITEMENT DE L'INFORMATION
DIFFUSION PROFONDEMENT INELASTIQUE
INVARIANCE D'ECHELLE
QUARKS
PARTICULES CHARMÉES
MASSE
MODELE DU PARTON
CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

en anglais

NUCLEONS
STRUCTURE FUNCTIONS
CHARGED-CURRENT INTERACTIONS
NEUTRINO-NUCLEON INTERACTIONS
ANTINEUTRINO-NUCLEON INTERACTIONS
IRON
DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS
RADIATION DETECTORS
DATA PROCESSING
DEEP INELASTIC SCATTERING
SCALE INVARIANCE
QUARKS
CHARM PARTICLES
MASS
PARTON MODEL
QUANTUM CHROMODYNAMICS

NOTE CEA-N-2513 - Bertrand VALLAGE

"DETERMINATION PRECISE DES FONCTIONS DE STRUCTURE DU NUCLEON DANS LES INTERACTIONS DE TYPE COURANT-CHARGE DE NEUTRINOS SUR CIBLE DE FER".

Sommaire - Le détecteur de la collaboration CDHS exposé au faisceau à large bande du CERN en 1983 a fourni un lot expérimental de 570 000 interactions de type courant-chargé neutrino-fer et 370 000 interactions antineutrino-fer, à des énergies comprises entre 20 et 400 GeV. Cette large statistique a permis une mesure précise des sections efficaces différentielles des réactions de type courant-chargé ainsi qu'une étude détaillée des effets systématiques d'appareillage. Les fonctions de structure du nucléon ont été déterminées dans le cadre du modèle des quarks-partons dans le domaine cinématique :

$$0,015 < x < 0,65$$
$$0,2 < Q^2 < 200 \text{ GeV}^2/c^2$$

La fonction de structure longitudinale $F_L(x)$ est en bon accord avec la forme prédite par la chromodynamique quantique. Les violations d'invariance d'échelle par les fonctions F_2 et xF_3 sont établies avec précision. En particulier, l'évolution en Q^2 de la distribution des quarks de valence a été confrontée aux prédictions de la chromodynamique quantique, ce qui permet la

NOTE CEA-N-2513 - Bertrand VALLAGE

"A PRECISE DETERMINATION OF THE NUCLEON STRUCTURE FUNCTIONS IN CHARGED-CURRENT INTERACTIONS ON AN IRON TARGET."

Summary - 570 000 neutrino-iron and 370 000 antineutrino-iron charged-current events were obtained from the Wide Band Beam exposure of the CDHS detector at CERN in 1983, at energies ranging from 20 to 400 GeV. These large statistics allowed a precise measurement of the charged-current differential cross-sections and a detailed study of systematic effects. The nucleon structure functions have been determined in the framework of the quark-parton model, in the kinematic range :

$$0.015 < x < 0.65$$
$$0.2 < Q^2 < 200 \text{ GeV}^2/c^2$$

The longitudinal structure function $F_L(x)$ is in good agreement with the QCD predicted shape. Deviations from scale invariance are clearly seen from the functions F_2 and xF_3 . The Q^2 evolution of the valence quark distribution has been compared with the QCD prediction in order to measure the scale parameter Λ . A good agreement is obtained only if the low Q^2 points are removed from the comparison. Our experiment favours a value of Λ between

mesure du paramètre Λ qui gouverne les violations d'invariance d'échelle. Un bon accord ne peut être trouvé dans cette comparaison que si l'on exclut de notre domaine cinématique les points de bas Q^2 . Notre expérience favorise une valeur de Λ comprise entre 50 et 250 MeV.

1987

324 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

50 and 250 MeV.

1987

324 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

- Note CEA-N-2513 -

Centre d'Etudes nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires
Service d'Expérimentation Physique

DETERMINATION PRECISE DES FONCTIONS DE STRUTURE
DU NUCLEON DANS LES INTERACTIONS DE TYPE COURANT-CHARGE
DE NEUTRINOS SUR CIBLE DE FER

par

Bertrand VALLAGE

ORSAY
N° d'ordre : 143

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

**LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES
de l'Université Paris XI ORSAY
(Arrêté du 5/7/84)
Spécialité SCIENCES PHYSIQUES**

par

Bertrand VALLAGE

**DETERMINATION PRECISE DES FONCTIONS DE STRUCTURE
DU NUCLEON DANS LES INTERACTIONS DE TYPE
COURANT-CHARGE DE NEUTRINOS SUR CIBLE DE FER**

Soutenue le 25 septembre 1986 devant la Commission d'Examen

MM. J. HAISSINSKI	Président
J.J. AUBERT	
R. PETRONZIO	Examineurs
R. TURLAY	
H. WAHL	

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	1
INTRODUCTION	3
 CHAPITRE I : PHENOMENOLOGIE DES INTERACTIONS FAIBLES	 7
A - CINEMATIQUE DES REACTIONS INCLUSIVES	7
B - SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ET FONCTIONS DE STRUCTURE	10
C - L'HYPOTHESE D'INVARIANCE D'ECHELLE	12
D - SECTIONS EFFICACES LONGITUDINALE ET TRANSVERSE	13
E - LE MODELE DES QUARKS-PARTONS	17
1) Les bases du modèle.	17
2) Section efficace neutrino-parton de spin 1/2.	18
3) Section efficace neutrino-nucléon.	20
4) Interprétation des fonctions de structure dans ce modèle.	22
5) Remarques.	25
F - TEST DE LA CHARGE CARREE MOYENNE DES QUARKS	27
1) Section efficace.	27
2) Interprétation dans le modèle des quarks-partons.	27
G - CONTRIBUTIONS DES PROCESSUS RADIATIFS	30
H - INTERPRETATION DES VIOLATIONS D'INVARIANCE D'ECHELLE	35
1) Introduction.	35
2) Aperçu de la chromodynamique quantique.	36
3) Les équations d'évolution.	38
4) Effet des opérateurs de rang élevé et de masse de cible.	42
 CHAPITRE II : SITUATION EXPERIMENTALE	 45
A - PROLOGUE	45
B - MESURE DE σ_F	47
C - MESURE DE $R = \sigma_L/\sigma_T$	52
1) Expériences de diffusion de neutrinos.	54

2) Expériences de diffusion de leptons chargés.	56
3) Conclusion.	61
D - MESURE de F_2	61
1) Expériences de diffusion de neutrinos.	61
2) Expériences de diffusion de leptons chargés.	65
E - CONCLUSION	67
 CHAPITRE III : LES OUTILS DE L'EXPERIENCE	 69
A - CONCEPTION ET UTILISATION DES FAISCEAUX DE NEUTRINOS	69
1) Production des neutrinos.	69
2) Le faisceau à bande étroite NBB.	71
3) Le faisceau a bande large.	72
4) Avantages comparés de ces deux types de faisceaux.	74
5) Implantation des faisceaux au CERN.	76
6) Spectre en énergie, flux de neutrinos.	78
B - LE DETECTEUR	78
1) Les nécessités d'un détecteur d'interactions de neutrinos.	78
2) Particularités du nouveau détecteur.	81
a) Calorimétrie	82
b) Spectrométrie.	87
c) Détection du vertex et mesure de l'angle.	91
C - LA PRISE DE DONNEES	93
1) Les conditions de déclenchement.	94
2) L'acquisition en ligne.	96
3) Statistique de la prise de données.	97
 CHAPITRE IV : TRAITEMENT DES DONNEES ET ANALYSE DES EVENEMENTS	 99
A - CONSTITUTION DU LOT EXPERIMENTAL	99
1) Le programme de reconstruction.	99
2) Prise en compte de l'énergie déposée par le muon.	102
3) Mise en forme du lot final.	104
B - TESTS DES DONNEES	107
1) Efficacité des déclencheurs.	107

2) Stabilité des données.	110
3) Ajustement des calibrations expérimentales.	110
4) Les effets indésirables.	117
5) Uniformité du détecteur	119
6) L'enrichissement à haute énergie.	119
7) Présentation du lot final.	122
 CHAPITRE V SIMULATION PAR METHODE DE MONTE-CARLO	123
A - PRINCIPE DE LA METHODE	123
B - INGREDIENTS DE LA SIMULATION	124
1) les résolutions du détecteur.	124
2) La physique de l'interaction.	125
3) Le flux de neutrinos.	126
4) Les autres ingrédients.	128
C - LIMITES DE LA METHODE	129
D - COMPARAISONS DONNEES - MONTE CARLO	130
1) Premières comparaisons.	130
a) Variables mesurées.	130
b) variables reconstruites.	130
c) Première conclusion sur l'accord données-Monte Carlo.	130
2) Comparaisons après itération.	133
a) Variables mesurées.	133
b) Variables reconstruites.	133
c) Conclusion sur l'accord après itération.	133
 CHAPITRE VI : LES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES	137
A - EXTRACTION DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES EN WBB	137
1) Les données du problème.	138
2) Méthode de décomposition en "B-splines".	140
3) Méthode de Monte-Carlo.	143
a) Exposé de la méthode.	143
b) Expression de la section efficace différentielle.	145
4) Itération de la procédure d'extraction.	149

a) Principe.	150
b) Résultats.	150
B - LES LIMITES DE NOTRE MESURE	151
1) Le découpage de l'espace de phase.	151
a) En (y,E).	151
b) En x.	153
2) Coupure sur l'acceptance globale.	156
C - PRESENTATION DES RESULTATS	157
1) Les sections efficaces différentielles.	157
2) Comparaison des sections efficaces différentielles mesurées à	157
D - ERREURS SYSTEMATIQUES SUR LES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES	160
 CHAPITRE VII : LA FONCTION DE STRUCTURE χF_3	163
A - METHODE GENERALE DE DETERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE	164
1) Ajustement de la distribution en y.	164
2) Les combinaisons linéaires de sections efficaces.	166
3) De (x, y, E) à (x, Q^2).	167
B - PREMIERES CORRECTIONS AUX SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES MESUREES	171
1) Correction de centre de cellule.	171
2) Corrections radiatives.	174
3) Terme de propagateur.	176
C - LA FONCTION DE STRUCTURE χF_3	176
D - ERREURS SYSTEMATIQUES SUR LA FONCTION DE STRUCTURE χF_3	182
1) Erreurs dues à l'appareillage.	182
2) Erreurs dues aux hypothèses de physique.	182
 CHAPITRE VIII : LES FONCTIONS DE STRUCTURE F_2 , $2xF_1$ et $F_D(\bar{\nu}N)$	185
A - INTRODUCTION	185
B - CORRECTION DE MER ETRANGE	187

C - PRISE EN COMPTE DU TERME LONGITUDINAL	189
1) La pseudo fonction de structure F_W	189
2) La pseudo-fonction de structure $\bar{q}_W$	191
3) Conclusion et paramétrisation de R.	195
D - DETERMINATION DE F_2 , $2xF_1$ ET F_D	196
1) F_2 et $2xF_1$ à partir de F_W et R.	196
2) F_2 indépendant de R.	201
3) $\bar{q}_v$ déterminé avec ou sans hypothèse sur R.	203
E - ERREURS SYSTEMATIQUES ADDITIONNELLES	206
 CHAPITRE IX : LES DISTRIBUTIONS DE QUARKS	 207
A - UTILISATION DU MODELE D'EXCITATION DU CHARME	207
1) Données du problème	207
2) La correction de non-isoscalarité.	209
3) La correction de seuil.	209
B - DETERMINATION DE $(q - \bar{q})$	211
C - DETERMINATION DE $(q + \bar{q} + q_L)$	213
1) Correction de mer étrange.	213
2) Prise en compte du terme longitudinal.	213
3) Détermination de $x(q+\bar{q}+q_L)$	214
D - CONCLUSIONS	216
 CHAPITRE X : COMPARAISONS AUX RESULTATS DES AUTRES EXPERIENCES	 217
A - PRINCIPE DES COMPARAISONS	217
1) Ce dont il faut tenir compte.	217
2) Une méthode de comparaison.	218
B - DIFFUSION PROFONDEMENT INELASTIQUE DE LEPTONS NEUTRES .	219
1) CDHS (83).	219
2) CHARM (83).	222
3) CCFRR (84).	224
4) Ordre de grandeur de l'effet des hypothèses.	224
C - DIFFUSION PROFONDEMENT INELASTIQUE DE LEPTONS CHARGES .	229
1) Mesure de F_2	229

a) EMC (86).	229
b) BCDMS (86).	232
2) Mesure de R.	232
D - CONCLUSIONS	235
 CHAPITRE XI : INTERPRETATION DES RESULTATS DE L'EXPERIENCE	237
A - INTRODUCTION	237
B - INTERPRETATION DES VIOLATIONS D'INVARIANCE D'ECHELLE de $(q-\bar{q})$	241
1) Etude des pentes de $(q-\bar{q})$.	241
a) Principe.	241
b) Observations.	242
c) Conclusion.	244
2) Utilisation d'un programme d'évolution.	244
a) Principe.	247
b) Confrontation de $(q-\bar{q})$ à QCD perturbatif.	249
c) Optimisation du domaine cinématique.	252
d) Prise en compte de termes non-perturbatifs.	254
e) Estimation de l'erreur systématique.	255
C - CONCLUSION SUR LA MESURE DE Λ	257
D - COMPARAISON AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX	258
1) Diffusion profondément inélastique.	258
a) Diffusion de neutrinos.	258
b) Diffusion de muons de haute énergie.	262
2) Collisions e^+e^- et $p\bar{p}$	265
a) Annihilation e^+e^-	265
b) Collision $p\bar{p}$ et pp .	266
3) Commentaires sur la mesure de Λ .	268
 CONCLUSION	271

APPENDICE A : EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE	275
A - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE	275
B - REMARQUE SUR L'ECRITURE ALTERNATIVE DE LA SECTION EFFICACE	281
 APPENDICE B : UN MODELE D'EXCITATION DES SAVEURS LOURDES . .	283
1) Exposé du modèle.	283
2) Section efficace et fonctions de structure.	285
 APPENDICE C : PARAMETRISATION DES DISTRIBUTION DE PARTONS .	289
1) Généralités.	289
2) Distribution des gluons.	290
3) Distributions de la mer.	292
4) Distributions de valence.	294
5) Fonction de structure longitudinale.	296
 APPENDICE D : MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE EN	
WBB	297
1) Expressions de la section efficace différentielle. . .	297
2) Mesure de la section efficace totale en NBB.	301
 APPENDICE E : VALEURS DES SECTIONS EFFICACES MEASUREES . . .	303
 APPENDICE F : VALEURS DES FONCTIONS DE STRUCTURE	315
 REFERENCES	321

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur René TURLAY de m'avoir accueilli au Département de Physique des Particules Élémentaires du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et d'avoir accepté de me guider dans ce travail.

Notre expérience n'a pu être réalisée que grâce à la collaboration de physiciens du Centre Européen de la Recherche Nucléaire, des universités de Dortmund et de Heidelberg, et du DPhPE de Saclay ; je remercie particulièrement les membres du groupe "Courants-Chargés" qui m'ont fait profiter de leur expérience et de leur savoir.

Je voudrais également remercier mes camarades du groupe Saclay sur qui j'ai toujours pu compter, Claude GUYOT, Jean-Pierre MERLO, Frédéric PERRIER, Jean-Pierre SCHULLER et surtout Patrice PEREZ pour sa disponibilité permanente durant cette aventure.

Cette thèse n'a pu voir le jour que grâce à l'équipe de Madame Odile LEBEY : Madame Eliane FRASSATI pour la frappe et Madame Yvette GOUTARD pour la réalisation et l'impression.

Enfin, je remercie Annick et Pierre pour leur soutien irremplaçable pendant cette période parfois trouble.

INTRODUCTION

La recherche d'une structure interne du nucléon se situe dans la tradition de l'expérience de Rutherford qui, par diffusion de particules alpha sur les atomes, mit en évidence la concentration de la charge et de la masse dans le noyau.

Les leptons apparaissent comme des outils particulièrement adaptés à cette recherche parce qu'ils n'ont que des interactions électromagnétiques ou faibles avec la matière, et sont considérés jusqu'à présent comme des objets ponctuels.

La section efficace de diffusion profondément inélastique lepton-nucléon s'exprime en termes de fonctions de structure :

- $2xF_1$, et F_2 pour la diffusion de leptons chargés (électrons ou muons) par interaction électromagnétique.
- $2xF_1$, F_2 et xF_3 pour la diffusion de leptons neutres (neutrinos et antineutrinos) par interaction faible, la troisième fonction de structure provenant de la violation de la parité dans les interactions faibles.

Historiquement, en 1967, les expériences de SLAC-MIT de diffusion d'électrons sur nucléons à des énergies incidentes allant jusqu'à 20 GeV ont montré que les fonctions de structure étaient indépendantes de la quadri-impulsion Q^2 transférée lors de l'interaction. Ce phénomène appelé invariance d'échelle suggéra que la diffusion avait lieu sur des constituants ponctuels dans le nucléon : les partons. Ceux-ci ont été identifiés avec les hypothétiques quarks de Gell-Mann et Zweig, et le modèle des quarks-partons permit d'interpréter les résultats de diffu-

sion profondément inélastique et d'associer les fonctions de structure du nucléon aux densités de quarks.

Si on utilise des leptons chargés pour étudier la diffusion inélastique, il est possible de choisir précisément l'énergie incidente du lepton alors que seul le choix d'un intervalle d'énergie est possible dans les faisceaux de neutrinos. Par contre les sections efficaces d'interaction électromagnétique décroissent très vite avec la quadri-impulsion transférée alors que les sections efficaces d'interaction faible, beaucoup plus petites, croissent linéairement avec l'énergie du neutrino incident. La diffusion inélastique de neutrino permet de plus la mesure de la fonction de structure xF_3 qui dans le modèle des quarks partons correspond à la distribution de fraction d'impulsion des quarks de valence dans le nucléon. Toutefois les sections efficaces d'interaction faible sont beaucoup plus faibles que celles d'interaction électromagnétique aux énergies actuelles et il a fallu attendre le développement des faisceaux intenses de neutrinos de haute énergie pour étudier précisément la structure du nucléon par cette voie.

Des études plus détaillées en diffusion d'électrons, confirmées à plus haute énergie en diffusion de neutrino, ont mis en évidence des variations avec Q^2 des fonctions de structure. Ce comportement est prédit par la chromodynamique quantique qui prend en compte les interactions entre quarks, ceux-ci n'étant plus libres qu'asymptotiquement, c'est à dire lorsque la constante de couplage qui intervient dans leurs interactions tend à s'annuler.

Les résultats de la première génération d'expériences de diffusion de leptons neutres et chargés s'accordent sur l'observation de violations d'invariance d'échelle mais diffèrent parfois significativement.

Le travail que nous allons décrire est l'étude précise de la structure du nucléon dans les interactions de type courant-charge de neutrinos et d'antineutrinos sur une cible de fer, puis l'interprétation des violations d'invariance d'échelle observées.

Cette étude prend place dans un programme de recherche lancé en 1974 par la collaboration CDHS (Cern, Dortmund, Heidelberg, Saclay) pour l'étude des réactions de diffusion profondément inélastique de neutrinos et d'antineutrinos auprès de l'accélérateur SPS du CERN.

Le détecteur de cette collaboration a déjà été utilisé pour la détermination des fonctions de structure ; les violations d'invariance d'échelle de F_2 , xF_3 et $\bar{q}$ sont en bon accord avec les prédictions de la chromodynamique quantique. Toutefois une meilleure précision est nécessaire pour effectuer une confrontation quantitative de xF_3 , qui est la plus difficile à déterminer statistiquement, aux prédictions de la chromodynamique quantique qui sont particulièrement simples dans ce cas.

La motivation de cette nouvelle analyse est donc la détermination précise des fonctions de structure $2xF_1$, F_2 et xF_3 . Les moyens utilisés pour cela sont d'une part un appareillage amélioré et d'autre part l'emploi d'un faisceau très intense. La haute statistique obtenue autorise alors une mesure fine mais aussi une meilleure compréhension de l'appareillage et une étude poussée des effets systématiques.

Ce travail sera articulé de la façon suivante :

- Dans un premier temps nous rappellerons les bases du formalisme utilisé pour la description des interactions de type courant-charge (Chapitre 1). Puis nous présenterons la situation expérimentale en ce qui concerne la mesure des fonctions de structure dans les interactions de leptons neutres et chargés (Chapitre 2).
- La deuxième partie est la description de l'expérience, c'est-à-dire le détecteur et le faisceau utilisés (Chapitre 3), puis l'analyse des événements (Chapitre 4).
- Nous décrirons dans une troisième partie la prise en compte des résolutions de notre appareil (Simulation de type Monte-Carlo) (Chapitre 5) pour extraire les sections efficaces différentielles qui sont le résultat de notre mesure (Chapitre 6).

- La quatrième partie concerne la détermination des quantités physiques comparables aux résultats obtenus dans différents domaines : diffusion inélastique de leptons chargés, mécanisme de Drell-Yan, production de jets à grand P_T . Le chapitre 7 sera consacré à l'exposé de la méthode de détermination des fonctions de structure, et à l'extraction de xF_3 . Des hypothèses physiques sont nécessaires pour la détermination de F_2 , $2xF_1$ et $\bar{q}$ (chapitre 8). Nous verrons que l'utilisation d'un modèle des partons modifié dans lequel le quark charmé est massif nous amène à déterminer non plus les fonctions de structure mais des distributions de quarks (chapitre 9).
- Les résultats seront comparés dans la mesure du possible aux plus récents résultats de diffusion profondément inélastique (Chapitre 10).
- Enfin nous interpréterons les violations d'invariance d'échelle observées sur la fonction de structure xF_3 dans le cadre de la chromodynamique quantique (Chapitre 11). Cette étude permet de déterminer le paramètre Λ qui est le seul paramètre libre de la chromodynamique quantique.

CHAPITRE I : PHENOMENOLOGIE DES INTERACTIONS FAIBLES

Dans ce premier chapitre, nous voulons rappeler le cadre théorique dans lequel prend place notre étude. Pour cela nous utiliserons le formalisme des interactions faibles telles qu'elles sont décrites dans le modèle standard [I.1]. Après avoir décrit la cinématique des interactions de type courant chargé et donné l'expression des sections efficaces différentielles, nous étudierons plusieurs possibilités d'interprétation de ces sections efficaces, notamment en utilisant un modèle d'excitation des saveurs lourdes. Nous discuterons ensuite qualitativement les processus plus complexes que le simple courant chargé et qui donnent lieu à des corrections radiatives. Enfin nous décrirons très succinctement l'interprétation des violations d'invariance d'échelle par la chromodynamique quantique.

A - CINEMATIQUE DES REACTIONS INCLUSIVES

Nous nous intéressons aux réactions de diffusion d'un lepton neutre ν (un neutrino muonique par exemple) sur un nucléon N, dans lesquelles l'état final contient le lepton chargé associé :

$$\begin{pmatrix} - \\ \nu \\ \mu \end{pmatrix} + N \rightarrow \mu^{(\pm)} + X$$

où X désigne l'état hadronique final.

Dans ce cas, l'interaction entre le neutrino et la matière étant véhiculée par un boson faible chargé $W^{(\pm)}$, la réaction est dite de type courant-chargé.

Le graphe de Feynman correspondant à ce processus est celui de la figure I.1.

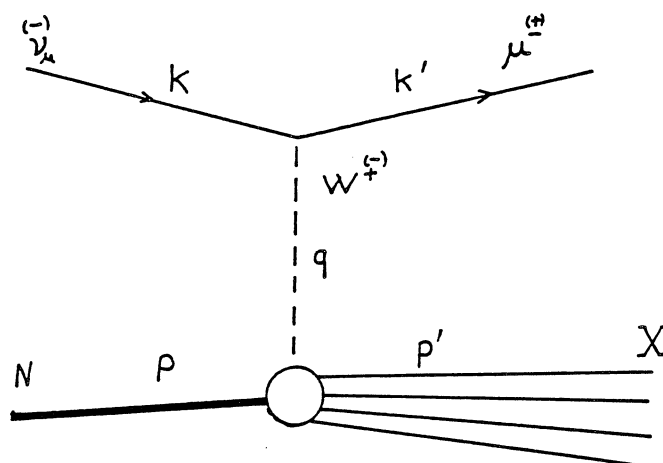


Figure I.1 a). Interaction de type courant-chargé $\nu N \rightarrow \mu X$.

Désignons par θ et φ respectivement les angles de diffusion du muon et du système hadronique par rapport à l'axe du neutrino incident.

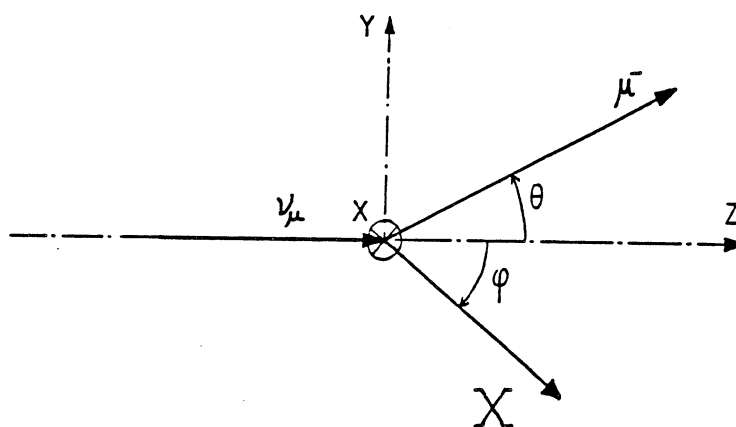


Figure I.1 b). Repérage dans le système où la cible est au repos.

Si l'on se place dans le système dans lequel la cible est au repos et si l'on choisit l'axe Z selon la ligne de vol du neutrino incident, l'axe Y dans le plan de la diffusion, les diverses quadri-impulsions de la réaction s'écrivent :

$$K \begin{bmatrix} E_\nu \\ 0 \\ 0 \\ E_\nu \end{bmatrix} \quad K' \begin{bmatrix} E_\mu \\ 0 \\ P_\mu \sin\theta \\ P_\mu \cos\theta \end{bmatrix} \quad P \begin{bmatrix} M \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad P' \begin{bmatrix} E_h \\ 0 \\ P_h \sin\phi \\ P_h \cos\phi \end{bmatrix}$$

où M désigne la masse du nucléon cible.

La quadri-impulsion transférée $q = (K-K')$ s'écrit :

$$q \begin{bmatrix} \nu \\ 0 \\ P_h \sin\phi \\ P_h \cos\phi \end{bmatrix}$$

avec

$$\nu = \frac{P \cdot q}{M} = E_\nu - E_\mu = E_h - M$$

Définissons les quantités invariantes suivantes :

- Carré de l'énergie totale dans le centre de masse :

$$S = (K+P)^2 = M^2 + 2ME_\nu \sim 2ME_\nu.$$

- Carré de la quadri-impulsion transférée :

$$Q^2 = -q^2 = -(K-K')^2 = -m_\mu^2 + 2(E_\nu E_\mu - E_\nu p_\mu \cos\theta)$$

$$\text{soit :} \quad Q^2 \approx 4E_\nu p_\mu \sin^2\theta/2 - m_\mu^2 (1 - E_\nu/p_\mu)$$

$$\text{et :} \quad Q^2 \sim 4E_\nu p_\mu \sin^2\theta/2$$

- Carré de la masse invariante du système hadronique :

$$W^2 = (q+P)^2 = q^2 + P^2 + 2M\nu = M^2 - Q^2 + 2M\nu$$

En diffusion profondément inélastique, on utilise souvent les variables sans dimension x et y dites variables de Bjorken définies par :

$$x = Q^2/2P \cdot q = Q^2/2M\nu \quad 0 \leq x \leq 1$$

$$y = P \cdot q/P \cdot K = \nu/E_\nu \quad 0 \leq y \leq 1$$

Pour décrire la cinématique des processus inclusifs, trois variables indépendantes sont suffisantes ; par exemple les triplets :

$$(s, Q^2, \nu) , (s, Q^2, W^2) , (E_\nu, x, y)$$

Nous choisirons le dernier de ceux-ci, pour lequel Q^2 s'écrit :

$$Q^2 = 2MxyE_\nu$$

et W^2 lui est relié par :

$$W^2 = M^2 + Q^2 (1-x)/x$$

Notons que dans le cas d'une réaction élastique

$$(P')^2 = (P)^2 \quad \text{soit } W^2 = M^2$$

$$\text{d'où } Q^2 = 2M\nu \text{ et } x = 1$$

En règle générale on assimile le repère du laboratoire à celui où le nucléon-cible est au repos. L'introduction d'un éventuel mouvement de Fermi du nucléon [I.2] apporte de légères modifications aux expressions données.

B - SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES ET FONCTIONS DE STRUCTURE

En raison de la violation de la parité dans les interactions faibles, le calcul de la section efficace différentielle est un peu plus complexe dans le cas de la diffusion de neutrinos que dans celui de la diffusion de leptons chargés. Le calcul complet est effectué dans l'appendice A et nous nous bornerons dans ce paragraphe à rappeler les points importants. Ainsi que nous le montrerons par la suite, les sections efficaces différentielles sont les seules quantités accessibles expérimentalement. Elles sont décrites en termes de fonctions de structure phénoménologiques dont l'interprétation dépend du modèle utilisé. Ces modèles seront présentés dans le paragraphe E et dans l'appendice B.

La section efficace différentielle exprimée en fonction des variables du lepton final s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega'} = \int \frac{1}{4ME} |T_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \frac{K'}{2(2\pi)^3} \prod_{j=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_j}{(2\pi)^3 2E_j} \quad (I,B,1)$$

où le produit sur j s'étend sur les particules dans l'état X final.

Après développement de l'élément de matrice T_{fi} on obtient une forme "factorisée" de la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega'} = \frac{G^2}{32\pi^2} \frac{1}{2M} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 \frac{K'}{E} L^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta} \quad (I,B,2)$$

Les tenseurs du second ordre $L^{\alpha\beta}$ et $W_{\alpha\beta}$ sont respectivement les tenseurs leptonique et hadronique. Si le tenseur leptonique est calculable, le tenseur hadronique en revanche est inconnu en l'absence de théorie décrivant l'interaction forte au vertex W-hadrons. En conséquence on construit ce tenseur de façon plus générale grâce aux tenseurs de second ordre disponibles. Les coefficients de ces tenseurs, des scalaires, décriront donc la structure de la cible. Ce sont les fonctions de structure du nucléon W_i , $i = 1, 6$.

Après contraction de ces tenseurs, et en négligeant la masse du muon par rapport aux autres énergies, il vient :

$$\frac{d^2\sigma^{(-)}_{\nu}}{d\Omega' dE'} = \frac{G^2}{2\pi^2} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 (E')^2 \left[2W_1^{(-)} \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2^{(-)} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \left(\frac{+}{-} \right) \frac{(E+E')}{M} W_3^{(-)} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (I,B,3)$$

et en fonction des variables de Bjorken :

$$\frac{d^2\sigma^{(-)}_{\nu}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 \left[xy^2 MW_1^{(-)} + \nu W_2^{(-)} \left[1 - y - \frac{y^2 Q^2}{4\nu^2} \right] \right] \left(\frac{+}{-} \right) \nu W_3^{(-)} xy \left[1 - \frac{y}{2} \right] \quad (I,B,4)$$

C - L'HYPOTHESE D'INVARIANCE D'ECHELLE

Les fonctions de structure W_i ne dépendent que des scalaires indépendants formés à partir de P et q , par exemple ν et Q^2 .

En 1969, de l'étude du tenseur $W_{\alpha\beta}(\nu, Q^2)$ dans la limite mathématique:

$$B_j : \{Q^2 \rightarrow \infty ; \nu \rightarrow \infty ; x = Q^2/2M\nu \text{ fixé}\}$$

Bjorken [I.3] proposa l'hypothèse selon laquelle :

$$\begin{aligned} \lim_{Bj} M W_1(\nu, Q^2) &= F_1(x) \\ \lim_{Bj} \nu W_2(\nu, Q^2) &= F_2(x) \\ \lim_{Bj} \nu W_3(\nu, Q^2) &= -F_3(x) \end{aligned} \quad (I, C, 1)$$

c'est à dire d'une part que les fonctions de structure ne dépendent plus que d'une variable et d'autre part que la limite n'est pas zéro.

Les sections efficaces différentielles s'écrivent alors :

$$\frac{d^2 \sigma^{(-)}_{\nu}}{dx dy} = \frac{G^2_{ME}}{\pi} \left[\frac{M^2_W}{Q^2 + M^2_W} \right]^2 \left[\frac{y^2}{2} 2xF_1^{(-)} + \left[1-y - \frac{Mxy}{2E} \right] F_2^{(-)} + y \left[1 - \frac{y}{2} \right] xF_3^{(-)} \right] \quad (I, C, 2)$$

Nous nous intéressons au domaine de diffusion profondément inélastique. Celui-ci peut être défini comme le domaine dans lequel à la fois Q^2 et W^2 sont grands comparés aux masses typiques des hadrons (1 ordre de grandeur). Dans ce cas, la composante ν du transfert q doit également satisfaire cette propriété.

Expérimentalement, dès 1968 Panofsky [I.4] avait remarqué que dans les réactions de diffusion inélastique électron-proton les facteurs de

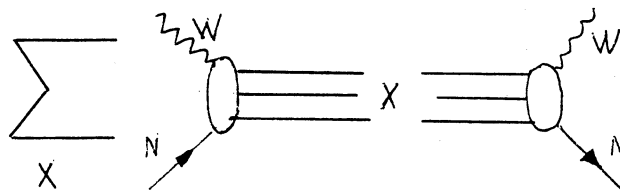
forme ne décroissent pas à grand Q^2 . Ce comportement se rapproche de celui de la collision électron-muon ponctuel, à l'inverse de la réaction de diffusion élastique électron-proton dans laquelle les facteurs de forme décroissent en $1/Q^4$.

Les premières expériences de diffusion inélastique ont bien confirmé l'hypothèse d'invariance d'échelle. Toutefois, les expériences de diffusion lepton nucléon se faisant de plus en plus précises, certaines violations à une stricte invariance d'échelle ont été observées à des Q^2 compris entre 1 et 200 GeV^2/c^2 , ce qui, somme toute, est très éloigné de la limite de Bjorken.

Néanmoins, ces faibles dépendances en Q^2 ne doivent pas faire oublier l'idée de l'invariance d'échelle : la diffusion profondément inélastique suggère une sorte de collision avec des objets ponctuels. Cette idée fut à la base des modèles dynamiques de l'interaction sous jacente, comme le modèle des partons que nous présenterons au paragraphe E.

D - SECTIONS EFFICACES LONGITUDINALE ET TRANSVERSE

Nous allons interpréter ici les $W_{1,2,3}$ de façon un peu différente. Le tenseur hadronique $W_{\alpha\beta}$ apparaît sous forme de diagramme comme :



où X représente tous les états physiques possibles.

$W_{\alpha\beta}$ est donc relié par le théorème optique à la composante d'absorption de l'amplitude de diffusion vers l'avant des bosons virtuels massifs

sur les nucléons. La section efficace totale (hypothétique) d'absorption d'un boson d'hélicité λ s'écrit :

$$\sigma_{\lambda} = \frac{\pi G}{2\sqrt{2}KM} \epsilon^{\alpha*}(\lambda) W_{\alpha\beta} \epsilon^{\beta}(\lambda) \quad (I,D,1)$$

où :

- K est le flux de bosons virtuels. Pour un photon réel, le flux est $K = \nu$; pour des bosons virtuels la définition de K est arbitraire et l'on peut choisir la convention de Gilman $K = (\nu^2 + Q^2)^{1/2}$ ou la convention de Hand $K = \nu - Q^2/2M$ qui se réduisent toutes deux à $K = \nu$ quand $Q^2 = 0$.

- $\epsilon^{\alpha}(\lambda)$ désigne la polarisation du boson virtuel.

Soit :

$$\epsilon^{\alpha(+1)} = - \frac{1}{\sqrt{2}} (0,1,+i,0) : \text{Transverse droit}$$

$$\epsilon^{\alpha(-1)} = + \frac{1}{\sqrt{2}} (0,1,-i,0) : \text{Transverse gauche}$$

$$\epsilon^{\alpha(0)} = \frac{1}{\sqrt{q^2}} (\sqrt{\nu^2 - q^2}, 0, 0, \nu) : \text{Longitudinal}$$

En utilisant une forme "effective" de $W_{\alpha\beta}$

$$W_{\alpha\beta} = 2 M(-g_{\alpha\beta} W_1 + P_{\alpha} P_{\beta} W_2 - i E_{\alpha\beta\rho\sigma} P^{\rho} q^{\sigma} W_3)$$

On obtient :

$$\sigma_1 = \frac{\pi G}{K\sqrt{2}} \left[W_1 + \frac{\sqrt{Q^2 + \nu^2}}{2M} W_3 \right]$$

$$\sigma_{-1} = \frac{\pi G}{K\sqrt{2}} \left[W_1 - \frac{\sqrt{Q^2 + \nu^2}}{2M} W_3 \right]$$

(I,D,2)

$$\sigma_0 = \frac{\pi G}{K\sqrt{2}} \left[-W_1 + \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} W_2 \right]$$

Définissons :

- La section efficace transverse :

$$\sigma_T = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_{-1}) = \frac{\pi G}{K\sqrt{2}} W_1$$

- La section efficace longitudinale :

$$\sigma_L = \sigma_0 = \frac{\pi G}{K\sqrt{2}} \left[-W_1 + \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} W_2 \right]$$

- La différence des sections efficaces droite et gauche :

$$\sigma_I = \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_{-1}) = \frac{\pi G}{K\sqrt{2}} \frac{\sqrt{Q^2 + \nu^2}}{2M} W_3$$

Nous pouvons alors réécrire la section efficace différentielle sous forme alternative :

$$\frac{d^2 \sigma_{\nu}^{(-)}}{dx dy} = \frac{G^2 M E}{\pi} 2M \times \frac{K\sqrt{2}}{\pi G} \frac{(1-y/2)^2}{1+Q^2/\nu^2} \left[(1+\epsilon^2) \sigma_T^{(-)} + (1-\epsilon^2) \sigma_L^{(-)} + 2\epsilon \sigma_I^{(-)} \right]_{(I,D,3)}$$

dans laquelle :

$$\epsilon = \sqrt{1 + \frac{Q^2}{\nu^2}} \frac{y/2}{1-y/2}$$

Cette écriture possède l'avantage de faire intervenir les sections efficaces correspondant à des polarisations définies du boson virtuel.

Nous pouvons également définir des fonctions de structure correspondant à des hélicités déterminées du boson échangé, liées aux sections efficaces par un facteur : $2M \times K\sqrt{2}/\pi G$.

En particulier la convention utilisée pour la définition de F_1 , F_2 , F_3 et (I,D,2) nous donnent :

$$\begin{aligned}
F_D &= 2xF_1 - \sqrt{1+Q^2/\nu^2} xF_3 \\
F_G &= 2xF_1 + \sqrt{1+Q^2/\nu^2} xF_3 \\
F_L &= F_2(1+Q^2/\nu^2) - 2xF_1
\end{aligned}
\tag{I,D,4}$$

Exprimée en fonction de F_D, F_G, F_L , la section efficace s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma^{(\bar{\nu})}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \frac{(1-y/2)^2}{1+Q^2/\nu^2} \left[F_G^{(\bar{\nu})} [1^{(+)} \epsilon]^2 + F_D^{(\bar{\nu})} [1^{(-)} \epsilon]^2 + F_L^{(\bar{\nu})} [1 - \epsilon^2] \right] \tag{I,D,5}$$

A la limite de Bjorken, $Q^2/\nu^2 \rightarrow 0$ et les expressions se simplifient notablement :

$$\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} [F_G^\nu + F_D^\nu(1-y)^2 + F_L^\nu(1-y)] \tag{I,D,6}$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} [F_D^{\bar{\nu}} + F_G^{\bar{\nu}}(1-y)^2 + F_L^{\bar{\nu}}(1-y)] \tag{I,D,7}$$

Cette écriture est particulièrement utile lorsque l'on veut interpréter les fonctions de structure dans le modèle des quarks-partons.

Une quantité importante au niveau théorique est le rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse.

$$R = \sigma_L/\sigma_T = (W_2/W_1)(1 + \nu^2/Q^2) - 1$$

ou en termes des fonctions F_1 et F_2 (Cf. (I,C,1)) :

$$R = (F_2/2xF_1) (1 + Q^2/\nu^2) - 1$$

Cette quantité est un indicateur du spin des constituants des hadrons, comme nous le verrons dans le prochain paragraphe.

E - LE MODELE DES QUARKS-PARTONS

C'est également en 1969 qu'a été développé sous l'impulsion de Feynman [I.5], puis de Bjorken et Paschos [I.6], le modèle des partons. Nous ne décrirons pas en détail les bases de ce modèle que l'on peut trouver bien décrites dans les références [I.7]. Tout au plus nous bornerons nous à rappeler les points principaux. Nous établirons ensuite l'expression de la section efficace neutrino-parton puis celle de la section efficace neutrino-nucléon.

Avant toute chose, il est utile de préciser pourquoi nous introduisons ici ce modèle. Nous avons vu précédemment que la section efficace différentielle neutrino-nucléon fait intervenir 3 fonctions de structure F_1, F_2, F_3 , ou F_D, F_G, F_L . De même pour la diffusion d'antineutrinos. Il s'agit donc de déterminer 6 fonctions, ce qui sur la base de la dépendance en y des sections efficaces est relativement malaisé, malgré la précision expérimentale actuelle. De plus, la quantité déterminée expérimentalement est la section efficace sur fer et non sur nucléon. Le modèle des quarks-partons permet, moyennant des hypothèses raisonnables, d'effectuer la détermination des fonctions de façon simple.

1) Les bases du modèle.

- On considère le nucléon constitué de particules ponctuelles - les partons - de spin 0 ou 1/2. Le nucléon d'impulsion "infinie" est formé d'un gaz de partons libres se déplaçant dans la même direction que le nucléon, d'impulsion transverse limitée à quelques centaines de MeV.
- La section efficace lepton-nucléon est la somme incohérente d'interactions lepton-parton pondérées par la probabilité de trouver lesdits partons dans le nucléon.

On étudie la collision élastique du vecteur de l'interaction, ici le $W^\pm$, et du parton dans le repère "mur de briques" (repère de Breit). Dans ce repère, la fraction ξ d'impulsion du nucléon portée par le parton qui intervient dans la diffusion est égale à la variable de Bjorken x .

En négligeant l'impulsion transverse des partons, si les partons ont un spin $1/2$, on aura $\sigma_L \rightarrow 0$ et $R \rightarrow 0$. Dans ce cas, à la limite $Q^2 \rightarrow \infty$, la relation de Callan - Gross est vérifiée :

$$F_2(x) = 2xF_1(x)$$

Dans le cas de partons de spin entier, on aura $R \rightarrow \infty$. La faible valeur observée expérimentalement en diffusion de leptons neutres ou chargés (Cf. Chapitre 2) montre donc que les partons sensibles à l'interaction sont principalement des objets de spin $1/2$, avec toutefois une petite contribution possible d'objets de spin 0.

On identifie les partons aux quarks proposés en 1964 par Gell Mann et Zweig pour expliquer la spectroscopie des hadrons. Cependant, contrairement à ceux-ci qui sont considérés comme des particules de masse définie, les partons ont un domaine de masse effective compris entre 0 et la masse du nucléon. Pour cette étude, nous nous limiterons à un modèle à quatre quarks dans le cadre du modèle standard et du mécanisme de Glashow - Iliopoulos - Maiani [1.8].

2) Section efficace neutrino-parton de spin $1/2$.

Nous allons maintenant déterminer la section efficace élémentaire neutrino - parton. Nous utilisons pour cela une approche naïve basée sur une analogie avec le processus :

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$

La section efficace est donnée par :

$$d\sigma/d\Omega^* = G^2 S / (2\pi)^2 \quad (I,E,1)$$

avec $S = (K+P)^2 = 2 K P = 2 m_e E_\nu$

Exprimé en fonction de la variable y on a :

$$d\sigma/dy = G^2 S / \pi \quad (I,E,2)$$

Dans le cas de la diffusion neutrino-parton de fraction d'impulsion ξ , on aura :

$$d\sigma/dy (\nu\text{-parton}) = (G^2 S / \pi) \xi \quad (I,E,3)$$

et dans le cas de la diffusion d'antineutrino, la section efficace s'écrit :

$$d\sigma/dy (\bar{\nu}\text{-parton}) = (G^2 S / \pi) \xi (1-y)^2 \quad (I,E,4)$$

Le terme $(1-y)^2$ est égal à $[(1+\cos\theta^*)/2]^2$ où θ^* est l'angle de diffusion dans le centre de masse. Il provient du fait que l'antineutrino droit interagissant avec un parton gauche, le spin total est 1 et la diffusion est anisotrope.

Le rapport des sections efficaces totales obtenues par intégration sur y est alors :

$$\sigma(\bar{\nu} - \text{parton}) / \sigma(\nu - \text{parton}) = 1/3 \quad (I,E,5)$$

Or expérimentalement ce rapport est très proche de 1/2. Ceci amène à l'introduction d'antipartons provenant de paires parton-antiparton présentes dans les hadrons. Le proton par exemple ne sera pas constitué uniquement des quarks u u d dits "de valence" car ils lui donnent ses nombres quantiques, mais également d'une "mer" de quarks. Dans notre modèle à quatre quarks, si l'interaction se produit sur un quark étrange ou

charmé, celui-ci ne pourra provenir que de la mer. Une expérience comme la nôtre permet de déterminer les proportions relatives de "valence" et de "mer" dans le nucléon.

La section efficace neutrino-antiparton s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dy} (\nu\text{-antiparton}) = \frac{G^2 S}{\pi} \xi (1-y)^2 \quad (I,E,6)$$

Ainsi que nous l'avons mentionné, la fraction d'impulsion ξ s'identifie à la variable de Bjorken $x = Q^2/2M\nu$. Il en résulte que seuls les partons ayant $\xi = Q^2/2M\nu$ contribueront à la section efficace. On peut écrire:

$$\frac{d^2\sigma}{d\xi dy} (\nu\text{-parton}) = \frac{G^2 S}{\pi} \xi \delta\left(\xi - \frac{Q^2}{2M\nu}\right) \quad (I,E,7)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\xi dy} (\nu\text{-antiparton}) = \frac{G^2 S}{\pi} \xi (1-y)^2 \delta\left(\xi - \frac{Q^2}{2M\nu}\right) \quad (I,E,8)$$

3) Section efficace neutrino-nucléon.

Désignons par $f_i(\xi)$ [$\bar{f}_i(\xi)$] la probabilité de trouver un parton [antiparton] de spin 1/2 de saveur i emportant la fraction ξ de l'impulsion longitudinale du nucléon. La section efficace de diffusion inélastique s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy} \nu N &= \sum_i \int_0^1 f_i(\xi) \frac{d^2\sigma}{d\xi dy} (\nu\text{-parton}) d\xi \\ &+ \sum_i \int_0^1 \bar{f}_i(\xi) \frac{d^2\sigma}{d\xi dy} (\nu\text{-antiparton}) d\xi \end{aligned} \quad (I,E,9)$$

En remplaçant (I,E,7) et (I,E,8) dans (I,E,9) et en effectuant l'intégration sur ξ , on obtient la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} \nu N = \frac{G^2 S}{\pi} \left[\sum_i x f_i(x) + \sum_i x \bar{f}_i(x) (1-y)^2 \right] \quad (I,E,10)$$

Le calcul analogue dans le cas de la diffusion d'antineutrinos donne:

$$\frac{d^2 \sigma_{\bar{\nu}N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{\pi} \left[\sum_i x \bar{f}_i(x) + \sum_i x f_i(x)(1-y)^2 \right] \quad (I,E,11)$$

Si maintenant nous supposons que les partons se couplent aux bosons de jauge de la même façon que les quarks, c'est-à-dire purement V-A, seuls les partons d'hélicité gauche seront couplés. Dans notre modèle simple à 4 quarks, il suffit du seul angle de Cabibbo θ_c pour décrire le mélange apparaissant dans les doublets gauches. Les différentes contributions aux réactions νp et $\bar{\nu} p$ sont données dans la table I.1. Dans la suite on définira les probabilités de trouver un parton de saveur déterminée dans un proton ; les sections efficaces ν -n et $\bar{\nu}$ -n seront donc obtenues à partir des précédentes par rotation d'isospin, c'est-à-dire l'échange $u \longleftrightarrow d$.

Jusqu'à maintenant nous n'avons considéré que les contributions d'objets de spin 1/2. Nous désignerons par $q_L(x)$ la probabilité de trouver un parton de spin 0 portant la fraction x de l'impulsion du nucléon. La diffusion ayant alors lieu dans un état de spin 1/2, la section efficace (ν -parton de spin 0) fait intervenir un facteur $(1+\cos\theta^*)/2$ soit $(1-y)$. Pour tenir compte de cette contribution nous devons ajouter un terme :

$$x q_L(x)(1-y)$$

aux termes entre crochets des deux expressions précédentes.

Réaction	Contribution à $d\sigma/dy$
$\nu d \rightarrow \mu^- u$	$2x d(x) \cos^2 \theta_c$
$\nu d \rightarrow \mu^- c$	$2x d(x) \sin^2 \theta_c$
$\nu s \rightarrow \mu^- u$	$2x s(x) \sin^2 \theta_c$
$\nu s \rightarrow \mu^- c$	$2x s(x) \cos^2 \theta_c$
$\nu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}$	$2x \bar{u}(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\nu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{s}$	$2x \bar{u}(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\nu \bar{c} \rightarrow \mu^- \bar{d}$	$2x \bar{c}(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\nu \bar{c} \rightarrow \mu^- \bar{s}$	$2x \bar{c}(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ \bar{d}$	$2x u(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ \bar{s}$	$2x u(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} c \rightarrow \mu^+ \bar{d}$	$2x c(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} c \rightarrow \mu^+ \bar{s}$	$2x c(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} s \rightarrow \mu^+ \bar{c}$	$2x \bar{s}(x) \cos^2 \theta_c$
$\bar{\nu} s \rightarrow \mu^+ \bar{u}$	$2x \bar{s}(x) \sin^2 \theta_c$
$\bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{c}$	$2x \bar{d}(x) \sin^2 \theta_c$
$\bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{u}$	$2x \bar{d}(x) \cos^2 \theta_c$

Table I.1 : Contributions des différentes réactions à la section efficace.

4) *Interprétation des fonctions de structure dans ce modèle.*

Avant d'effectuer cette interprétation, il faut remarquer que les transitions qui produisent le quark charmé ne doivent être comptées que si la diffusion a lieu au dessus du seuil de production du charme.

Nous allons donc considérer 2 régimes.

a) en dessous du seuil de production du charme. Nous nous placerons de plus dans l'approximation $\sin^2 \theta_c = 0$ et nous négligerons la mer charmée :

$$\text{alors : } \frac{d^2 \sigma^{\nu p}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{\pi} [x d(x) + x \bar{u}(x)(1-y)^2 + x q_L(x)(1-y)] \quad (I,E,13)$$

$$\text{et : } \frac{d^2 \sigma^{\nu n}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{\pi} [x u(x) + x \bar{d}(x)(1-y)^2 + x q_L(x)(1-y)]$$

la section efficace "isoscalaire" définie par :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{1}{2} \left[\frac{d^2 \sigma^{\nu p}}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma^{\nu n}}{dx dy} \right] \quad (I,E,14)$$

s'écrit :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{2\pi} \left[x[u(x)+d(x)] + x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right] \quad (I,E,15)$$

de même pour la diffusion d'antineutrinos :

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{2\pi} \left[x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)] + x[u(x)+d(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right] \quad (I,E,16)$$

L'identification à l'expression (I,C,2) des sections efficaces en termes des fonctions F_1, F_2, F_3 (en négligeant le terme $M_{xy}/2E$ qui n'apparaît pas dans le modèle des partons et qui est de l'ordre de Q^2/ν^2) montre que les fonctions de structure sont identiques dans les cas de diffusion de neutrino et d'antineutrino :

$$2xF_1^{\nu} = 2xF_1^{\bar{\nu}} = x[u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x)]$$

$$F_2^{\nu} = F_2^{\bar{\nu}} = x[u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + q_L(x)] \quad (I,E,17)$$

$$xF_3^{\nu} = xF_3^{\bar{\nu}} = x[u(x) + d(x) - \bar{u}(x) - \bar{d}(x)]$$

b) au dessus du seuil de production du charme. Sans faire l'approximation du a), les sections efficaces s'écrivent :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu p}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{\pi} \left[x[d(x)+s(x)] + x[\bar{u}(x)+\bar{c}(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right] \quad (I,E,18)$$

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu n}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{\pi} \left[x[u(x)+s(x)] + x[\bar{d}(x)+\bar{c}(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right] \quad (I,E,19)$$

Les sections efficaces isoscalaires s'écrivent maintenant :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{2\pi} \left[x[u(x)+d(x)+2s(x)] + x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)+2\bar{c}(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right] \quad (I,E,20)$$

et :

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{2\pi} \left[x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)+2\bar{s}(x)] + x[u(x)+d(x)+2c(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right] \quad (I,E,21)$$

Définissons $q(x)$ (resp. $\bar{q}(x)$) comme le nombre total de quarks (resp. antiquarks) d'impulsion comprise entre x et $x+dx$:

$$q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x)$$

Les sections efficaces se réécrivent alors :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{\pi} x \left[q(x) + (s(x) - c(x)) + [\bar{q}(x) - (s(x) - c(x))](1-y)^2 + q_L(1-y) \right] \quad (I,E,22)$$

et :

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{\pi} x \left[\bar{q}(x) + (\bar{s}(x) - \bar{c}(x)) + [q(x) - (s(x) - c(x))](1-y)^2 + q_L(1-y) \right] \quad (I,E,23)$$

L'identification à (I,C,2) permet d'exprimer les fonctions de structure :

$$2xF_1^\nu = 2xF_1^{\bar{\nu}} = x[u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2s(x) + 2\bar{c}(x)]$$

$$F_2^\nu = F_2^{\bar{\nu}} = x[u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2s(x) + 2\bar{c}(x) + q_L(x)]$$

$$xF_3^\nu = x[u(x) + d(x) - \bar{u}(x) - \bar{d}(x) + 2s(x) - 2\bar{c}(x)]$$

$$xF_3^{\bar{\nu}} = x[u(x) + d(x) - \bar{u}(x) - \bar{d}(x) + 2c(x) - 2\bar{s}(x)]$$

Cette fois $xF_3(\nu-N)$ et $xF_3(\bar{\nu}-N)$ diffèrent. Toutefois les contributions de s et c sont à priori petites et on définira les trois fonctions de structure comme les moyennes des fonctions de structure correspondantes dans les cas ν et $\bar{\nu}$. Elles s'identifient alors aux distributions de quarks de la façon suivante :

$$\begin{aligned} 2xF_1(x) &= x[q(x) + \bar{q}(x)] \\ F_2(x) &= x[q(x) + \bar{q}(x) + q_L(x)] \\ xF_3(x) &= x[q(x) - \bar{q}(x)] \end{aligned} \quad (I,E,24)$$

Présenté ainsi, on pourrait penser que d'une part il existe une discontinuité au voisinage du seuil de production du charme, d'autre part l'invariance d'échelle n'est plus vérifiée puisqu'on ne se trouve pas encore dans la région de diffusion profondément inélastique par rapport aux particules charmées. En fait, la production de charme représente une très petite partie de la section efficace, de sorte que les violations d'invariance d'échelle dues à la production de charme sont minimales dans la plus grande partie du domaine cinématique des expériences actuelles. Nous discutons dans l'appendice B un modèle d'excitation des saveurs lourdes qui modifie l'identification que nous venons de donner ; il sera utilisé au chapitre 9.

5) Remarques.

Il faut remarquer que le modèle des partons a un sens lorsque $Q^2/\nu^2 \rightarrow 0$ et qu'il n'existe pas de prescription précise sur le traitement des termes Q^2/ν^2 .

Nous avons utilisé au dessus du seuil de production de charme, l'interprétation (I,E,24). Néanmoins, une autre interprétation, par exemple :

$$\begin{aligned}x(q - \bar{q}) &= xF_3 \sqrt{1 + Q^2/\nu^2} \\x(q + \bar{q}) &= 2xF_1 \\x(q + \bar{q} + q_L) &= F_2 (1 + Q^2/\nu^2)\end{aligned}$$

serait valable. Dans le domaine cinématique de notre expérience, les termes en Q^2/ν^2 sont parfois importants et l'interprétation choisie peut jouer un rôle sur la valeur donnée aux distributions de quarks.

De la même façon, on peut remarquer que lorsque $Q^2/\nu^2 \rightarrow 0$ la distribution $xq_L(x)$ qui mesure la différence entre F_2 et $2xF_1$ coïncide avec la fonction de structure longitudinale $F_L(x)$.

Pour terminer cette présentation du modèle des quarks-partons, signalons que de nombreuses règles de somme ont été établies et peuvent être testées expérimentalement : Adler, Gross-Llewellyn Smith, Gottfried.

Enfin, le modèle simple des partons tel que nous l'avons présenté est une approximation qui doit être corrigée pour tenir compte des interactions fortes entre les partons dans le cadre de la chromodynamique quantique par exemple.

F - TEST DE LA CHARGE CARREE MOYENNE DES QUARKS

1) Section efficace.

Si l'on étudie la diffusion inélastique de leptons chargés, le calcul des sections efficaces est sensiblement simplifié. Le processus dominant aux énergies incidentes accessibles actuellement dans les expériences de cible fixe est l'interaction électromagnétique décrite au premier ordre de la théorie par l'échange d'un photon suivant le diagramme de la figure I.2.

Nous nous bornerons à rappeler les résultats.

Dans $W_{\alpha\beta}^{em}$, les termes W_4 et W_5 sont contraints par l'invariance de jauge, W_3 et W_6 ne sont pas présents car l'interaction électromagnétique est invariante par parité. On trouve :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (I,F,1)$$

et en fonction de x, y et des fonctions invariants d'échelle :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi EM\alpha^2}{Q^4} \left[xy^2 F_1^{em}(x) + \left[1-y - \frac{Mxy}{2E} \right] F_2^{em}(x) \right] \quad (I,F,2)$$

La comparaison de ces expressions à (I,B,3) et (I,C,2) montre la grande similitude qui existe entre les diffusions de leptons neutres et de leptons chargés.

2) Interprétation dans le modèle des quarks-partons.

Cette similitude se poursuit lorsque l'on interprète les fonctions de structure électromagnétiques dans le modèle des quarks-partons. Par analogie avec la diffusion d'électrons sur des objets ponctuels de spin 1/2,

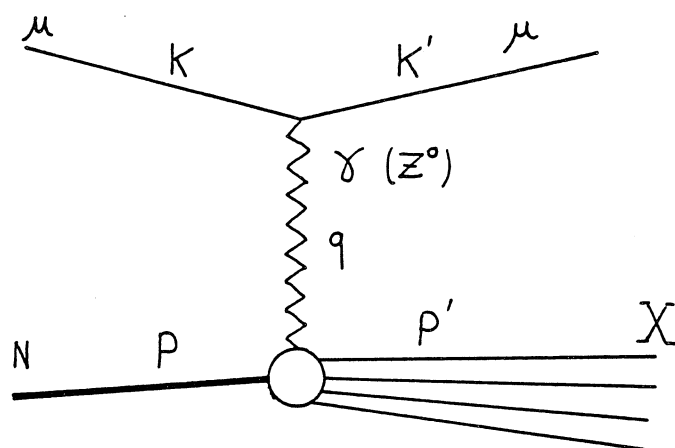


Figure I.2. Diffusion profondément inélastique $\mu N \rightarrow \mu X$.

les fonctions de structure électron-parton sont proportionnelles au carré de la charge du parton. On donne au parton la charge du quark.

Les fonctions de structure électron-nucléon sont obtenues à partir des fonctions de structure e-p et e-n.

$$2xF_1^{eP}(x) = \frac{4}{9}x[u(x)+\bar{u}(x)+c(x)+\bar{c}(x)] + \frac{1}{9}x[d(x)+\bar{d}(x)+s(x)+\bar{s}(x)]$$

$$2xF_1^{en}(x) = \frac{4}{9}x[d(x)+\bar{d}(x)+c(x)+\bar{c}(x)] + \frac{1}{9}x[u(x)+\bar{u}(x)+s(x)+\bar{s}(x)] \quad (I,F,3)$$

d'où :

$$2xF_1^{eN}(x) = \frac{5}{18} x [q(x)+\bar{q}(x)] - \frac{3}{18} x [s(x)+\bar{s}(x)-c(x)-\bar{c}(x)] \quad (I,F,4)$$

On peut comparer cette expression à (I,E,24) au dessus du seuil de production du charme :

$$2xF_1^{\nu N} = x[q(x) + \bar{q}(x)]$$

Il vient alors :

$$2xF_1^{eN}(x) = \frac{5}{18} 2xF_1^{\nu N}(x) \left[1 - \frac{3}{5} \frac{s+\bar{s}-c-\bar{c}}{q+\bar{q}} \right] (x) \quad (I,F,5)$$

Le facteur 5/18 qui intervient entre les deux fonctions de structure est la charge carrée moyenne des quarks. Le facteur multiplicatif dans le membre de droite dépend de la proportion de mer étrange et charmée. C'est donc une faible correction qui est au maximum de l'ordre de 10 % à bas x. Expérimentalement, la relation (I,F,5) est assez bien vérifiée dans les limites de la précision actuelle.

G - CONTRIBUTIONS DES PROCESSUS RADIATIFS

Pour extraire les fonctions de structure, il nous faut connaître la section efficace du processus que nous avons étudié jusqu'ici : l'échange d'un simple boson virtuel. Notons $d^2\sigma^{\text{Born}}/dx dy$ cette section efficace à l'ordre le plus bas.

Toutefois, le muon de l'état final par exemple peut émettre un photon réel au vertex. Dans ce cas, notre appareillage ne permettant pas de mesurer l'énergie du photon seul, l'angle et l'impulsion du muon mesurés ne correspondront pas à leur vraie valeur au vertex W-leptons. Pour être plus précis, il faut considérer les contributions des différents diagrammes de la figure I.4.

Les erreurs des expériences à haute statistique sont actuellement plus petites que les corrections induites par les radiations de photons et il importe d'en tenir compte.

On peut décrire qualitativement comment la section efficace est modifiée par ces radiations. Par exemple, lorsque le muon de l'état final émet un photon colinéaire à son impulsion (correction dominante), et pour un angle de diffusion donné, il y aura migration des événements à des valeurs d'énergie du muon plus faibles. Le nombre d'événements, et donc la section efficace observée seront surestimés à grand y et sous-estimés à bas y . De même ils seront sous-estimés à grand x et surestimés à petit x .

Le calcul de ces corrections a été effectué par De Rujula et al., [I.11] d'une façon qui ne dépend pas du modèle des quarks-partons. Les diagrammes dans lesquels les photons ne sont attachés qu'à des leptons (resp. hadrons) seront dénommés corrections de ligne leptonique (resp. hadronique). Un diagramme d'interférence contient un photon attaché à un lepton et à un hadron ou un boson W.

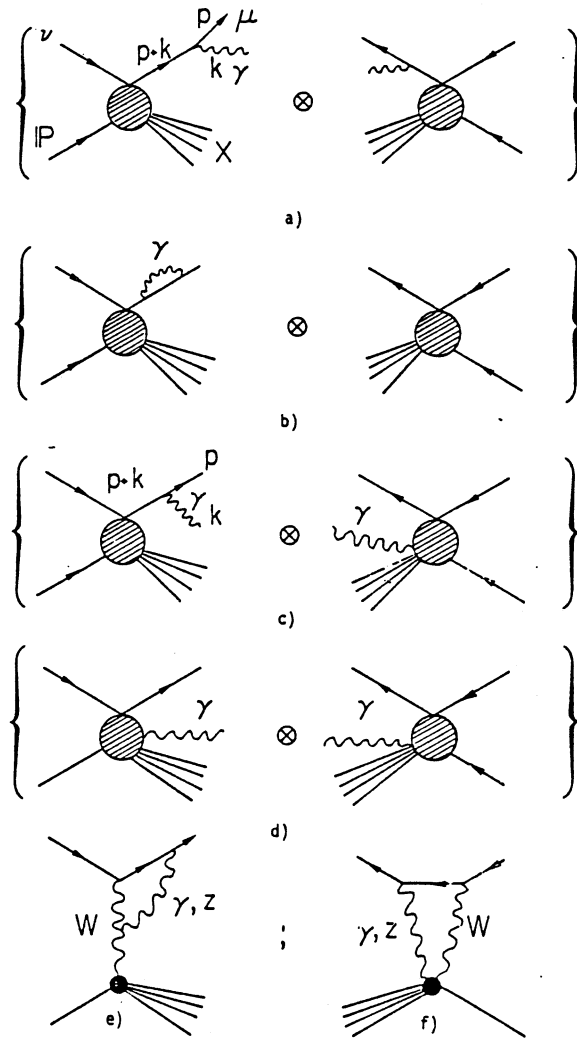


Figure I.3. Diagrammes considérés dans le calcul des corrections radiatives.

a), b) : corrections de ligne leptonique.

c), e), f) : diagrammes d'interférence.

d) : correction de ligne leptonique.

Les corrections de ligne leptonique se "factorisent" en ce sens que la correction dominante ne dépend que de la distribution en impulsion du muon sortant. Cette factorisation est définie par analogie avec les processus à grand transfert (Drell-Yann) dans lesquels la section efficace ne dépend que des distributions d'impulsion des quarks et des gluons. L'argument tient également pour la ligne hadronique.

La factorisation n'est en fait pas valable puisque ni l'ensemble des corrections de ligne leptonique, ni l'ensemble des corrections de ligne hadronique ne forme un ensemble invariant de jauge.

Néanmoins, De Rujula et al., [I.11] ont montré que, dans une jauge quelconque, les contributions des diagrammes d'interférence pouvaient être incluses dans les corrections de ligne leptonique et hadronique si on se limite à l'approximation des logarithmes dominants. Cette approximation est à l'ordre :

$$\propto \ln(Q^2/M_\mu^2) \quad \text{et} \quad \propto \ln(Q^2/M_{\text{quark}}^2)$$

Si l'on redéfinit la section efficace inclusive $\nu + N \rightarrow \mu + X$ où X comprend maintenant les hadrons et les photons émis sur la ligne hadronique, il est possible de s'affranchir des corrections de la ligne hadronique. La correction s'écrit alors sous forme approchée :

$$\frac{d^2 \sigma_{\text{Observé}}}{dx dy} = \frac{d^2 \sigma_{\text{Born}}}{dx dy} + \frac{\alpha}{2\pi} \ln \left(\frac{2ME_\nu}{m_\mu^2} \right) F \left(\frac{d^2 \sigma_{\text{Born}}}{dx dy} \right)$$

où la fonction F intègre la section efficace différentielle sur l'énergie qu'avait le muon avant radiation du photon.

Définissons Δ :

$$\Delta = \frac{\frac{d^2 \sigma_{\text{Observé}}}{dx dy} - \frac{d^2 \sigma_{\text{Born}}}{dx dy}}{\frac{d^2 \sigma_{\text{Born}}}{dx dy}}$$

alors la correction sera :

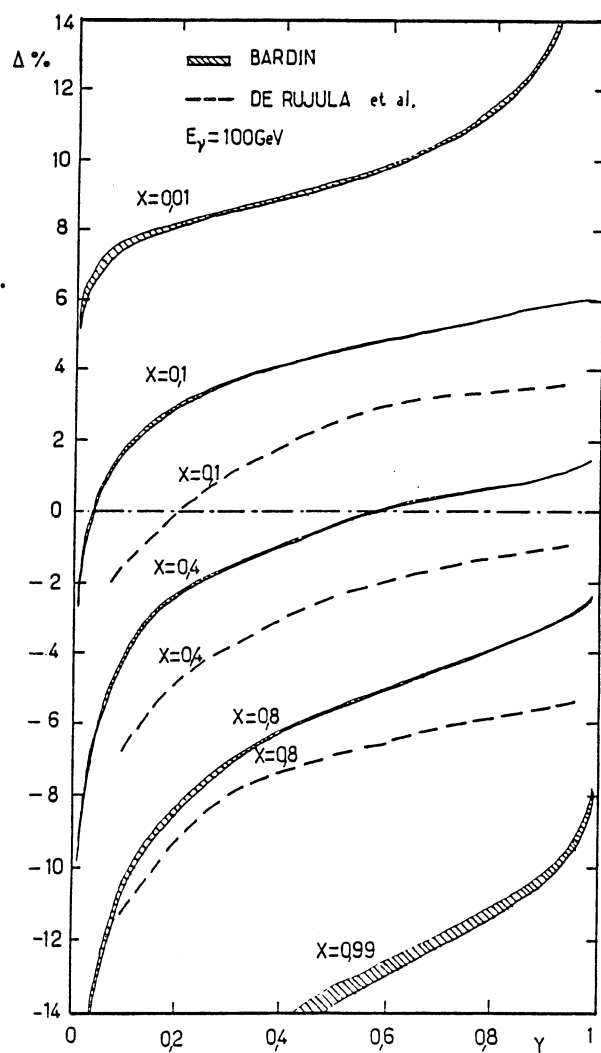


Figure I.4. Comparaisons des corrections radiatives de Bardin sur la section efficace différentielle $\nu N \rightarrow \mu X$ à celles de De Rujula et al pour différentes valeurs de x à $E_\nu = 100 \text{ GeV}$.

$$\frac{d^2 \sigma^{\text{Born}}}{dx dy} = \frac{d^2 \sigma^{\text{Observé}}}{dx dy} / (1 + \Delta)$$

Si les corrections sont importantes, la détermination de $d^2 \sigma^{\text{Born}}/dx dy$ doit se faire de façon itérative. Dans les faits, cette correction étant rarement supérieure à 10 % , l'itération n'est pas justifiée.

Ces corrections peuvent simuler des violations de l'invariance d'échelle, mais si les prédictions de la chromodynamique quantique sont exactes, les violations induites par les interactions fortes sont beaucoup plus grandes que les violations apparentes introduites par les corrections électromagnétiques ($\alpha \ln Q^2 \ll \alpha_s$ dans le domaine d'énergie actuel).

Plus récemment, Bardin et al., [I.12] ont proposé un traitement complet des corrections radiatives électrofaible à l'ordre le plus bas, une boucle, en utilisant cette fois le modèle des quarks partons. Le calcul des corrections nécessite une connaissance préalable des distributions de quarks.

Il a été montré [I.14] que les corrections trouvées dépendaient très peu du jeu de fonctions de structure initialement employé [I.13] ainsi que des masses des quarks. Ces corrections qui font intervenir les corrections sur les lignes de quarks sont différentes de celles de De rujula et al définies pour une réaction "électromagnétiquement inclusive" ; de fait la comparaison directe de ces corrections et de celles obtenues dans l'approximation des logarithmes dominants montre des différences allant jusqu'à 3 % de la section efficace à $x = 0,1$ (figure I.4) et 5 % à $x = 0,01$.

H - INTERPRETATION DES VIOLATIONS D'INVARIANCE D'ECHELLE

1) Introduction.

Dans le modèle naif des quarks-partons, l'invariance d'échelle est stricte. Expérimentalement les fonctions de structure varient avec x mais aussi avec Q^2 . Les violations du "scaling" de Bjorken sont observées depuis près d'une décennie (Cf. chapitre 2). Le cadre théorique dans lequel nous nous sommes placés est donc trop étroit et les hypothèses du modèle :

- L'impulsion transverse des partons est limitée.
- Il n'y a pas d'interaction entre les partons.
- Toutes les masses sont négligées.

sont a priori trop simples pour permettre une description réaliste des phénomènes observés.

Les théories d'interactions fortes qui prennent en compte les interactions entre partons permettent d'apporter des corrections à notre modèle naif. La chromodynamique quantique (QCD) en particulier semble être le candidat le plus apte à décrire ces interactions en raison de l'accord satisfaisant obtenu avec les distributions expérimentales dans différents domaines.

Nous allons donner un aperçu intuitif de cette théorie, une description plus complète pouvant être trouvée dans les revues existantes [I.15].

2) Aperçu de la chromodynamique quantique.

QCD est une théorie de jauge locale sur le groupe non-abélien SU(3) de couleur, renormalisable. Les quarks portent une charge dite de couleur qui est la source du champ d'interaction entre eux. Les quarks sont des triplets de couleur et les quantas de champ sont les huit gluons vectoriels, colorés également ; de ce fait le couplage des gluons entre eux est possible. Ceci donne à la chromodynamique quantique la propriété de "liberté asymptotique", c'est-à-dire que l'intensité du couplage effectif décroît lorsque Q^2 augmente.

Cette propriété justifie le calcul en perturbation des amplitudes de transition. La réduction des divergences qui interviennent dans ces calculs par une renormalisation de la théorie amène une redéfinition de la constante de couplage g .

Au premier ordre, la constante de couplage $\alpha_S^0(Q^2)$ s'écrit :

$$\alpha_S^0(Q^2) = \frac{\bar{g}(Q^2)}{4\pi} = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln Q^2/\Lambda^2} \quad (I,H,1)$$

où : $\beta_0 = 11 - 2/3 N_f$

N_f = nombre de saveurs excitées à la valeur de Q^2 considérée.

et au deuxième ordre :

$$\alpha_S(Q^2) = \alpha_S^0(Q^2) \left[1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln \ln Q^2/\Lambda^2}{\ln Q^2/\Lambda^2} \right] \quad (I,H,2)$$

avec : $\beta_1 = 102 - 38/3 N_f$

Le paramètre d'échelle Λ doit être déterminé expérimentalement ; Λ est d'autant plus grand que les violations d'invariance d'échelle observées sont fortes. Il peut être déterminé notamment dans les interactions e^+e^- , $p\bar{p}$ et en diffusion profondément inélastique.

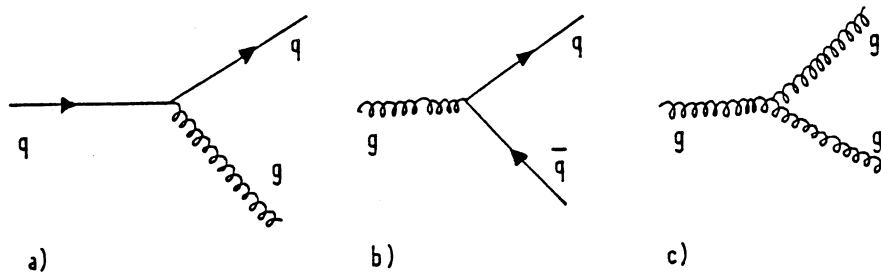


Figure I.5. Processus fondamentaux de QCD.

- a) Bremsstrahlung de gluon.
- b) Production de paires $q\bar{q}$ par un gluon.
- c) Vertex à trois gluons.

3) Les équations d'évolution.

La forme des violations d'invariance d'échelle peut se calculer grâce à la théorie des perturbations. On peut les interpréter de la façon suivante : lorsqu'on augmente Q^2 , le pouvoir de résolution de la sonde augmente et l'on peut résoudre la structure du nucléon à une échelle plus petite. Ainsi, on peut "voir" des quarks et des gluons dans les quarks, des paires quark-antiquark ou gluon-gluon dans les gluons.

Les processus fondamentaux sont schématisés sur la figure (I,5). Ils interviennent pour nous par des diagrammes du type de celui représenté sur la figure (I,6) qui sont des corrections radiatives "fortes".

La dépendance en Q^2 est différente pour les quarks de valence et de la mer. Les quarks de valence ne participent qu'au processus de Bremsstrahlung de gluon en raison de la conservation du nombre baryonique. Ils perdent donc de plus en plus d'impulsion et la donnent aux gluons lorsque Q^2 augmente ; la distribution de la valence se déplace dans ce cas vers les petits x . De même lorsque Q^2 croît la création de paires de quarks est observée à plus petit x .

L'évolution des distributions de partons en fonction de Q^2 est décrite par les équations d'Altarelli - Parisi [I,16] qui s'écrivent au premier ordre en α_s :

$$Q^2 \frac{dq_i(x, Q^2)}{dQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_i(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \quad (I, H, 3)$$

$$Q^2 \frac{dg(x, Q^2)}{dQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_{i=1}^{2N_f} q_i(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \quad (I, H, 4)$$

Les fonctions de dédoublement $P_{ij}(x/y)$ donnent la probabilité qu'un parton j de fraction d'impulsion x provienne d'un parton i de fraction d'impulsion y . Elles s'écrivent explicitement :

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)+} \right] + 2\delta(1-z)$$

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

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z}$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{z}{(1-z)+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) + \left[\frac{11}{12} - \frac{N_f}{18} \right] \delta(1-z) \right]$$

où la distribution $1/(1-z)+$ est définie par :

$$\int_0^1 \frac{f(z)}{(1-z)+} dz = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}$$

avec $f(z)$ fonction quelconque régulière aux bornes.

L'interprétation graphique des équations d'Altarelli-Parisi à l'aide des processus fondamentaux est indiquée sur la figure (I,7).

Notons que l'évolution de la distribution des quarks de valence (xF_3) est plus simple que l'évolution de la distribution de tous les quarks (F_2) puisqu'elle ne fait pas intervenir la distribution des gluons. Elle permet donc a priori une mesure directe de $\alpha_s(Q^2)$ ou la détermination du paramètre Λ .

QCD fournit également une prédiction absolue pour la fonction de structure longitudinale [I,17] :

$$F_L[x, Q^2] = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\frac{x}{y} \right]^2 \left[\frac{4}{3} F_2[y, Q^2] + 2a \left[1 - \frac{x}{y} \right] y g[y, Q^2] \right]$$

avec : $a = \sum_q e_q^2$ en diffusion $l^\pm N$

$a = N_f$ en diffusion νN .

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} q_i(x, Q^2) &= \text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} \\
 \frac{d}{dt} g(x, Q^2) &= \sum_i \text{Diagram 3} + \text{Diagram 4}
 \end{aligned}$$

Figure I.7 illustrates the graphical interpretation of the evolution equations for parton distribution functions. The first equation shows the evolution of the quark distribution $q_i(x, Q^2)$ as the sum of two diagrams: a quark splitting into a quark and a gluon, and a gluon splitting into a quark and an antiquark. The second equation shows the evolution of the gluon distribution $g(x, Q^2)$ as the sum over i of a quark splitting into a quark and a gluon, and a gluon splitting into two gluons.

Figure I.7. Interprétation graphique des équations d'évolution.

La fonction de structure longitudinale provient du calcul au premier ordre ; elle est nulle dans l'approximation des logarithmes dominants. Son origine est parfois interprétée comme l'impulsion transverse acquise par le quark lors de l'émission de gluons. La mesure de F_L est une contrainte sévère sur la distribution des gluons et peut être considérée comme un test de QCD perturbatif.

4) *Effet des opérateurs de rang élevé et de masse de cible.*

QCD perturbatif correspond au premier terme (rang 2) de l'expansion de Wilson des produits de courants [1,18]. Les autres termes qui correspondent à l'interaction avec un quark spectateur ou avec un diquark par exemple ne sont pas explicitement calculables mais on peut prévoir un comportement en $1/Q^2$ pour le rang 4, en $1/Q^4$ pour le rang 6, etc. Ces termes correctifs non perturbatifs sont importants à bas Q^2 et grand x . La précision expérimentale n'a pas encore permis la séparation des contributions de QCD perturbatif et des opérateurs de rang élevé.

D'autre part, on ne peut pas considérer que la masse de la cible M soit très petite devant le transfert Q^2 aux plus basses valeurs de Q^2 auxquelles se situent les mesures des expériences de diffusion profondément inélastique. Pour tenir compte de cet effet, on peut remplacer la variable x par la variable ξ définie par :

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2}}$$

qui tend vers x lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$ et modifier également la distribution de partons qui obéit à l'équation d'évolution (Cf chap XI).

Dans le domaine cinématique accessible expérimentalement, l'effet de masse de cible est également important à grand x et bas Q^2 .

Dans le but d'effectuer une confrontation des fonctions de structure avec les prédictions de QCD perturbatif, il est possible de s'affranchir des effets non perturbatifs des opérateurs de rang élevé ("higher

twists"), des productions de résonances, etc..., au moyen de coupures en Q^2 et W^2 .

CHAPITRE II : SITUATION EXPERIMENTALE

Nous allons maintenant donner un aperçu de la situation expérimentale telle qu'elle se présentait avant notre mesure.

Pour cela, nous ne considérerons que les expériences à haute statistique étudiant les diffusions de leptons neutres et chargés. Ceci limite notre étude aux expériences utilisant des détecteurs électroniques au détriment des expériences de chambre à bulles BEBC [II.1] ou à faible statistique WHPFOR [II,2].

Il nous paraît logique de commencer par décrire la situation en ce qui concerne $x F_3$ que seules les expériences de diffusion de neutrino peuvent mesurer. Ensuite nous décrirons la mesure de R puisque la connaissance de R est nécessaire à l'extraction de F_2 et $2xF_1$. Enfin nous comparerons les déterminations de F_2 dans les expériences de diffusion de leptons neutres et chargés.

A - PROLOGUE

Avant d'effectuer toute comparaison, il convient de clarifier deux points :

- Une comparaison de résultats ne peut se faire aveuglément : l'extraction des fonctions de structure nécessite des hypothèses explicites quant à la contribution des quarks étranges de la mer et de la partie longitudinale de la section efficace, implicites comme la

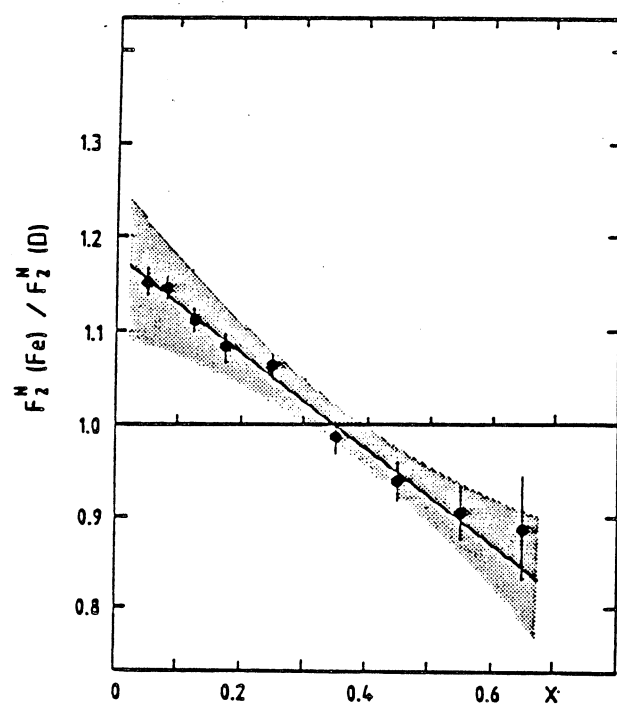


Figure II.1. Rapport des fonctions de structure du nucléon $F_2(\nu N)$ mesurées sur fer et deutérium par EMC en fonction de x . L'aire grisée indique l'effet des erreurs systématiques.

valeur de la section efficace totale qui normalise les fonctions de structure.

- Les expériences utilisent des cibles différentes, ce qui implique d'une part des corrections différentes dans le cas de non-isoscalarité, d'autre part la possibilité d'un "effet EMC". En mesurant la fonction F_2 par diffusion de muons sur différentes cibles, la collaboration EMC [II.3] a trouvé une différence notable dans la forme des distributions en x déterminées en diffusion μ - F_e et μD_2 (Fig. II.1). La différence observée à bas x n'a pas été confirmée par une réanalyse des données de SLAC [II.4] (Fig. II.2) ni par une analyse récente de la collaboration BCDMS [II.5] sur cible d'azote. En diffusion de neutrinos, la précision expérimentale atteinte n'est pas suffisante pour dire s'il existe là aussi un effet nucléaire [II.6] (Fig. II.3).

En conséquence, on ne peut comparer directement que des résultats d'expériences utilisant la même cible et faisant les mêmes hypothèses pour l'extraction des fonctions de structure. Nous allons voir que ces conditions sont malheureusement difficiles à réunir.

B - MESURE DE xF_3

Trois expériences de diffusion de neutrinos de haute énergie et à haute statistique ont récemment publié des mesures de xF_3 :

- 1) CDHS [II.7] en 1983 sur cible de fer
- 2) CHARM [II.8] en 1983 sur cible de marbre (CaCO_3)
- 3) CCFRR [II.9] en 1984 sur cible de fer.

CDHS et CCFRR utilisaient des faisceaux à bande étroite alors que CHARM utilisait un faisceau à bande large (Cf Chapitre III.A). Dans les

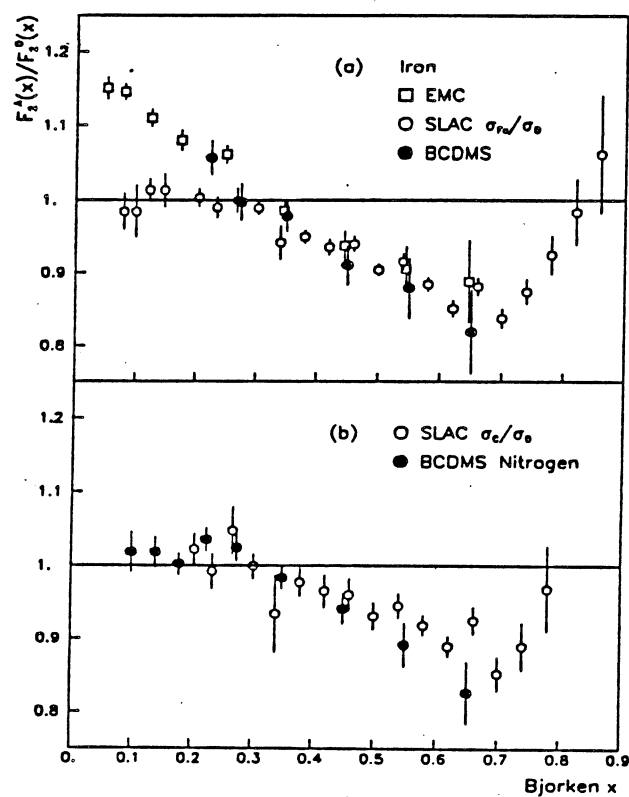


Figure II.2. Rapport des fonctions de structure en fonction de x .

- a) Resultats de EMC, SLAC E139, BCDMS sur le rapport $F_2(\text{fer})/F_2(\text{deutérium})$.
- b) Resultats de SLAC E139 et BCDMS sur $\sigma(\text{carbone})/\sigma(\text{deutérium})$ et $F_2(\text{azote})/F_2(\text{deutérium})$ respectivement.

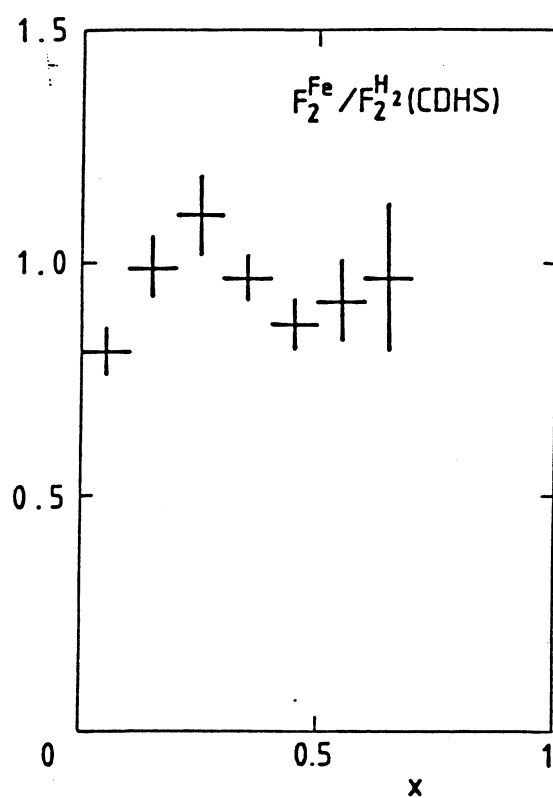


Figure II.3. Rapport des fonctions de structure du nucléon mesurées sur fer et hydrogène par CDHS en fonction de x .

trois cas, le nombre d'événements entrant dans l'analyse est supérieur à 100 000. Le détail des hypothèses utilisées est donné dans la Table II.1.

Expériences	CDHS 83	CCFR 84	CHARM 83
Modèle des Partons	$\bar{s} = 0,25 (\bar{u}+\bar{d})$ $\bar{c} = c = 0$	$\bar{s} = 0,25 (\bar{u}+\bar{d})$ $\bar{c} = c = 0$ Modèle d'excitation du charme ($m_c = 1,5 \text{ GeV}$)	$s-c = 0$
$R = \sigma_L/\sigma_T$	0,1	"QCD"	0,0
Mouvement de Fermi	non	non	oui
Corrections radiatives	De Rujula et al.,		
Normalisations (Unité $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$)			
σ^ν/E	0,62	0,669	0,604
$\sigma^{\bar{\nu}}/E$	0,30	0,34	0,301

Table II.1 : Détail des hypothèses utilisées pour l'extraction des fonctions de structure.

xF_3 est obtenu à partir de l'expression :

$$xF_3 = \frac{\pi}{G_{ME}^2} \left[\frac{d^2 \sigma^\nu}{dx dy} - \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} \right] \frac{1}{1-(1-y)^2} \quad (\text{II}, \text{B}, 1)$$

dans laquelle les sections efficaces sont sur cible nucléon et à l'approximation de Born.

Il est donc important de noter que la détermination de xF_3 est vierge d'hypothèses quant à R ou à la mer étrange. Par contre elle dépend évidemment des corrections radiatives, du contenu en nucléons de la cible

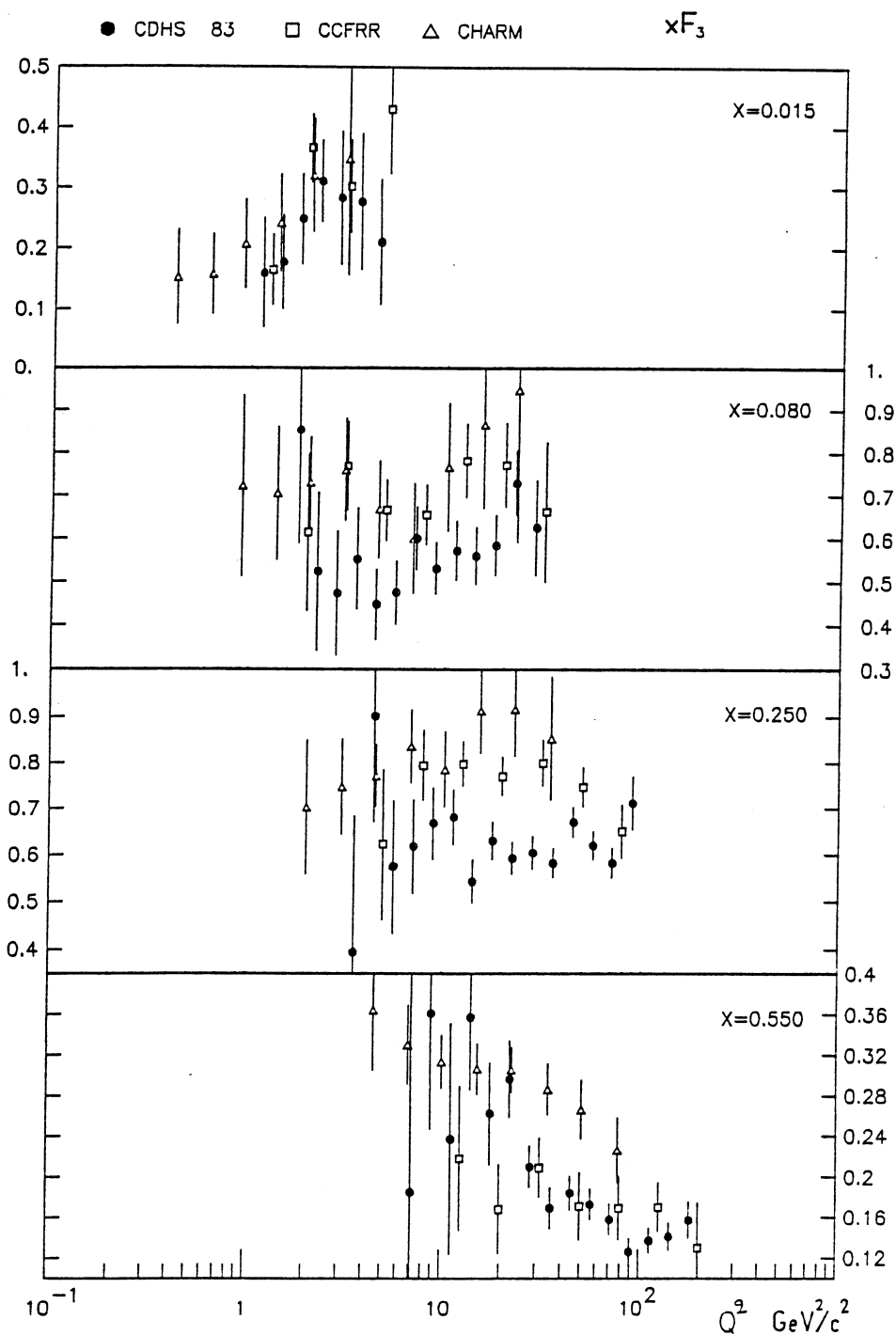


Figure II.4. Comparaison directe des valeurs de xF_3 mesurée par CDHS (83), CCFRR (84), CHARM (83).

et avant tout, de la section efficace totale. Les valeurs utilisées par les collaborations sont :

CDHS :	$\sigma(\nu N)/E = 0,62 \pm 0,04$
	$\sigma(\bar{\nu} N)/E = 0,30 \pm 0,02$
CHARM :	$\sigma(\nu N)/E = 0,604 \pm 0,032$
	$\sigma(\bar{\nu} N)/E = 0,301 \pm 0,018$
CCFR :	$\sigma(\nu N)/E = 0,669 \pm 0,024$
	$\sigma(\bar{\nu} N)/E = 0,34 \pm 0,02$

(II,B,2)

en unités $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$.

Les résultats ne sont donc à priori pas directement comparables. Toutefois nous avons regroupé pour 4 valeurs de x les évolutions en Q^2 de xF_3 données par chacune des expériences (Fig. II.4). Hormis les normalisations différentes, les évolutions sont loin d'être en accord. D'autre part il apparaît clairement que la précision expérimentale n'est pas suffisante pour permettre une étude quantitative des violations d'invariance d'échelle observées.

Un des buts de notre expérience est une réduction de ces erreurs expérimentales sur xF_3 .

C - MESURE DE $R = \sigma_L/\sigma_T$

R a été déterminé par les expériences de diffusion

- de neutrinos de haute énergie
- de muons de haute énergie
- d'électrons de basse énergie.

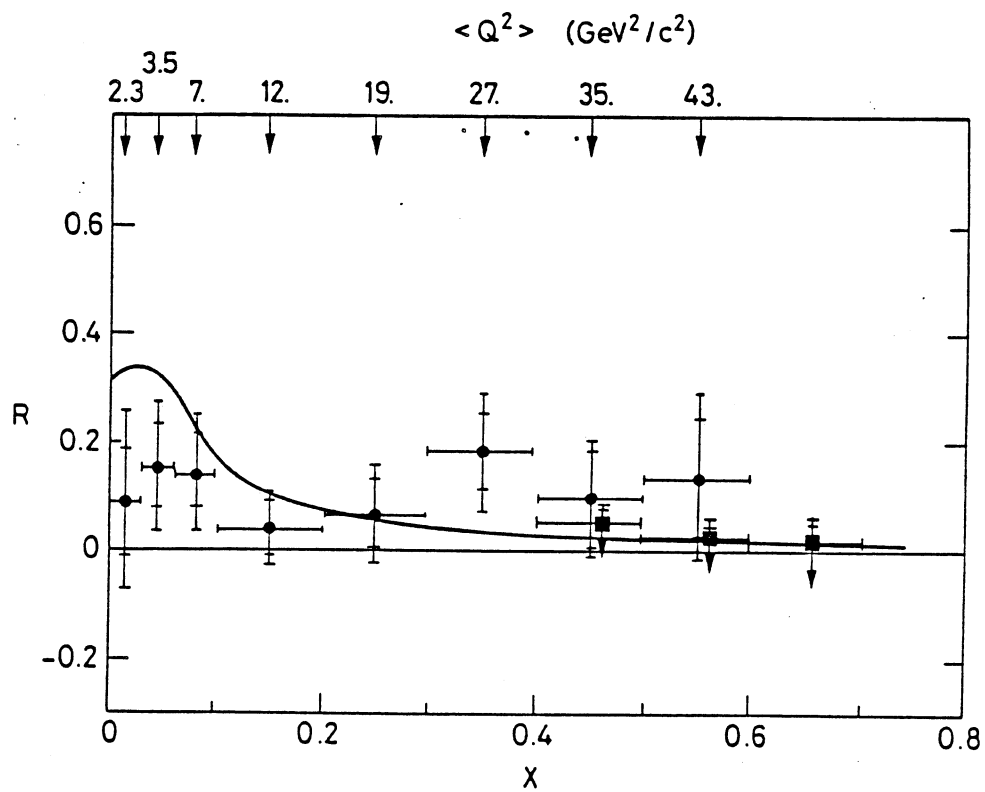


Figure II.5. Dépendance en x du rapport $R = \sigma_L / \sigma_T$ mesuré par CDHS. Les points fléchés à grand x proviennent de l'estimation d'une limite supérieure sur R . La courbe continue est une prédiction QCD à l'ordre dominant pour $\Lambda = 200$ MeV. La valeur moyenne de Q^2 pour chaque point en x est indiquée.

La situation est la suivante :

1) *Expériences de diffusion de neutrinos.*

Les trois expériences déjà citées ont également mesuré une valeur de $R = \sigma_L / \sigma_T$. Dans les trois analyses, la détermination est effectuée à partir de la dépendance en y d'une combinaison linéaire des sections efficaces différentielles sur nucléon à l'approximation de Born.

Dans le cas de CDHS [II.7 , II.10] deux méthodes ont été employées, l'une séparant F_L de F_2 d'après la dépendance en y de l'expression :

$$\frac{\pi}{G^2_{ME}} \left[\frac{d^2 \sigma^\nu}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} \right] = \left[1 + (1-y)^2 \right] F_2 - y^2 F_L + 2x(s-c) \left[1 - (1-y)^2 \right] \quad (II,C,1)$$

l'autre séparant F_L de $F_D(\bar{\nu}N) \equiv x[q(x)+s(x)-c(x)]$ d'après la dépendance à grand y de la combinaison :

$$\frac{\pi}{G^2_{ME}} \left[\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} - (1-y)^2 \frac{d^2 \sigma^\nu}{dx dy} \right] \approx F_D^{\bar{\nu}} + F_L \left[(1-y) - (1-y)^3 \right] - 2x(s-c)(1-y)^2 \quad (II,C,2)$$

Le résultat est donné sur la figure II.5.

L'absence de dépendance prononcée en x ou ν a conduit à l'utilisation ultérieure de la valeur moyenne :

$$\langle R \rangle = 0,1 \pm 0,025 \pm 0,06$$

pour l'extraction de la fonction de structure F_2 .

La méthode utilisée par CHARM [II.11] coïncide avec la première méthode de CDHS. Le résultat est porté sur la figure II.6. On y observe une claire déviation de la loi de Callan-Gross à bas x . A noter toutefois que la petitesse des erreurs portées a été souvent controversée. Dans son analyse de F_2 , CHARM supposera paradoxalement $R = 0,0$.

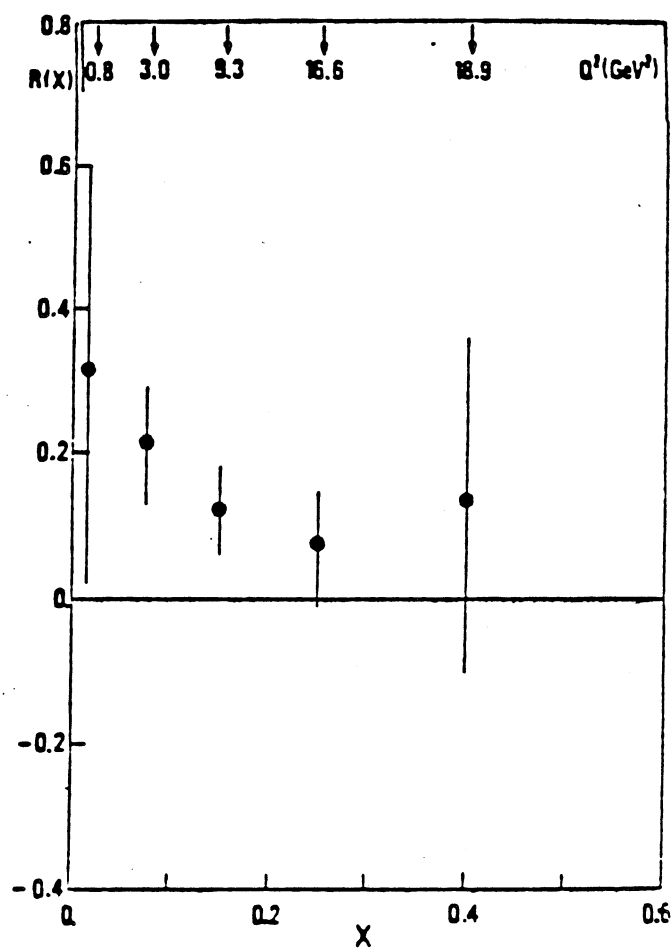


Figure II.6. Dépendance en x du rapport $R = F_L/2xF_1$ mesuré par CHARM en faisceau à bande large. Les valeurs moyennes de Q^2 sont indiquées pour chaque x .

La collaboration CCFRR [II.12] a effectué une détermination en utilisant une formule analogue en $2xF_1$ et R :

$$\frac{\pi}{G^2_{ME}} \left[\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} + \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} \right] = \left[1+(1-y)^2 \right] 2xF_1 \left[1+\epsilon(y)R(x,Q^2) \right] \quad (II,C,3)$$

avec $\epsilon(y) = 2(1-y)/1+(1-y)^2$.

Les sections efficaces de cette expression ont été rehaussées en tenant compte de la suppression expérimentale due au seuil de production du charme. Les résultats sont portés sur la figure II.7. Pour l'analyse de F_2 , une paramétrisation de type QCD a été préférée :

$$R_{QCD}^{Fe}(x,Q^2) = \frac{0,73 (1-x)^{3,7}}{\ln \frac{Q^2}{(0,24)^2}} \quad (II,C,4)$$

2) Expériences de diffusion de leptons chargés.

La détermination de R dans les expériences de diffusion de muons de haute énergie se fait de la façon suivante :

La section efficace peut s'écrire :

$$\begin{aligned} d^2\sigma/dQ^2 d\nu &= \Gamma_T [\sigma_T(\nu, Q^2) + \epsilon \sigma_L(\nu, Q^2)] \\ &= \Gamma_T \sigma_T(\nu, Q^2) [1 + \epsilon R(\nu, Q^2)] \end{aligned} \quad (II,C,5)$$

où Γ_T est le flux de photons virtuels transverse :

$$\Gamma_T = (\alpha/4\pi M) [(2M\nu - Q^2)/Q^2] E^{-2} (1-\epsilon)^{-1}$$

et ϵ le degré de polarisation longitudinale

$$\epsilon = (1-y - Q^2/4E^2) / (1-y + y^2/2 + Q^2/4E^2)$$

La valeur de R alors déterminée par un ajustement linéaire de

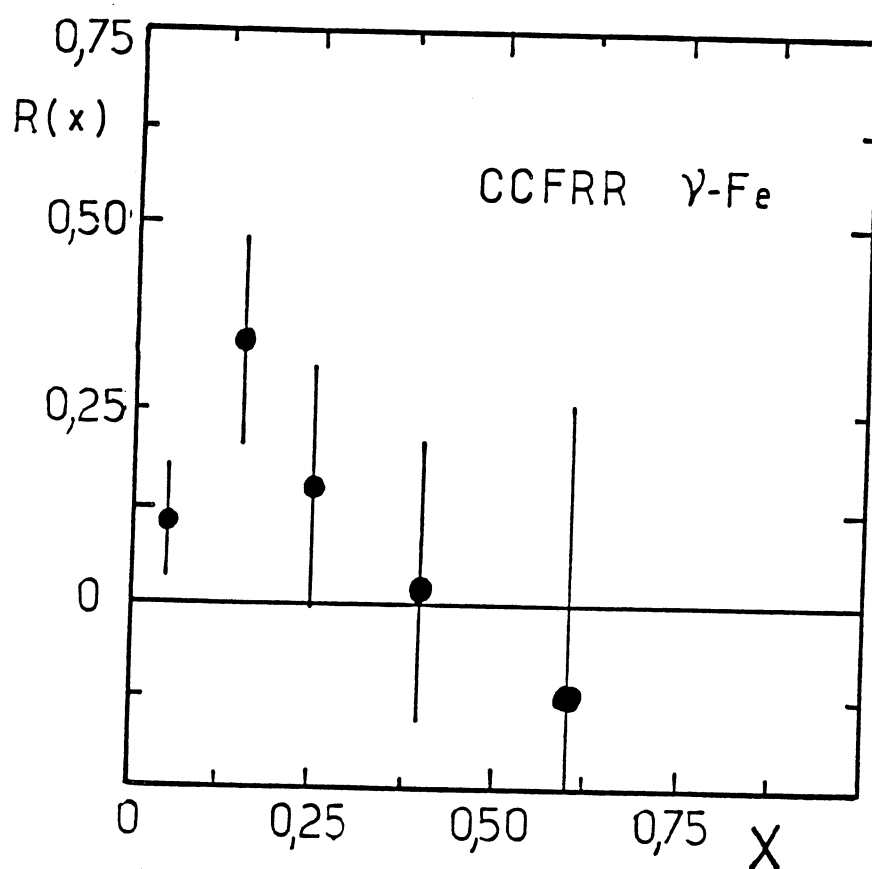


Figure II.7. Dépendance en x du rapport $R = \sigma_L / \sigma_T$ mesuré par CCFRR en faisceau à bande étroite. Les valeurs proviennent également d'une moyenne sur Q^2 .

$1/\Gamma_T(d^2\sigma/dQ^2 d\nu)$ mesuré pour Q^2 et ν fixés à différentes valeurs de ϵ c'est-à-dire différentes énergies de faisceaux.

La collaboration EMC a présenté [II.3] des résultats obtenus à partir de faisceaux de 120, 200, 280 GeV sur hydrogène et fer (Cf Fig. II.8). N'ayant pas observé de variations significatives en x , ν ou Q^2 , les valeurs moyennes suivantes ont été retenues :

Cible d'hydrogène $R_p = 0,01 \pm 0,11$

Cible de fer $R_{Fe} = 0,03 \pm 0,12$

pour $\langle Q^2 \rangle = 22,5 \text{ GeV}^2/c^2$ et $\langle \nu \rangle = 100 \text{ GeV}$.

Il semble donc que contrairement aux expériences de diffusion de neutrino qui obtiennent une valeur moyenne :

$$R = 0,1 \pm 0,1$$

Les expériences de diffusion de muons soient compatibles avec $R = 0,0 \pm 0,1$.

La situation est différente en ce qui concerne la diffusion d'électrons à plus basse énergie. Les expériences de SLAC utilisant des spectromètres de 1,6, de 8 et 20 GeV/c ont déterminé R en se plaçant cette fois à des angles θ différents, x et Q^2 étant fixés. En effet, la section efficace peut être réécrite :

$$d^2\sigma/d\Omega dE' = \Gamma [\sigma_T(\nu, Q^2) + \epsilon \sigma_L(\nu, Q^2)]$$

$$\text{avec : } \Gamma = (\alpha/4\pi^2) [(\epsilon^2 - M^2)/2M] (E'/Q^2 E) 2/(1-\epsilon) \quad (\text{II,C,6})$$

$$\text{et : } \epsilon = [1 + 2 (1 + Q^2/4M^2 x^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}]^{-1}$$

les résultats des expériences MIT-SFG et E139 [II-14] sont reportés sur la figure II-9. Il en résulte une valeur résolument non nulle de R en diffusion e-p et e-D comprise entre 0,11 et 0,30 avec des erreurs typiques de l'ordre de 0,06.

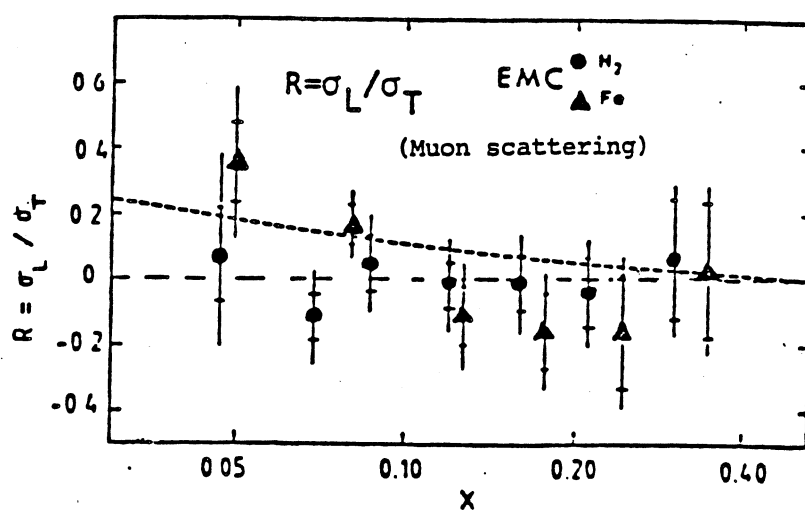


Figure II.8. Comparaison des valeurs de $R(x)$ mesuré par EMC sur hydrogène et fer. La courbe tiretée correspond à une prédiction QCD à l'ordre dominant.

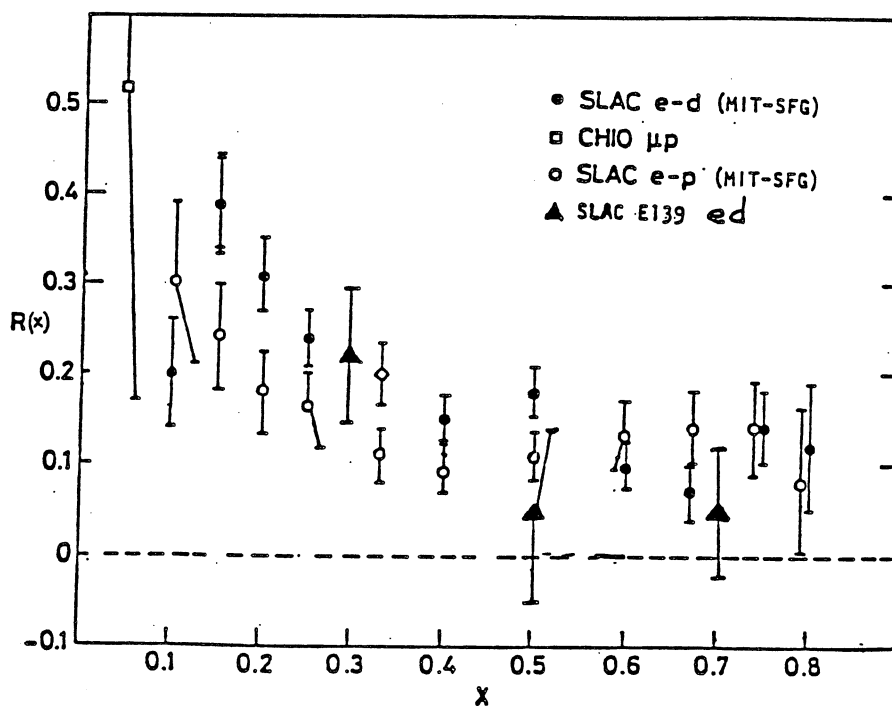


Figure II.9. Résultats de MIT-SFG sur hydrogène et deutérium moyennés sur Q^2 . Les résultats de E139 sur deutérium à $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ sont également indiqués.

De plus, l'expérience E139 [II-15] a observé dans la recherche d'effets nucléaires à SLAC la faible indication d'un effet sur R :

$$R_{Fe} - R_{D2} = 0,16 \pm 0,08$$

3) Conclusion.

La mesure de R est donc un chapitre loin d'être achevé. A basse énergie, R nécessite plus de statistique, ce que devrait obtenir l'expérience E140 en cours [II-20]. A haute énergie, la confusion est presque totale. C'est pourquoi les expérimentateurs utilisent pour la détermination des fonctions de structure soit une valeur fixe (CDHS, CHARM, EMC, BCDMS), soit une paramétrisation de type QCD (CCFRR).

D - MESURE de F_2

1) Expériences de diffusion de neutrinos.

Hormis les corrections radiatives et de non-isoscalarité et la valeur de la section efficace totale, l'extraction des fonctions de structure peut différer suivant les expériences par les hypothèses faites sur R et sur la contribution de la mer étrange. En effet, l'expression de base utilisée pour l'extraction de F_2 est :

$$F_2 = \frac{\frac{\pi}{G_{ME}^2} \left[\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} + \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} \right] - 2x(s-c) \left[1 - (1-y)^2 \right]}{1 + (1-y)^2 - y^2 \left[R(1+Q^2/\nu^2)/(1+R) - Q^2/2\nu^2 \right]} \quad (II,D,1)$$

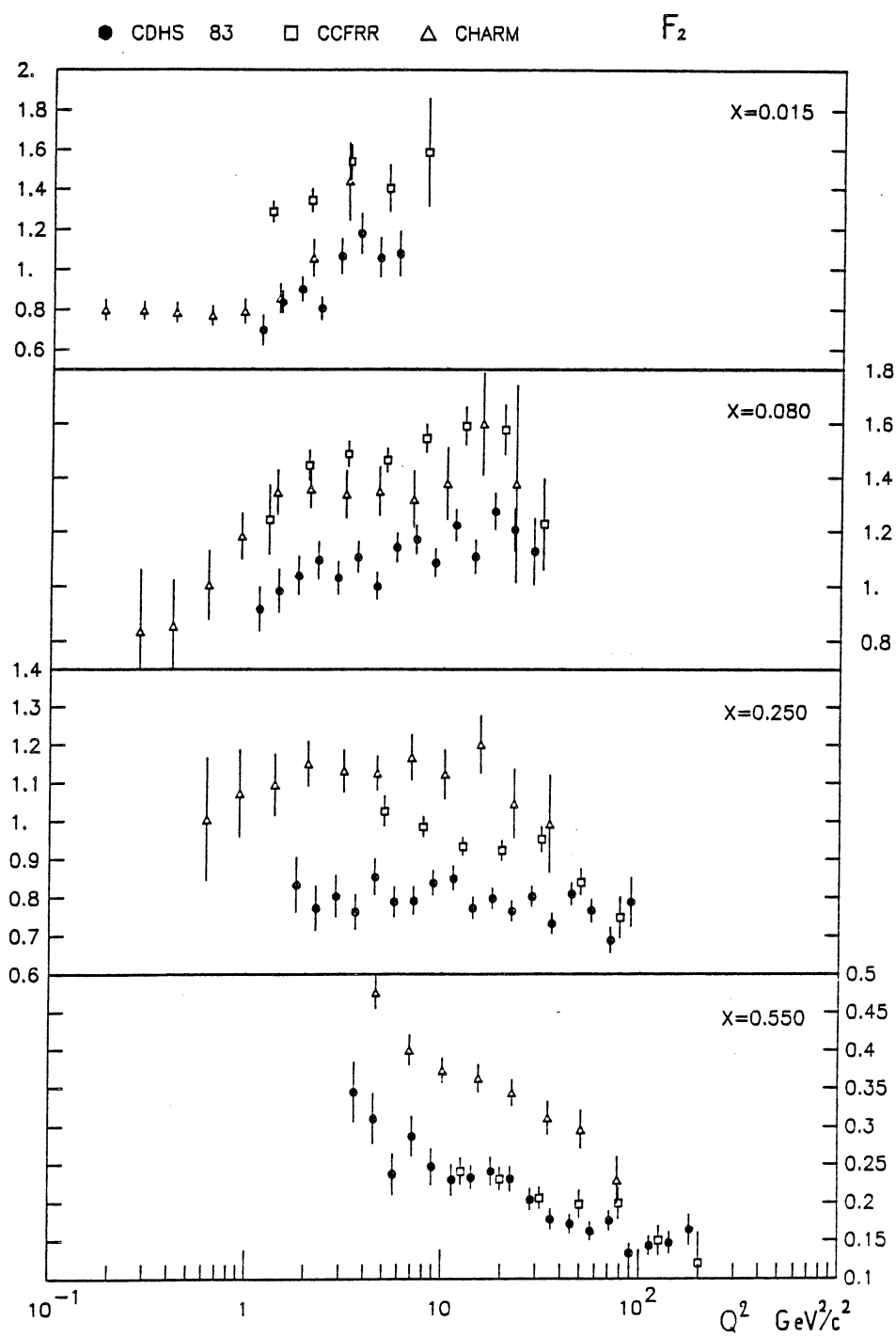


Figure II.10. Comparaison directe des valeurs de F_2 mesurée par CDHS (83), CCFRR (84), CHARM (83).

Les 3 collaborations n'ont utilisé que les corrections radiatives [I-11] de façon commune. CDHS et CCFRR ont employé :

$$x(s-c) = 0,2 \ x(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s})$$

provenant de l'analyse dimuons CDHS [II-17], alors que CHARM a négligé la contribution de la mer étrange. En ce qui concerne R, CDHS a utilisé $R=0,1$, CCFRR a utilisé la paramétrisation de type QCD (II,C,4), CHARM a supposé $R=0,0$.

De plus CHARM a corrigé ses données du mouvement de Fermi du nucléon et CCFRR a pris en compte la suppression des transitions de quarks d et s vers c en suivant les prescriptions du modèle d'excitation du charme décrit dans l'appendice B.

Les effets de ces diverses hypothèses seront discutés en détail plus loin. Bien que faibles en moyenne, ces corrections sont loin d'être négligeables dans certains domaines cinématiques, notamment à bas x. Tenant compte des normalisations différentes données en (II,B,2), il apparaît clairement qu'une comparaison quantitative sera vaine.

Néanmoins, la comparaison de l'évolution en Q^2 de F_2 pour 4 valeurs de x apporte des informations intéressantes (Cf fig. II.10).

- Les trois expériences observent des violations d'invariance d'échelle.
- Les pentes de $F_2(x, Q^2)$ sont positives pour $x < 0,25$, nulles autour de $x = 0,25$, négatives pour $x > 0,25$.
- Les résultats de CCFRR et de CDHS réajustés dans le rapport de leurs sections efficaces totales deviennent compatibles. Ceci n'est pas vérifié pour les résultats de CHARM.

Ces désaccords expérimentaux sont une motivation supplémentaire à une nouvelle détermination des fonctions de structure.

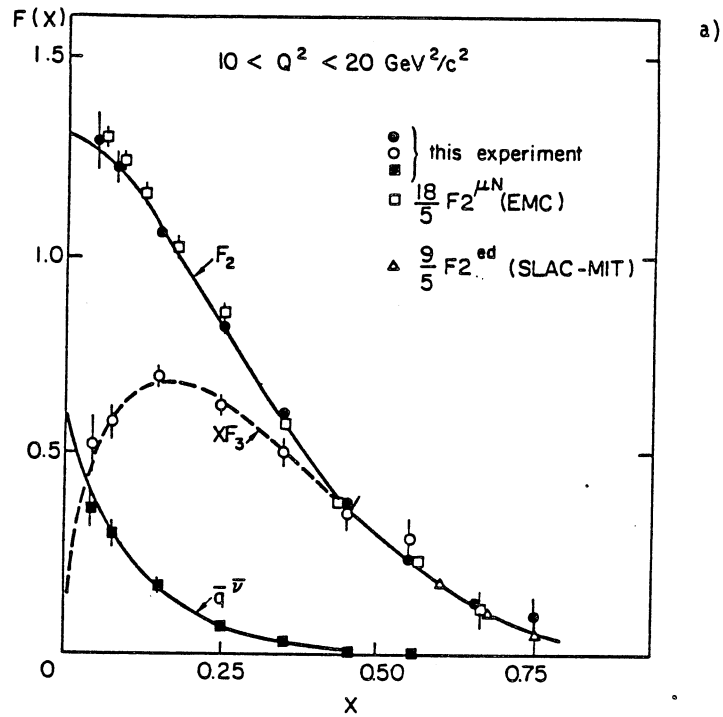


Figure II.11 a). Comparaison de $F_2^{\nu N}(\text{CDHS})$, $F_2^{\mu N}(\text{EMC})$, $F_2^{\text{ed}}(\text{SLAC-MIT})$.

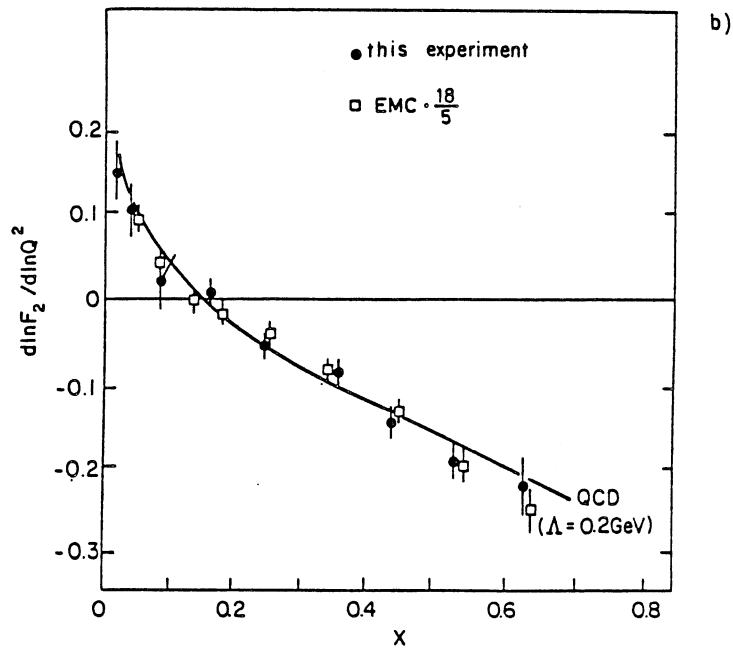


Figure II.11 b). Comparaison des dépendances en Q^2 de F_2 en fonction de x pour $F_2^{\nu N}(\text{CDHS})$ et $F_2^{\mu N}(\text{EMC})$. Les points sont obtenus par ajustement linéaire de $\ln F_2$ en $\ln Q^2$.

2) Expériences de diffusion de leptons chargés.

Nous pouvons comparer les résultats de la collaboration EMC [II.18] de diffusions μ - F_2 à ceux de CDHS. Pour cette comparaison, on doit avoir à grand x , où la mer est absente :

$$F_2^{eN}(x, Q^2) = \frac{5}{18} F_2^{\nu N}(x, Q^2)$$

Dans la région des bas x , la mer étrange est supprimée en diffusion de muons en raison de la charge $-1/3$ du quark s . En diffusion de neutrinos, une autre suppression existe à bas x , due cette fois au seuil de production du charme. Ces deux effets se compensent pratiquement si bien que l'on peut comparer directement les valeurs de F_2 sur tout le domaine en x . Les pentes de $F_2(x, Q^2)$ obtenues pour chaque x par des ajustements en $\ln Q^2$ peuvent également être comparées (Cf fig. II.11).

Sur la même figure sont portées les valeurs obtenues par l'expérience de SLAC de diffusion e-D [II.14.a)] dans un domaine en Q^2 très différent : de 1 à 20 GeV^2/c^2 . Ces résultats sont par ailleurs complétés par de très récents résultats de la collaboration EMC en diffusion μ -P [II.19] à des Q^2 de 10 à 200 GeV^2/c^2 . Un facteur 0,925 a été appliqué aux données de SLAC sur la figure II.12.

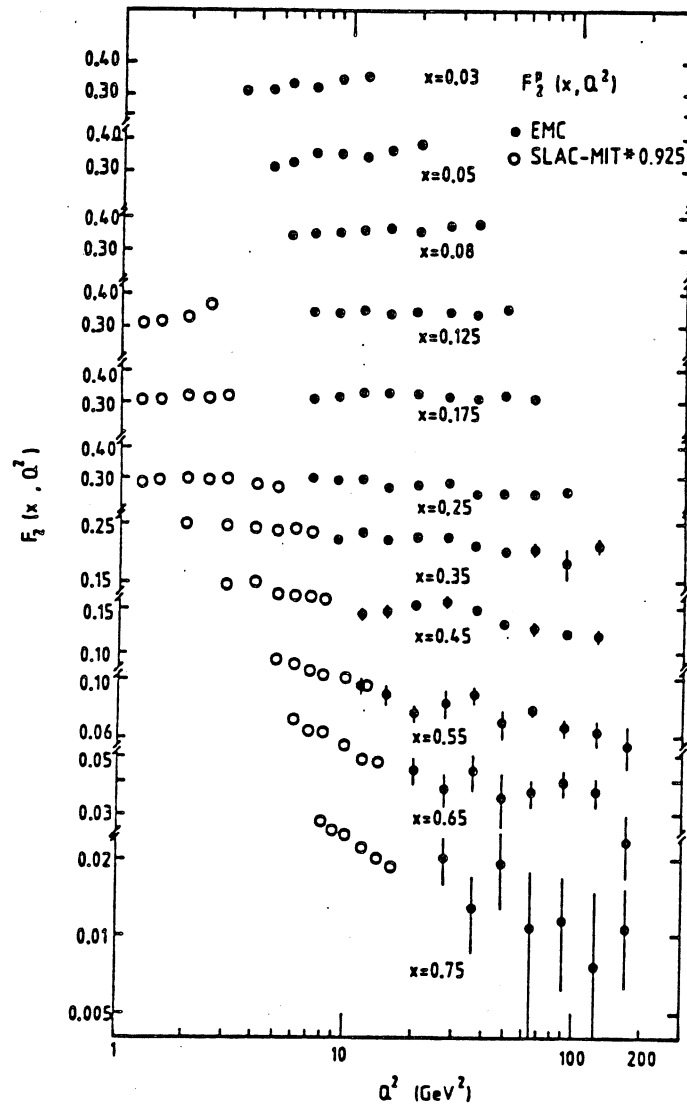


Figure II.12. Comparaison de $F_2^{\mu\text{P}}(\text{EMC})$ entre 10 et 200 GeV^2 et de $F_2^{\text{ed}}(\text{SLAC-MIT})$ entre 1 et 20 GeV^2 . Les points de SLAC sont multipliés par 0,925 et sont interpolés aux valeurs de x de EMC.

E - CONCLUSION

En conclusion de cet aperçu de la situation expérimentale, on peut dire qu'une nouvelle détermination des fonctions de structure était nécessaire.

En effet, le terrain expérimental a été largement défriché par une première génération d'expériences utilisant des faisceaux de leptons de haute énergie. Toutefois les résultats souffrent souvent d'un manque de précision principalement pour R et xF_3 , ceci malgré des statistiques expérimentales respectables (100 000 événements).

Le but d'une nouvelle génération d'expériences de diffusion profondément inélastique à laquelle contribuent notamment les collaborations EMC, BCDMS, E140 pour les diffusions lN et CDHSW, CCFRR, CHARM pour les diffusions νN est, d'une part la compréhension des différences existant entre les jeux de résultats, d'autre part l'obtention d'une précision suffisante pour des confrontations quantitatives aux théories décrivant les violations de l'invariance d'échelle.

CHAPITRE III : LES OUTILS DE L'EXPERIENCE

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons décrire brièvement les différents types de faisceaux utilisés par les expériences de détection d'interactions de neutrinos de haute énergie. Les sections efficaces d'interactions faibles étant extrêmement petites, de l'ordre de 10^{-38} cm par GeV, il importe d'une part d'obtenir des faisceaux intenses, d'autre part d'utiliser des détecteurs massifs ainsi que nous le verrons dans la deuxième partie de ce chapitre.

A - CONCEPTION ET UTILISATION DES FAISCEAUX DE NEUTRINOS DE HAUTE ENERGIE

1) Production des neutrinos.

Les neutrinos de haute énergie proviennent de la désintégration de mésons π et K. Les modes de désintégration les plus importants sont :

$$\begin{array}{ll}\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \left(\begin{smallmatrix} - \\ \nu \end{smallmatrix}\right) & (\sim 100 \%) \\ K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \left(\begin{smallmatrix} - \\ \nu \end{smallmatrix}\right) & (\sim 63,5 \%) \\ K^{\pm} \rightarrow \pi^0 + \mu^{\pm} + \left(\begin{smallmatrix} - \\ \nu \end{smallmatrix}\right) & (\sim 3,2 \%) \\ K^{\pm} \rightarrow \pi^0 + e^{\pm} + \left(\begin{smallmatrix} - \\ \nu \end{smallmatrix}\right) & (\sim 4,8 \%)\end{array}$$

Les deux sources principales sont donc les désintégrations à deux corps de π et de K. Le spectre d'énergie des neutrinos produits dans une telle désintégration est déduit de la cinématique de désintégration à deux corps :

$$E_{\nu} = (M^2 - m_{\mu}^2) / 2(E - P \cos \theta_{\nu}) \quad (\text{III,A,1})$$

où m_{μ} est la masse du muon, M, E, P la masse, l'énergie et l'impulsion du méson "parent", θ_{ν} représentant l'angle d'émission du neutrino par rapport à la ligne de vol du meson dans le repère du laboratoire.

On en déduit que pour des parents d'énergie $E \gg M$, le domaine d'énergie E_{ν} du neutrino est donné par :

$$0 < \frac{E_{\nu}}{E} < 1 - \frac{m_{\mu}^2}{M^2} \quad (\text{III,A,2})$$

et les énergies maximales des neutrinos issus de désintégrations de π et de K seront :

$$\begin{aligned} E_{\nu}^{\max}(\pi) &= 0,43 E_{\pi} \\ E_{\nu}^{\max}(K) &= 0,95 E_K \end{aligned}$$

La partie à haute énergie du spectre provient des parents K.

Pour produire un faisceau de neutrinos, il nous faut donc avant tout disposer d'un faisceau intense de mésons π et K. Celui-ci provient de l'interaction primaire d'un faisceau de protons sur une cible convenablement choisie pour optimiser le faisceau de mésons [III,1] ; la longueur de la cible est égale à plusieurs longueurs d'interaction des protons et son diamètre est suffisamment faible pour éviter la réabsorption des mésons π et K produits.

Du fait de la neutralité électrique des neutrinos, la construction du faisceau ne peut se faire qu'en agissant sur les parents π et K. De même, le monitoring du faisceau est effectué sur les parents et sur les muons issus des désintégrations. Différents types de faisceaux sont utilisés en fonction des besoins expérimentaux. Avant de discuter les deux types de faisceaux les plus couramment rencontrés, nous allons résumer les caractéristiques communes des faisceaux de neutrinos actuels :

a) Un faisceau de hadrons est formé par l'interaction primaire d'un faisceau de protons sur une cible longue.

b) On effectue une sélection en signe du faisceau secondaire afin de choisir la polarité de l'exposition : neutrinos ou antineutrinos.

c) On prévoit une zone de désintégration pour les hadrons.

d) Un blindage massif permet d'arrêter les hadrons restants ainsi qu'une partie des muons produits dans les désintégrations.

2) Le faisceau à bande étroite NBB.

Dans ce type de faisceau (NBB pour Narrow Band Beam), les hadrons sont sélectionnés immédiatement après la cible non seulement en signe mais en impulsion au moyen d'une ligne formée d'aimants dipolaires et quadrupolaires. Le faisceau n'est envoyé en direction du détecteur qu'à l'extrémité de la ligne magnétique de façon à éviter les contaminations par des neutrinos provenant de parents n'ayant pas la bonne impulsion ou se désintégrant dans la ligne magnétique.

Le faisceau de hadrons ayant une énergie déterminée, la relation (III,A,1) entre l'énergie et l'angle d'émission du neutrino devient observable. Elle se traduit par une relation entre l'énergie E_ν du neutrino et la distance R entre son point d'impact dans l'appareillage et l'axe du faisceau de hadrons. Expérimentalement cette cinématique est "lavée" par la longueur du tunnel de désintégration et les résolutions expérimentales. Les événements issus de neutrinos provenant de la désintégration à 3 corps de K ne vérifient évidemment pas la relation énergie-rayon.

Le faisceau de hadrons chargés est d'autre part mesurable en intensité et en composition au moyen d'une bobine transformatrice (Beam Current Transformer) et d'un compteur Cerenkov différentiel. Ces informations sont nécessaires à la reconstruction du faisceau de neutrinos à l'aide d'un programme de simulation Monte-Carlo (Decay Turtle [III.2]).

De très nombreux détails sur ce type de faisceau peuvent être trouvés dans la thèse de J.P.Schuller [III.3].

3) *Le faisceau a bande large.*

La sélection du signe de la charge des hadrons est effectuée au moyen d'une "corne" magnétique de Van der Meer [III.4] et d'un réflecteur. Le fonctionnement de la corne est le suivant : un fort courant pulsé produit un champ toroidal qui focalise les hadrons de la charge voulue et défocalise les hadrons de charge opposée. Les dimensions sont une longueur de 6,5 m et un diamètre intérieur maximal de 35 cm. La corne est suivie du réflecteur de plus grandes dimensions destiné à focaliser les parents de haute énergie. Entre la corne et le réflecteur se trouve un collimateur dont le déplacement parallèlement à l'axe du faisceau procure une acceptance angulaire comprise entre 6,5 et 8 mrad. Il permet ainsi de diminuer la composante de basse énergie du spectre [III.5].

La production de particules positives est plus intense à haute énergie que celle de particules négatives [III.1]. De plus les particules émises à très petit angle ne sont pas soumises au champ de la corne. De ce fait, il est à prévoir une très forte contamination de neutrinos dans les faisceaux d'antineutrinos (provenant de π^+ , K^+), principalement à haute énergie. On remédie à cet inconvénient en plaçant sur l'axe des faisceaux de hadrons négatifs un absorbeur. On limite de ce fait la contamination à haute énergie, mais au prix d'une forte diminution de l'intensité du faisceau d'antineutrinos.

Le faisceau à bande large (WBB pour Wide Band Beam) comprendra donc des hadrons de toutes les impulsions. De plus, les nombres de particules produites à la cible décroissent exponentiellement en fonction de l'énergie ([III.1], cf. fig. III.1). Connaissant d'autre part les longueurs de désintégration des π et des K :

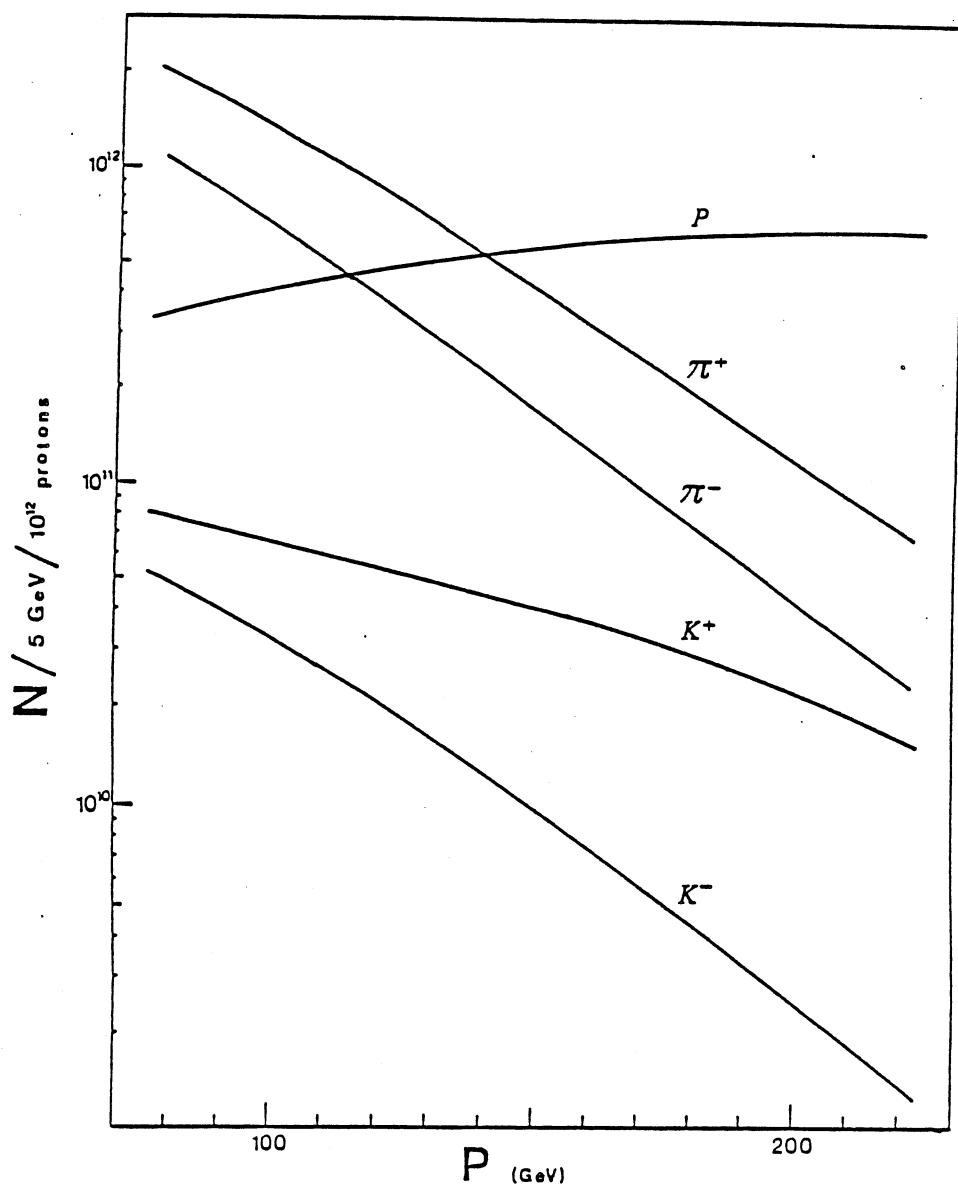


Figure III.1. Intensités relatives des hadrons produits par l'interaction d'un faisceau primaire de protons de 400 GeV/c sur une cible de Bérylium.

$$\frac{L}{E_{\pi}} = 55,92 \text{ m/GeV}$$

$$\frac{L}{E_K} = 7,51 \text{ m/GeV}$$

il apparaît que la fraction de π 's désintégrés dans le tunnel sera beaucoup moins importante que celle de K's.

De ce fait, on peut prédire que le spectre de neutrinos résultant sera formé de deux exponentielles décroissantes, l'une à basse énergie correspondant aux parents π , l'autre à plus haute énergie correspondant aux parents K.

Cette forme exponentiellement décroissante des faisceaux de hadrons et de neutrinos n'est pas un avantage. En effet il apparaît difficile de mesurer la composition du faisceau. La collaboration Gargamelle [III.6] a élaboré une technique d'extraction du flux de neutrinos à partir du flux de muons mesuré dans le blindage. L'erreur systématique de ce type de méthode est de l'ordre de 10 %.

Une variante du faisceau à bande large est le faisceau dit "Quadrupole Triplet". Dans un tel faisceau, l'usage de quadrupoles permet d'enrichir la composante de haute énergie, au détriment de la composante de basse énergie. Les hadrons de charge positive et négative sont focalisés, ce qui donne lieu à un faisceau mélangé de neutrinos et d'antineutrinos. Ce type de faisceau n'a été utilisé qu'au FERMILAB.

4) *Avantages comparés de ces deux types de faisceaux.*

Le faisceau à bande étroite peut être contrôlé et son spectre en énergie présente des composantes presque plates pour les neutrinos provenant de π et de K. Par contre, la sélection en impulsion des parents le rend peu intense. En conséquence, il est adapté à la mesure des sections efficaces totales mais la détermination des fonctions de structure demandera une très longue prise de données. Il est également employé pour la détermination de $\sin^2 \theta_w$ à partir du rapport courants neutres/courants

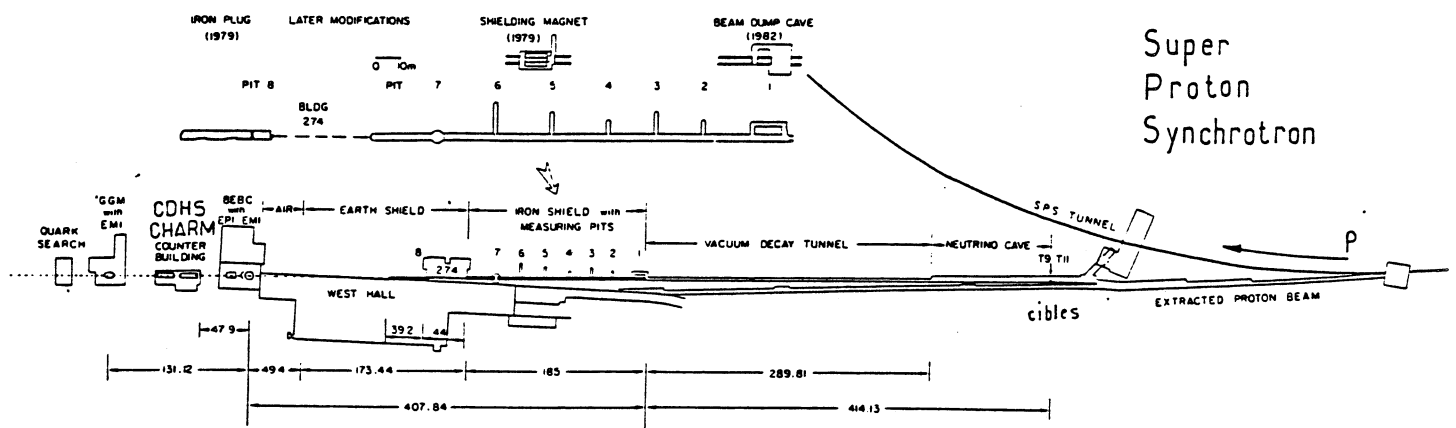


Figure III.2. Implantation des faisceaux de neutrinos auprès du SPS au CERN.

chargés où l'absence de contamination par les parents de mauvais signe est un atout intéressant [III.7].

A l'inverse, le flux du faisceau à bande large n'est pas directement et précisément mesuré. L'intensité est environ 100 fois supérieure à celle du NBB mais les contaminations sont importantes, surtout pour le faisceau d'antineutrinos. En conséquence, ce faisceau est rarement utilisé pour la mesure des sections efficaces totales ou une analyse de courants neutres. En revanche, il autorise une mesure relative, c'est-à-dire sans normalisation absolue, des sections efficaces différentielles. C'est une expérience de ce type que nous avons effectuée et nous verrons au chapitre 6 comment a été résolu le problème de la normalisation. Le faisceau WBB est également utilisé pour des études plus exotiques comme la recherche de dimuons de même signe.

5) Implantation des faisceaux au CERN.

Des faisceaux à bande large et à bande étroite de neutrinos de haute énergie sont disponibles au CERN auprès du SPS (Super Proton Synchrotron). Ils utilisent des protons de 400 ou 450 GeV extraits du SPS toutes les 12 secondes (14 secondes depuis octobre 1983) dans diverses configurations de déversement. Les intensités typiques atteintes sont de l'ordre de 10^{13} protons par déversement, ce qui se traduit par 10^9 et 10^{11} neutrinos au niveau de notre détecteur en NBB et WBB respectivement. La ligne magnétique du faisceau à bande étroite a été utilisée à des impulsions de 100 à 300 GeV/c. Elle se situe, comme la ligne simplifiée du faisceau à bande large, dans une "cave" de 125 m de longueur. Ensuite, le tunnel de désintégration de 290 m précède un blindage de fer dans lequel sont installés des détecteurs à semi-conducteur servant à mesurer le flux de muons [III.8]. Finalement, les détecteurs BEBC, CDHS et CHARM se trouvent à plus de 820 m de la cible. La figure III.2 montre la disposition générale.

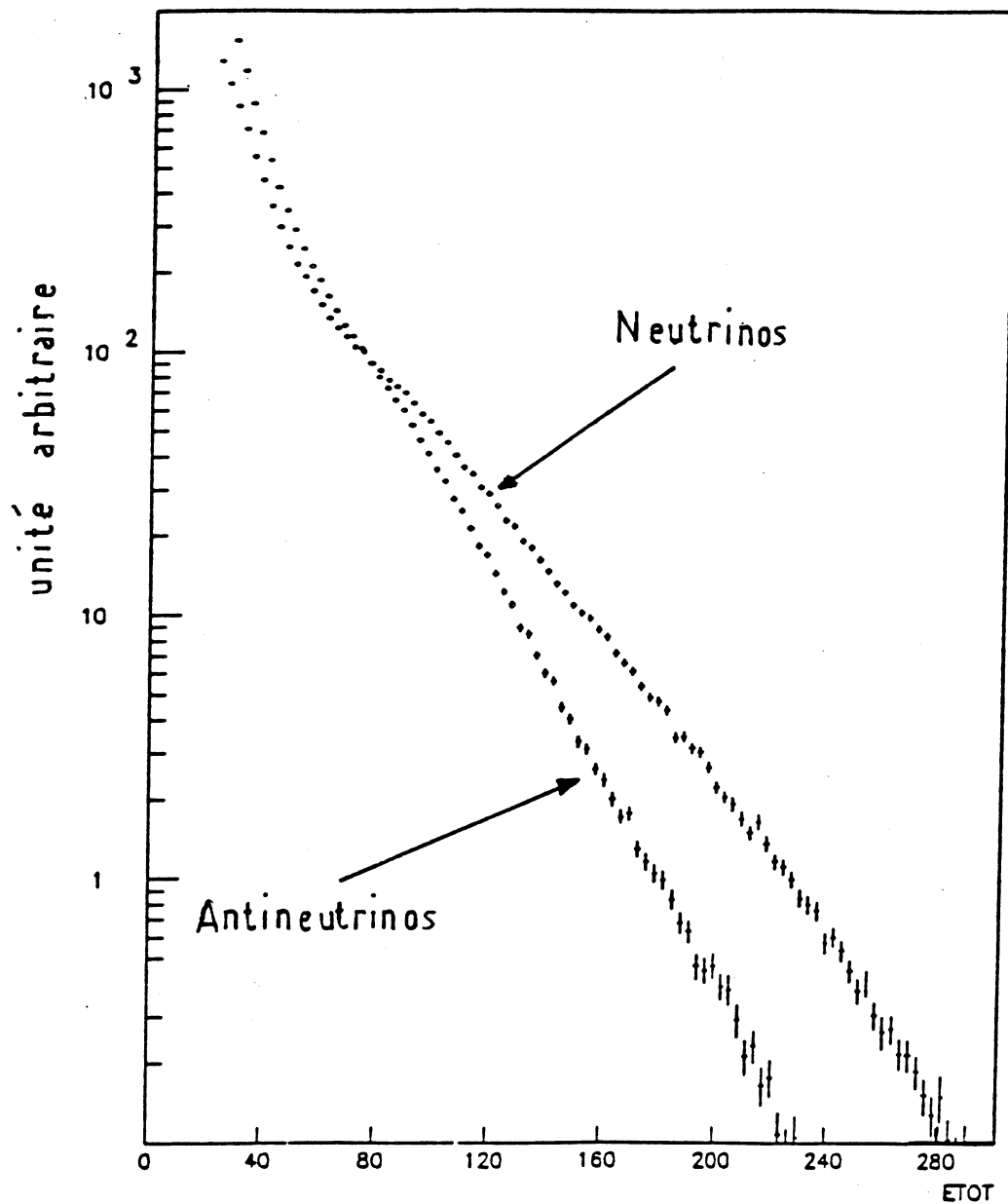


Figure III.3. Spectre du faisceau WBB reconstruit à partir des événements (faisceau primaire de protons de 400 GeV/c).

6) Spectre en énergie, flux de neutrinos.

Nous avons vu qu'il est difficile de mesurer le flux du faisceau à bande large. Plutôt que de faire une mesure indirecte par le flux de muons, la collaboration CDHS a choisi de déterminer le flux de neutrinos $\Phi(E_\nu, \Delta E_\nu)$ à partir du spectre d'événements observés $N(E_\nu, \Delta E_\nu)$ et de la section efficace totale $\sigma(E_\nu)$. Cette méthode suppose :

- d'une part que l'énergie E_ν des neutrinos interagissant est correctement reconstruite à partir des variables mesurées E_{had} et P_μ .
- d'autre part que la section efficace totale a été préalablement déterminée.

La mesure des sections efficaces totales est l'objet des références [III.3] et [III.9]. Le détail de la détermination de la forme du spectre de neutrinos et d'antineutrinos sera expliqué au chapitre 5. Le spectre reconstruit résultant est porté sur la figure III.3. Ainsi que nous l'avons annoncé, il semble constitué de deux composantes exponentiellement décroissantes.

B - LE DETECTEUR

1) Les nécessités d'un détecteur d'interactions de neutrinos.

Dans la majorité des expériences, la cible et le détecteur ne font qu'un, permettant d'avoir une cible importante tout en mesurant l'interaction aussi précisément que possible.

Dans un premier temps, de grandes chambres à bulles à liquides lourds (fréon, propane) ont été employées mais les contraintes mécaniques et dimensionnelles inhérentes à ce type de détecteur limitent la masse utile. De plus, la chambre n'est déclenchée qu'une fois par déversement, ce qui limite considérablement la statistique accessible. Des détecteurs massifs, aveugles aux détails de la gerbe hadronique mais permettant plusieurs déclenchements par déversement ont alors été mis en oeuvre pour étudier les réactions inclusives.

Nous avons vu au paragraphe I.A qu'il suffisait de mesurer trois quantités indépendantes pour déterminer la cinématique de ces réactions. Le détecteur de la collaboration CDHS permet de mesurer toutes les variables qui interviennent dans le cas d'une réaction de type courant-charge :

- L'impulsion p_μ du muon
- L'angle θ d'émission du muon au vertex
- L'énergie E_{had} des hadrons produits.

En fait la troisième variable mesurée n'est pas l'énergie hadronique mais l'énergie ν :

$$\nu = E_{\text{had}} - M$$

du transfert q puisqu'au moins un nucléon est restitué et donc non mesuré comme énergie cinétique.

Du triplet (p_μ, ν, θ) on déduit :

$$\begin{aligned} E &= \nu + p_\mu \\ Q^2 &= 4 E p_\mu \sin^2 \theta / 2 \\ x &= Q^2 / 2M\nu \\ y &= \nu / E \end{aligned}$$

La quantité ν est mesurée par un calorimètre en fer segmenté par des plaques de scintillateur, de structure modulaire.

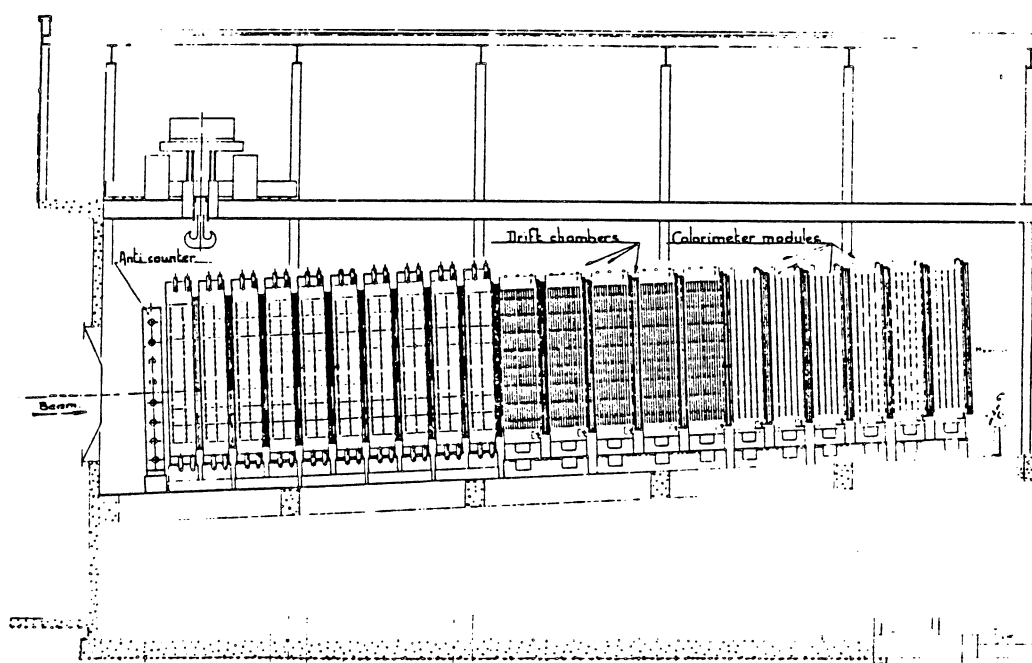


Figure III.4. Vue d'ensemble du détecteur durant la période juillet 1983 - septembre 1984.

L'impulsion du muon est mesurée à partir de la courbure de la trajectoire du muon dans un champ magnétique. Ce champ magnétique est toroidal, établi dans les modules de calorimétrie eux mêmes, permettant la focalisation des muons d'une charge choisie et la défocalisation des muons de charge opposée. La trajectoire du muon est mesurée au moyen de grandes chambres à dérive à trois plans de fils intercalées entre les modules de calorimètre.

L'angle θ est déterminé par extrapolation de la trajectoire du muon dans la gerbe hadronique jusqu'au vertex de l'interaction. La détermination de la position du vertex qui utilise les informations des chambres et du calorimètre sera discutée plus loin.

Notre détecteur intègre donc de façon modulaire les fonctions de cible, calorimètre, spectromètre à muons et détecteur de vertex.

Il a fait l'objet d'un programme d'amélioration en 1980-81 lors de la transformation du SPS en collisionneur. Ces améliorations sont d'une part le remplacement d'une partie des modules ayant la moins bonne résolution par des modules d'un type nouveau, et d'autre part l'introduction de nouvelles chambres à dérive. "L'ancienne" partie a été abondamment décrite [III.10, III.11, III.12]. Nous nous bornerons à rappeler le principe de la mesure des quantités cinématiques ainsi que les améliorations du détecteur par rapport à la version précédemment utilisée pour la mesure des fonctions de structure. Une description plus détaillée des différents éléments constituant l'amélioration est donnée dans les références [III.3] et [III.13].

2) Particularités du nouveau détecteur.

Le détecteur, représenté en vue d'ensemble sur la figure III.4 comprend 21 modules, 21 chambres et un anticompteur utilisé en veto. L'axe du détecteur (axe longitudinal) est parallèle à l'axe du faisceau de neutrinos qui fait un angle de 4° avec le plan horizontal. Dans la suite,

les plans transverses sont les plans perpendiculaires à l'axe du faisceau.

a) Calorimétrie

Chaque module consiste en une répétition de couples [disque de fer - plan de scintillateur], ce couple constituant une cellule calorimétrique de base. Le disque de fer d'un diamètre de 1,875 m est placé dans un plan transverse au faisceau.

Trois types de modules sont utilisés dans notre appareillage.

- Les six modules ayant la moins bonne résolution (type III) sont placés dans la partie aval (par rapport au faisceau) du détecteur. Ils comportent cinq disques de fer d'une épaisseur de 15 cm. Les plans de scintillateur sont découpés horizontalement en huit lattes d'une section de $45 \times 0,6 \text{ cm}^2$ lues à chaque extrémité par un photomultiplicateur. Ces modules ne sont en fait utilisés que pour la spectrométrie et la détermination de la trajectoire du muon.
- Les cinq modules intermédiaires (type II) comportent 15 disques de fer d'une épaisseur de 5 cm. La "longueur de fer" est donc 75 cm comme pour les modules de type III. L'agencement des scintillateurs entre les disques est identique à celui des modules de type III.
- Les dix premiers modules rencontrés par le faisceau (type I) sont entrés en service en 1982. Ils comprennent 20 plaques d'une épaisseur de 2,5 cm. La longueur de fer est donc réduite à 50 cm par module. Chaque plan de scintillateur est divisé en 24 lattes d'une section de $15 \times 0,5 \text{ cm}^2$. Les cinq premiers plans sont munis de lattes horizontales. Cinq lattes en regard sont reliées aux deux extrémités par des guides de lumière. Les deux guides sont connectés chacun à un photomultiplicateur. La cellule calorimétrique effective a donc une longueur de fer de 12,5 cm.

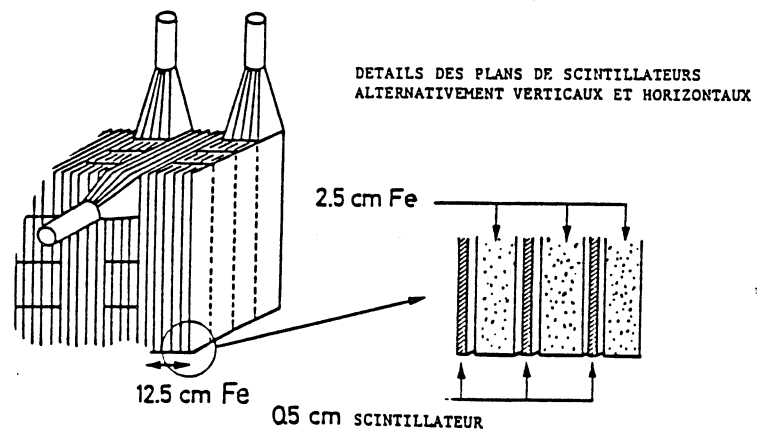
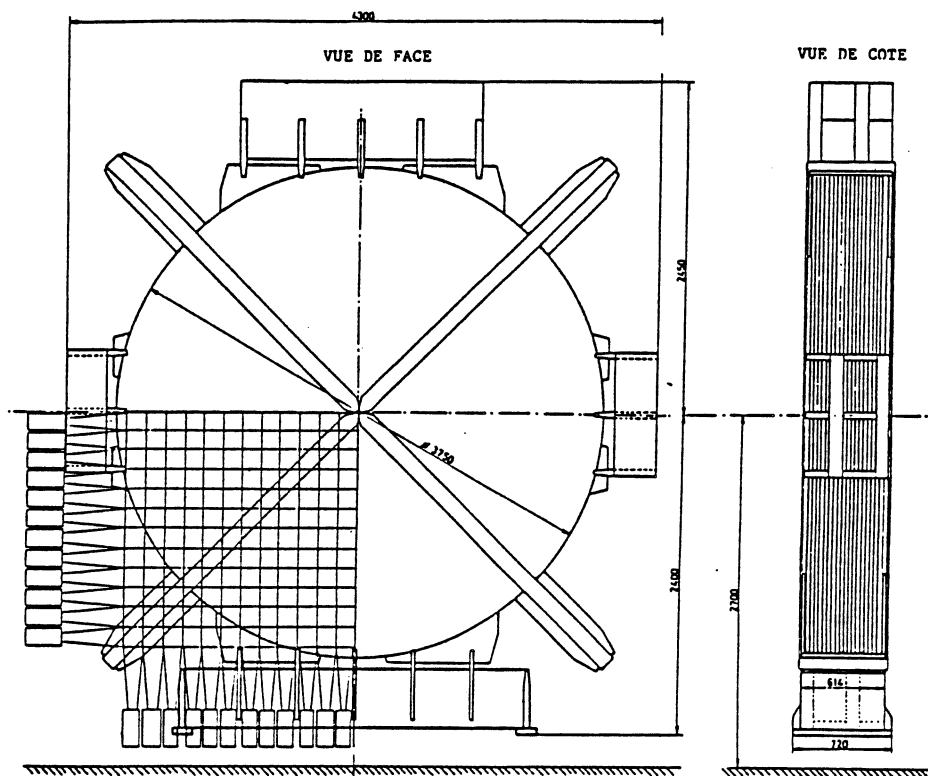


Figure III.5. Modules de type I.

Les cinq plans suivants sont munis de lattes verticales, puis alternativement 5 plans "horizontaux" et cinq plans "verticaux" (Cf fig. III.5).

Le principe d'utilisation d'un calorimètre segmenté est la mesure d'une fraction de l'énergie de la cascade produite par l'interaction d'une particule dans la cellule calorimétrique. Cette fraction d'énergie déposée par exemple dans un matériau scintillant est pratiquement proportionnelle à l'énergie totale déposée dans la cellule calorimétrique (linéarité). En utilisant des particules d'énergie connue, il est donc possible d'extraire une relation entre l'énergie de la particule incidente et la fraction d'énergie déposée, ce qui constitue la calibration absolue du calorimètre.

Dans notre calorimètre, la mesure de l'énergie hadronique est effectuée schématiquement de la façon suivante :

Les particules ionisantes de la gerbe hadronique induisent une émission de photons à la traversée du matériau scintillant. Une certaine fraction de ces photons parviennent aux photomultiplicateurs (PM) situés aux extrémités des lattes de scintillateur. Un mélangeur analogique divise la charge électrique issue du PM. Une partie (10 %) est utilisée pour le déclenchement de l'appareillage, l'autre partie est intégrée par un convertisseur analogique-digital (ADC) qui délivre une information numérique. La relation qui lie la charge intégrée au nombre fourni par l'ADC constitue la caractéristique de l'ADC. Dans le but d'obtenir une bonne dynamique sans sacrifier la mesure des basses énergies, les ADC ont une caractéristique quasi-parabolique.

L'information utilisable est le nombre fourni par l'ADC, que l'on enregistre sur bande magnétique. Il dépend du scintillateur touché, du photomultiplicateur, du mélangeur et de la caractéristique de l'ADC. Ces quatre paramètres variant en fonction du temps, il nous faut trouver une référence.

La référence choisie est la charge correspondant à l'énergie moyenne déposée par des muons atmosphériques au minimum d'ionisation enregistrés entre deux déversements et traversant perpendiculairement le milieu du scintillateur : c'est le "nep" ou nombre équivalent de particules.

L'information accessible n'est malheureusement pas la charge mais le nombre donné en correspondance. Il faudra donc faire des calibrations relatives fréquentes pour connaître à tout moment la caractéristique de l'ADC.

Cette calibration relative se fait au moyen d'un générateur de charges calibrées injectées en entrée d'ADC et qui permet de reconstruire la caractéristique. Ce type de calibration ne teste pas la chaîne électronique comprise entre le PM et l'entrée d'ADC. Les nouveaux modules ont donc été de plus munis d'un système laser injectant des impulsions lumineuses au niveau des guides de lumière par l'intermédiaire de fibres optiques. L'impulsion du laser est mesurée par un cristal pyroélectrique dont la stabilité est contrôlée par un PM monté sur un scintillateur illuminé à la fois par le laser et une source α constituant la référence absolue. Une série de filtres permet d'injecter des quantités de lumière différentes et par suite de reconstruire la caractéristique.

Il est donc possible d'exprimer l'énergie mesurée dans les scintillateurs en nombre de neps. Pour assigner une valeur à cette énergie, une calibration absolue est nécessaire. Elle a été effectuée à 2 reprises en 1982 et 1984 par exposition de 4 modules du détecteur à un faisceau de hadrons ou d'électrons. En utilisant une procédure de pondération [III.12 b)] qui compense les fluctuations dues à la composante électromagnétique (désintégration de π_0) de la gerbe hadronique et permet d'optimiser la résolution, la correspondance trouvée entre nep et GeV est (Cf fig. 3.6) :

$$E(\text{GeV}) = \frac{\text{neps} \cdot 1,0024}{8,875} \quad (\text{modules de type I})$$

$$E(\text{GeV}) = \frac{\text{neps} \cdot 0,9786}{9,603} \quad (\text{modules de type II})$$

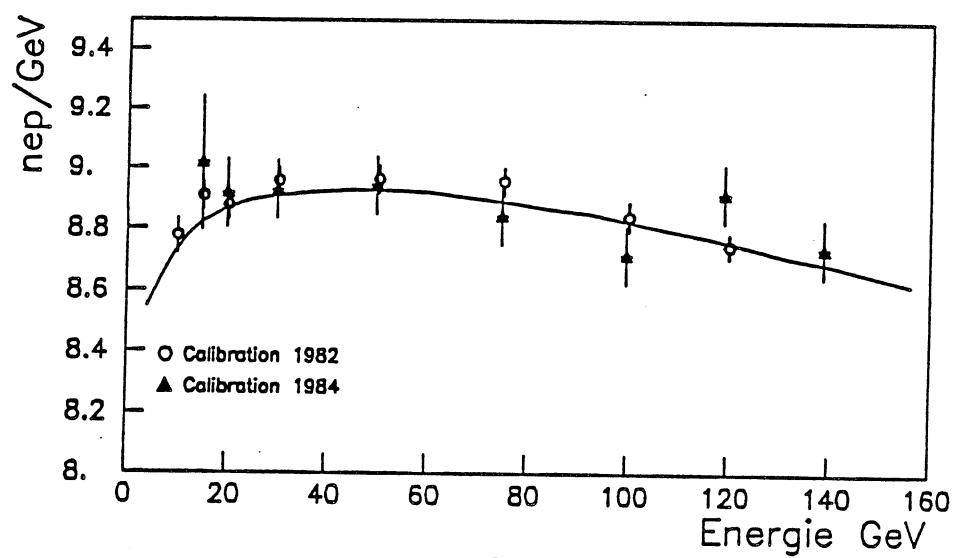


Figure III.6. Calibration de l'énergie hadronique entre 5 et 150 GeV pour les modules de type I.

les résolutions varient pratiquement comme la racine de la longueur d'échantillonnage :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left[0,02^2 + \frac{0,52^2}{E} \right]^{1/2} \quad (\text{modules de type I})$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,70}{\sqrt{E}} \quad (\text{modules de type II})$$

Nous allons résumer les avantages des nouveaux modules en ce qui concerne la calorimétrie.

- Ils possèdent un système permettant de calibrer la chaîne électronique entière.
- Ils donnent une information sur le développement horizontal et vertical de la gerbe hadronique.
- Du fait d'un meilleur échantillonnage, la résolution en énergie hadronique est améliorée.

Par contre la cellule calorimétrique effective des nouveaux modules étant plus longue que celle des modules de type II, la position longitudinale de la gerbe est moins bien connue dans les nouveaux modules. La position transversale de la gerbe est mieux connue dans les nouveaux modules ($\sigma=4$ cm) que dans les anciens ($\sigma=15$ cm).

b) Spectrométrie.

- Trajectoire du muon

Chaque module du calorimètre est suivi d'une chambre à dérive. Les chambres à dérive sont de forme hexagonale et comportent trois plans de fils. Trois axes de coordonnées Y, U, V, chacun perpendiculaire à la direction des fils d'un plan sont ainsi définis dans le plan transverse au faisceau. Tout point de ce plan vérifie la relation :

$$Y - U + V = 0$$

Cette relation doit évidemment être modifiée lorsque Y, U, V sont mesurés dans les trois plans consécutifs de la chambre et que la trace du muon n'est pas parallèle à l'axe du détecteur.

Dans un plan de la chambre, les fils sont agencés de façon à former des cellules de dérive comportant en leur centre un fil de lecture. La connaissance des temps de dérive donnés par trois convertisseurs temps-digital (TDC) permet de déterminer les coordonnées de la trace du muon dans la chambre si au moins deux des plans de la chambre ont été touchés.

Deux types de chambres ont été utilisés

- Les plus anciennes comportent 62 cellules de dérive avec une distance de dérive maximale de 3 cm. La résolution sur la position est 1,2 mm.
- Deux nouvelles chambres placées après les modules n°2 et 7 ont été utilisées. Elles comportent 46 cellules cloisonnées et la distance de dérive maximale devient 4 cm. La grande amélioration provient du doublement du fil sensible dans la direction de dérive. Il est ainsi possible, grâce à un amplificateur différentiel, de savoir directement de quel côté du doublet est passée la particule [III. 11 b)]. La résolution sur la position est de 1,8 mm.

L'efficacité des chambres à dérive est contrôlée pendant la prise de données. Elle est de l'ordre de 99 % pour les anciennes chambres. Les nouvelles chambres ont une efficacité un peu inférieure (90 %) principalement due à la difficulté d'assurer une circulation homogène du gaz dans les cellules et à la présence de zones mortes dans la chambre en raison du cloisonnement [III.14].

- Mesure de l'impulsion du muon

Les modules de fer du calorimètre sont le siège d'un champ magnétique toroidal :

- Dans les modules de type II et III, le champ provient des deux séries de spires parcourues par un courant de 700 A. Les inhomogénéités radiales et azimutales ont été paramétrisées par :

$$B = (20,73 - 6,02 R + 2 R^2) (1 - 0,0144 \cos 2\varphi)$$

où R est en m et B en Kgauss, φ est compté à partir de l'axe x horizontal.

- Dans les modules de type I, la mesure a été paramétrisée par :

$$B = 20,75 - 6,67 R + 1,97 R^2 + (0,262 R + 0,147 R^2) \sin^2 2\varphi$$

Les inhomogénéités radiales sont donc du même ordre de grandeur que dans les modules de type II et III ; Elles sont plus petites en φ , principalement à bas rayon.

Connaissant la trajectoire du muon par les chambres, et l'intensité du champ magnétique, nous pouvons calculer l'impulsion du muon.

Il est à noter que la trajectoire du muon est mieux déterminée dans les modules de type I puisque, du fait de la réduction de la longueur de fer par module, on a plus de points de mesure pour une longueur de fer donnée.

Une véritable calibration de l'impulsion du muon ne peut se faire qu'au moyen d'un faisceau de muons d'impulsion connue. Ce test n'ayant pu avoir lieu, notre échelle de mesure de l'impulsion du muon repose sur la mesure du champ magnétique en différents points des aimants (formules précédentes). Une correction à cette échelle peut être déterminée à l'aide de données provenant d'une expérience utilisant un faisceau à bande étroite (Cf Chap. 4).

Certains muons "courts", d'énergie comprise entre 5 et 15 GeV, s'arrêtent dans le fer de notre détecteur. En utilisant les tables de pertes d'énergie de Richard-Serre [III.15] ou les résultats de BCDMS [III.17] concernant la perte d'énergie par les muons traversant le fer, il est possible de calculer l'impulsion de ces muons à partir de la longueur parcourue. La comparaison de cette impulsion à celle obtenue par la courbure de la trajectoire montre un bon accord à 150 MeV près en moyenne.

- Résolution sur l'impulsion du muon

L'erreur sur la mesure de l'impulsion du muon provient d'une part de la diffusion multiple dans le champ coulombien des noyaux et d'autre part de la précision de la mesure des coordonnées du muon par les chambres. La résolution théorique peut être calculée [III.16]. La comparaison des résultats du programme de simulation de l'appareillage à ceux du programme de reconstruction des données a montré que la paramétrisation suivante décrivait convenablement la résolution sur l'impulsion du muon :

$$d(1/P) = (dc_1^2 + dc_2^2 + dc_3^2)^{1/2} / (0,3 B)$$

avec :

$$- dc_1^2 = 720 \epsilon^2 / L^4 (N+5)$$

provenant de l'erreur de mesure ϵ sur les chambres.

$$- dc_2^2 + dc_3^2 = \frac{720}{6L^2(N+5)} \left[\frac{0,014}{P_\mu} \right]^2 \frac{L_{fe}}{L_R} \left[1 + \frac{1}{9} \text{Log} \frac{L_{fe}}{L_R} \right]^2 + \left[\frac{0,08}{P_\mu} \right]^2 \frac{1}{N - \sqrt{3}/3}$$

- N = nombre de chambres utilisées pour la mesure
- L = longueur de la trace du muon
- B = champ magnétique effectif sur la trace
- L_{fe} = longueur de fer traversée

- L_R = longueur de radiation dans le fer (1,76 cm)

A grande impulsion, le terme dc_1 domine tandis qu'à basse impulsion les termes dc_2 et dc_3 de diffusion multiple deviennent importants. Aux impulsions de muons considérées dans cette expérience, $\Delta p/p$ est pratiquement toujours de l'ordre de 10 % .

c) Détection du vertex et mesure de l'angle.

La détection du vertex utilise les informations données par les chambres et les scintillateurs du calorimètre. La trajectoire du muon ne peut être directement déterminée dans la gerbe hadronique puisque de nombreux fils des chambres sont touchés par les particules de la gerbe. La technique utilisée pour déterminer la position du vertex est la suivante :

- La position longitudinale (z) du vertex de l'interaction sera assignée au centre de la première cellule calorimétrique de la gerbe hadronique située sur la trajectoire du muon. La position transverse (x,y) du vertex sera donnée par l'intersection du plan transverse à la cote z et de la trajectoire du muon.
- On détermine cette première cellule en propageant à rebours le muon dans le champ magnétique depuis les premières chambres non situées dans la gerbe. Cette extrapolation s'arrête lorsque l'on a passé une chambre non touchée ou lorsque l'on a trouvé le dernier scintillateur ayant donné un signal plus grand qu'un tiers de n_{ep} .

Ayant déterminé la position du vertex et connaissant les trois composantes de l'impulsion du muon, on déduit l'angle que fait le muon par rapport à l'axe du détecteur. Dans l'ignorance du point de désintégration du méson π ou K duquel provient le neutrino, on suppose une distance moyenne de désintégration pour extraire, connaissant les coordonnées x et y du vertex, l'angle d'émission du muon par rapport à l'axe du neutrino.

- Erreur sur le vertex et l'angle

L'erreur sur la coordonnée z est de l'ordre de 7 cm pour les modules de type I et 2,5 cm pour les modules de type II. L'erreur sur les coordonnées x et y provient de la diffusion multiple ; elle est estimée à :

$$\Delta x = \Delta y = 400/p_{\mu} \text{ en mm } (p_{\mu} \text{ en GeV/c})$$

L'erreur sur les composantes radiale et transverse de l'angle provient de l'erreur de mesure des chambres et de la diffusion multiple. De plus, l'erreur sur la composante radiale est corrélée à l'erreur faite sur l'impulsion du muon. Ces erreurs s'écrivent :

- Pour la partie transverse :

$$d\theta_T = \left[\frac{12\epsilon'^2}{L^2(N+3)} + (N_B+0,1) \left(\frac{0,1}{p_{\mu}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

- Pour la partie radiale :

$$d\theta_R = \left[\frac{192\epsilon'^2}{L^2(N+4,9)} + (N_B+0,1) \left(\frac{0,1}{p_{\mu}} \right)^2 + \frac{720\epsilon'^2}{L^4(N+5)} L_B(L_B-0,75N_{fe}) \right. \\ \left. + \left[\frac{0,08}{p_{\mu}} \right]^2 \frac{L_B}{N-\sqrt{3}/3} (L_B-0,27) \right]^{1/2}$$

dans lesquelles

$$\epsilon'^2 = \epsilon^2 + \left[\frac{0,014}{p_{\mu}} \right]^2 \frac{L_{fe}}{L_R} \left[1 + \frac{1}{9} \log \frac{L_{fe}}{L_R} \right]^2$$

- N_B = Nombre de chambres non utilisées dans l'extrapolation.
- L_B = Longueur de fer de l'extrapolation en m.
- N_{fe} = Nombre de modules traversés par le muon.

On reconnaît ici encore les termes de diffusion multiple et de précision des chambres. L'erreur dominante provient de la diffusion multiple entre le vertex et la première chambre utilisée pour la

détermination de la trajectoire (longueur d'extrapolation). L'erreur totale sur θ est de l'ordre de 10 mrad pour $p_{\mu} = 10$ GeV/c et 2 mrad pour $p_{\mu} = 100$ GeV/c.

C - LA PRISE DE DONNEES

La prise de données WBB eut lieu de septembre à décembre 1983 (Périodes 4(A,B) et 5(A,B,C)). La mesure de la section efficace totale a fait l'objet d'une prise de données préalable de juillet à août 1983 en NBB. Dans le but de minimiser les effets systématiques dûs aux instabilités d'appareillage, ces deux prises de données se sont succédées rapidement.

Les caractéristiques du faisceau WBB ont été choisies comme suit :

- L'énergie des protons extraits du SPS est de 450 GeV ; l'extraction est continue pendant 2 ms, produisant un déversement de forme approximativement gaussienne (extraction "fast-slow"). L'intensité moyenne est de 10^{13} protons par extraction et la répétition des extractions est de 12 secondes (période 4A) ou 14,4 secondes (depuis la période 4B).
- La cible est en beryllium. C'est un cylindre de diamètre 3 mm et d'une longueur de 60 cm en faisceau positif (neutrino) et 110 cm en faisceau négatif (antineutrino) en tronçons de 10 cm étendus sur 2 m. Elle est suivie d'un absorbeur dans le cas de faisceau négatif, et d'un collimateur d'ouverture variant entre 6,5 mrad à 8 mrad.

Des tests effectués en début de prise de données ont montré que le bruit de fond dû aux muons était beaucoup trop élevé pour être acceptable par les trois expériences BEBC, CDHS et CHARM (temps mort et trop grand

nombre de muons en provenance du blindage). Une fermeture du collimateur à la valeur minimale de 6,5 mrd n'ayant pas suffisamment réduit ce bruit de fond, il a été décidé d'utiliser des protons d'énergie 400 GeV seulement extraits du SPS avant la fin du cycle d'accélération. Le collimateur a été remplacé en position d'ouverture maximale.

Nous allons maintenant décrire les conditions de déclenchement particulières au WBB. Nous donnerons un bref aperçu de l'acquisition des données avant de dresser un récapitulatif de la statistique accumulée durant les périodes P4 et P5.

1) Les conditions de déclenchement.

Le déclencheur employé dans notre appareillage relève d'une logique à 3 niveaux. Dans le but d'optimiser le temps mort, il n'utilise que l'information provenant des scintillateurs.

- Au premier niveau il utilise les signaux rapides issus des PM. Les signaux peuvent être de 2 sortes :
 - Signal "muon" si l'on détecte plus d'un tiers de nep dans un module de tout l'appareillage.
 - Signal "hadron" si l'on détecte plus de 2 neps dans un module situé entre les modules 1 et 15.

Le signal combiné qui sera la référence de base pour le déclenchement des conversions par les ADC et qui donnera le temps de référence retardé pour les TDC, est un "ou" logique de :

- plus de 2 signaux "muon"
- plus d'un signal "hadron"

Ce signal n'est donné que si l'anticompteur n'a pas fourni un signal de veto pendant les 800 ns qui ont précédé.

- Au deuxième niveau, on utilise la hauteur d'impulsion du signal (charge intégrée). L'énergie visible est alors définie comme la somme de toutes les hauteurs d'impulsion dans l'appareillage. Nous n'avons utilisé que des conditions de déclenchement dans lesquelles le "vertex", défini comme le premier module détectant au moins 1/2 nep, était dans les modules 1 à 11. Il existe trois catégories de déclenchements.

1. Déclenchement "bas Q^2 " (LQ2) :

- Trois modules au moins détectent plus d'un tiers de nep : condition "muon".

2. Déclenchement "courant chargé" (CCT). On a à la fois :

- une condition "muon"
- l'énergie visible est plus grande que 7 GeV.

3. déclenchement "courant chargé dur" (HCC). On a à la fois :

- une condition "muon"
- l'énergie visible est plus grande que 15 GeV.

Etant donné la forme du spectre du faisceau WBB, les conditions 1) et 2) sont nettement favorisées par rapport à la condition 3). C'est pourquoi on a contraint la fréquence d'apparition de ces conditions de déclenchement au moyen de "facteurs d'échelle". Les facteurs d'échelle utilisés pendant les périodes 4 et 5 sont donnés dans la table III.1.

		ν	$\bar{\nu}$
P4	LQ2	64	4
	CCT	16	2
	HCC	1	1
P5	LQ2	16	4
	CCT	2	1
	HCC	2	1

Table III.1.

Les facteurs d'échelle ont donc été choisis de façon à diminuer le nombre d'événements enregistrés à basse énergie, principalement en exposition "neutrino" où le flux est très intense. De plus, on a favorisé la condition "courant chargé dur" pendant la période 4 et la condition "courant chargé" durant la période 5.

- Le troisième niveau du déclenchement est la validation. Un événement est validé si l'anticompteur n'a pas donné un signal de veto dans les 800 ns qui ont suivi le signal donné par le premier niveau de déclenchement.

En cas de validation, l'information des ADC, des TDC et des unités de déclenchement est transférée dans une mémoire d'accès rapide qui peut contenir jusqu'à 40 événements (FIFO).

2) L'acquisition en ligne.

La gestion de l'acquisition est confiée à un ordinateur NORISK.DATA 50. Il reçoit du SPS des informations lui permettant d'ouvrir avant le déversement une porte logique pendant laquelle l'appareillage peut accepter des événements. Il contrôle le bon fonctionnement des chaînes de lecture des modules et des chambres et permet de visualiser en ligne ce fonctionnement au moyen d'histogrammes.

A l'issue d'un déversement, l'information des événements est partiellement traitée et écrite sur bande magnétique. L'intensité du fais-

ceau était telle que 40 événements étaient enregistrés à chaque déversement dans le cas de faisceau de neutrinos. L'intervalle de temps minimal entre deux événements est fixé par le temps de conversion des ADC ($4\mu s$).

Cet ordinateur gère également les calibrations relatives des ADC et met à jour pour chaque ADC la valeur correspondant à une particule au minimum d'ionisation (nep) en enregistrant des événements cosmiques en dehors des déversements.

3) Statistique de la prise de données.

Nous avons réuni sur la table III.2 les caractéristiques de l'échantillon expérimental enregistré pendant la prise de données WBB. En raison des valeurs différentes des facteurs d'échelle assignés aux conditions de déclenchement, les lots des périodes P4 et P5 restent séparés. Ces deux lots seront utilisés ainsi que nous le verrons au chapitre 4.

	ν		$\bar{\nu}$	
	Période P4	Période P5	Période P4	Période P5
Temps de faisceau	228 h	386 h	411 h	804 h
Intensité moyenne par déversement	$0,85 \cdot 10^{13}$	$0,83 \cdot 10^{13}$	$0,98 \cdot 10^{13}$	$0,84 \cdot 10^{13}$
Flux total de protons	$0,477 \cdot 10^{18}$	$0,811 \cdot 10^{18}$	$0,94 \cdot 10^{28}$	$1,58 \cdot 10^{18}$
Temps mort moyen	15 %	15 %	16 %	7 %
Efficacité du SPS	81 %	76 %	96 %	73 %
Efficacité du détecteur	86 %	92,5 %	79 %	90 %
Nombre de bandes	88	135	142	173
Nombre de déclenchements	1.733.187	2.591.398	2.190.108	3.221.706

Table III.2

CHAPITRE IV : TRAITEMENT DES DONNEES ET ANALYSE DES EVENEMENTS

La première étape de notre analyse consiste à sélectionner les événements de type courant-chargé et à déterminer pour chacun de ceux-ci la valeur des quantités cinématiques. Nous décrivons dans ce chapitre les étapes de la constitution du lot expérimental ainsi que les tests de qualité effectués sur les données.

A - CONSTITUTION DU LOT EXPERIMENTAL

1) *Le programme de reconstruction.*

Ce programme effectue d'abord une sélection sur les types d'événements. L'information sur la position du muon provenant des chambres est utilisée pour rejeter :

- Les événements simulés par des muons cosmiques, généralement très inclinés par rapport à l'axe Z du détecteur.
- Les muons issus de la ligne de faisceau pénétrant l'appareillage par le côté ("muons du SPS").

On rejette également les événements "courts" dont le muon ne traverse pas 5 chambres et que le programme reconstruit mal.

Pour les événements ayant franchi cette première étape, on reconstruit la trajectoire du muon dans l'appareillage au moyen d'un

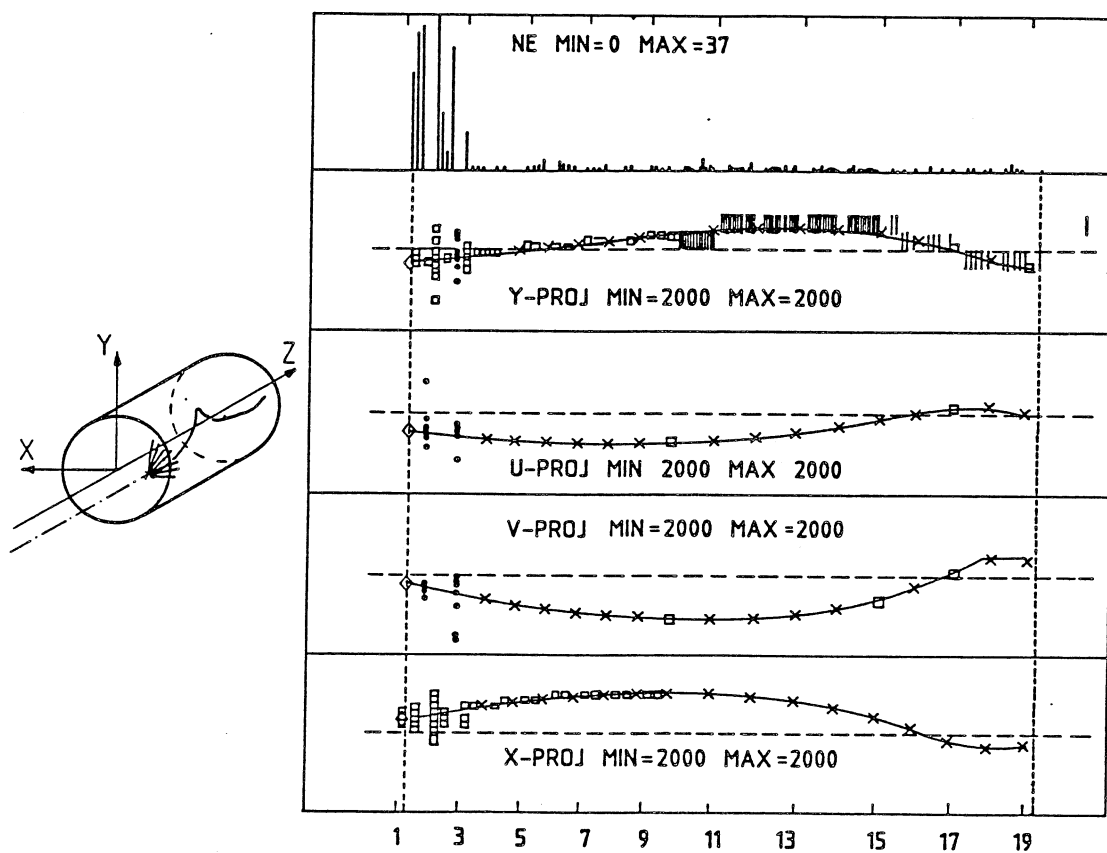


Figure IV.1. Evénement de type courant chargé. De haut en bas l'énergie déposée, les projections dans les plans YZ, UZ, VZ, XZ.

ajustement. On détermine ainsi l'impulsion du muon, la position du vertex et l'angle du muon au vertex.

L'énergie de la gerbe est calculée à partir des charges intégrées provenant des scintillateurs compris dans une "boîte de gerbe" d'une longueur de fer de 1,5 m (trois modules de type I par exemple) débutant au plan du vertex et en faisant usage de la procédure de pondération [III.12 b)] qui tient compte des réponses différentes de notre calorimètre aux composantes hadroniques et électromagnétiques de la gerbe :

$$N_{\text{eps}} = \sum_i n_{\text{ep}_i} \left[1 - \frac{0,046 n_{\text{ep}_i}}{\sqrt{\sum_i n_{\text{ep}_i}}} \right]$$

où n_{ep_i} est le nombre de neps dans le canal i .

Les dimensions transverses de la boîte sont (8x0,15m)x3,75m dans les modules de type I et (4x0,45m)x3,75m dans les modules de type II ; elle est centrée sur la position transversale du vertex.

Les événements pour lesquels le programme n'a pas trouvé de trace ou au contraire plus d'une trace (dimuons) ont également été rejetés en première analyse. Une version interactive du programme permettant la reconstruction manuelle de la trajectoire a été utilisée. Il a ainsi été vérifié que :

- Les événements "candidats courant-chargés" étaient convenablement reconstruits, l'efficacité de reconstruction étant maximale et égale à 96 % pour $P_\mu > 7$ GeV/c. Pour P_μ compris entre 5 et 7 GeV/c, l'efficacité ϵ a été paramétrisée en :

$$\epsilon = 1,02 (-0,0355 P_\mu^2 + 0,875 P_\mu - 1,228)$$

- Les critères de réjection des muons cosmiques et de muons du SPS étaient adaptés.

La figure IV.1 reproduit la visualisation d'un événement courant chargé par ce programme.

Une fraction des événements rejetés a fait par la suite l'objet d'une reconstruction forcée et a montré que les réjections n'introduisent pas de biais dans le lot des événements candidats courant chargé. Ce lot constitue le lot de base de l'analyse. Avant de décrire l'affinage qui donnera le lot final, nous allons détailler le calcul de l'énergie hadronique à partir de l'énergie mesurée dans la boîte de gerbe.

2) Prise en compte de l'énergie déposée par le muon.

On mesure l'énergie hadronique dans une boîte de longueur de fer 1,5 m. Le muon émergent dépose également dans cette boîte de l'énergie qu'il s'agit de soustraire à l'énergie mesurée pour obtenir l'énergie hadronique vraie. Une première estimation à partir des tables de Richard-Serre [III.15] donnant la valeur moyenne de l'énergie déposée en fonction de l'impulsion du muon et du parcours dans le fer montre que cette quantité d'énergie est en moyenne comprise entre 2,2 et 4 GeV pour des muons d'impulsion comprise entre 5 et 200 GeV/c. On peut alors faire les remarques suivantes :

- Cette énergie est faible mais comparable aux plus basses énergies hadroniques mesurables (5 GeV).
- Cette énergie est d'origine purement électromagnétique et ne peut pas satisfaire la relation $n_{ep} \sim E$ valable pour l'énergie hadronique.

Nous pouvons toutefois soustraire la quantité d'énergie correspondant à la lumière vue par les photomultiplicateurs : nous avons fait la distribution de l'énergie déposée par le muon dans une "seconde boîte" de longueur de fer 1,5 m et située à la suite de la boîte de gerbe suivant la ligne de vol du muon. Cette distribution de type Landau-Vavilov présente un pic quasi-Gaussien centré à une énergie de 3,0 GeV et de largeur 800 MeV. 97 % des événements ont une énergie déposée inférieure à 6 GeV. (Cf. Fig. IV.2).

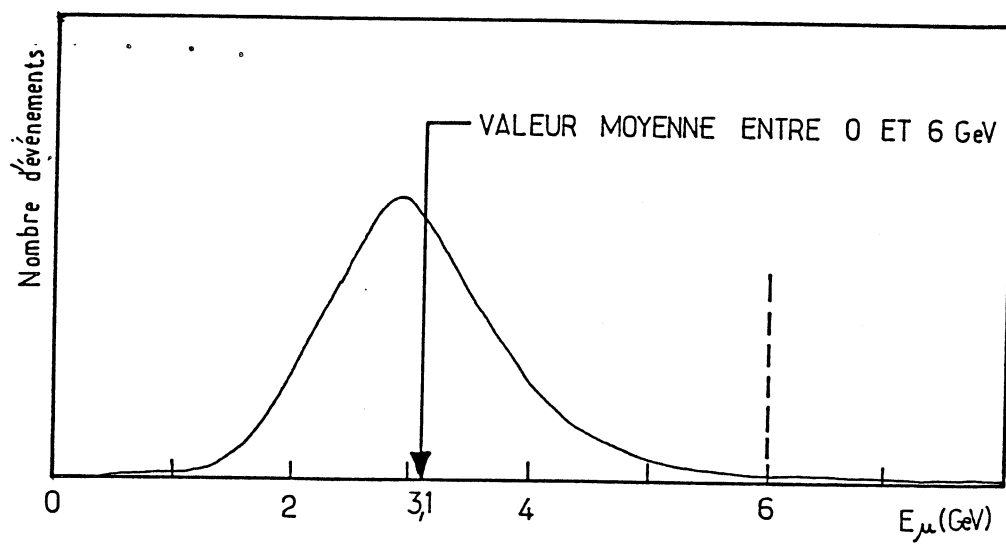


Figure IV.2. Distribution de l'énergie laissée par le muon dans une boîte de longueur 1,5 m.

Nous avons choisi de soustraire à l'énergie hadronique mesurée la valeur moyenne de cette distribution entre 0 et 6 GeV, soit 3,1 GeV. L'effet de résolution additionnel dû à la largeur du pic sera traité par Monte-Carlo (cf. Chap.5), de même que la queue de distribution (3 % des événements), correspondant à des pertes d'énergie "catastrophiques" qui peuvent aller jusqu'à l'énergie totale du muon.

Les incertitudes sur cette soustraction, alliées à celles sur la mesure des basses énergies hadroniques, nous ont conduit à prendre en compte une erreur systématique de plus ou moins 500 MeV sur l'énergie hadronique. L'effet dû à cette erreur sera l'effet systématique prépondérant sur les fonctions de structure à bas Q^2 .

3) Mise en forme du lot final.

L'affinage des données est effectué par application de "coupures" sur le lot de base.

- En premier lieu on rejette les événements dont le muon est défocalisé par l'appareillage, correspondant à des interactions de neutrinos en exposition "antineutrino" et inversement.
- On effectue ensuite des coupures fiduciaires destinées à rejeter les événements dans lesquels une quantité cinématique pourrait être mal déterminée. On rejette ainsi les événements dont le vertex est situé :
 - dans le premier module, éliminant ainsi la contamination résiduelle des muons provenant du blindage et pénétrant l'appareillage de face.
 - au delà du module 9, nous restreignant ainsi à la partie d'appareillage où l'énergie est mesurée par les modules de type I.

- près du trou central du calorimètre ($R < 35$ cm) puisque le passage des spires inductrices ne permet pas une mesure complète de l'énergie hadronique.
- à un rayon $R > 1,6$ m où l'énergie risque également d'être incomplètement mesurée. Cette coupure élimine totalement les muons parasites pénétrant l'appareillage par le côté.

Le volume fiduciaire utilisé correspond alors à un poids de 250 tonnes seulement sur les 1150 tonnes du détecteur.

- Des coupures cinématiques permettent de s'affranchir des domaines où la mesure devient trop incertaine. On impose :
 - $P_{\mu} > 5$ GeV/c pour écarter les muons très courts dont l'impulsion a été ajustée avec moins de 6 chambres en moyenne. Les événements ayant P_{μ} compris entre 5 et 7 GeV/c sont pondérés par l'inverse de l'efficacité de reconstruction ϵ .
 - $E_{\text{had}} > 5$ GeV car d'une part la calibration est mal connue en deçà et d'autre part la résolution se détériore. Cette coupure ne sera effectuée qu'au stade des sections efficaces différentielles (Cf. Chap VI).
 - $E_{\text{TOT}} > 20$ GeV : en raison des 2 coupures précédentes, l'acceptance est faible à basse énergie et de plus la normalisation extérieure provenant des sections efficaces totales est inconnue en deçà.
 - $E_{\text{TOT}} < 400$ GeV pour écarter les événements provenant des queues des résolutions expérimentales.
 - On impose de plus une longueur d'extrapolation entre la première chambre utilisée dans l'ajustement de la trajectoire du muon et le vertex, inférieure à 1,5 m. On rejette également les

événements dont le muon a une trajectoire principalement contenue dans le trou central où le champ magnétique est nul.

La table IV.1 permet de suivre les différentes étapes de l'affinage des données. A noter que les coupures sur le signe du muon et l'énergie totale sont plus drastiques pour le lot d'événements "antineutrino" ; en effet le faisceau d'antineutrinos est très contaminé par les neutrinos à haute énergie et le spectre en énergie décroît plus rapidement (cf. Chap. III).

	Neutrinos		Antineutrinos	
	Période 4	Période 5	Période 4	Période 5
Nombre d'événements initial	658 888	1 164 050	602 880	1 209 774
Evénements rejetés par les différentes coupures :				
- Muon de mauvais signe	12 250	30 857	105 992	203 418
Coupures fiduciaires :				
- Vertex dans le module 1	41 769	37 174	25 992	30 008
- Vertex dans les modules 10 et 11.	130 098	249 784	107 907	225 016
- $R < 0,35$ m	35 639	65 343	25 511	52 115
- $R > 1,60$ m	54 917	99 521	50 836	110 609
- Trajectoire dans le trou	157	264	59	157
Coupures cinématiques :				
- $E_{\nu} < 20$ GeV ou $E_{\nu} > 400$ GeV	22 461	115 026	75 507	190 623
- $P_{\mu} < 5$ GeV	5 837	8 899	1 672	3 098
- $E_{had} < 5$ GeV	6 027	81 779	51 414	156 826
Nombre d'événements après coupures (toutes conditions de déclenchement confondues)	349 733	475 403	157 990	237 904

Table IV.1

Affinage des données

B - TESTS DES DONNEES

1) Efficacité des déclencheurs.

Le premier test à effectuer sur le lot expérimental est la détermination de l'efficacité du déclencheur, afin de s'assurer que les conditions de déclenchement n'introduisent pas de biais. Pour cette étude, on n'a pas appliqué les coupures cinématiques.

On rappelle les conditions de déclenchement employées :

- "LQ2" : - une condition muon
- "CCT" : - une condition muon
 - énergie visible > 7 GeV
- "HCC" : - une condition muon
 - énergie visible > 15 GeV

Notons que l'énergie visible provient de toutes les hauteurs d'impulsion dans l'appareillage sommées grossièrement par les unités de déclenchement. En conséquence cette énergie approximative provient à la fois de la gerbe hadronique et de l'énergie perdue par le muon sur toute sa trace.

a) Principe.

Les conditions de déclenchement étant inclusives, on peut déterminer l'efficacité des déclencheurs CCT et HCC grâce à la condition moins restrictive LQ2 que l'on suppose exempte de biais.

Les événements satisfaisant la condition LQ2 doivent également satisfaire la condition CCT au dessus d'une certaine énergie seuil, puis la condition HCC au dessus d'un second seuil.

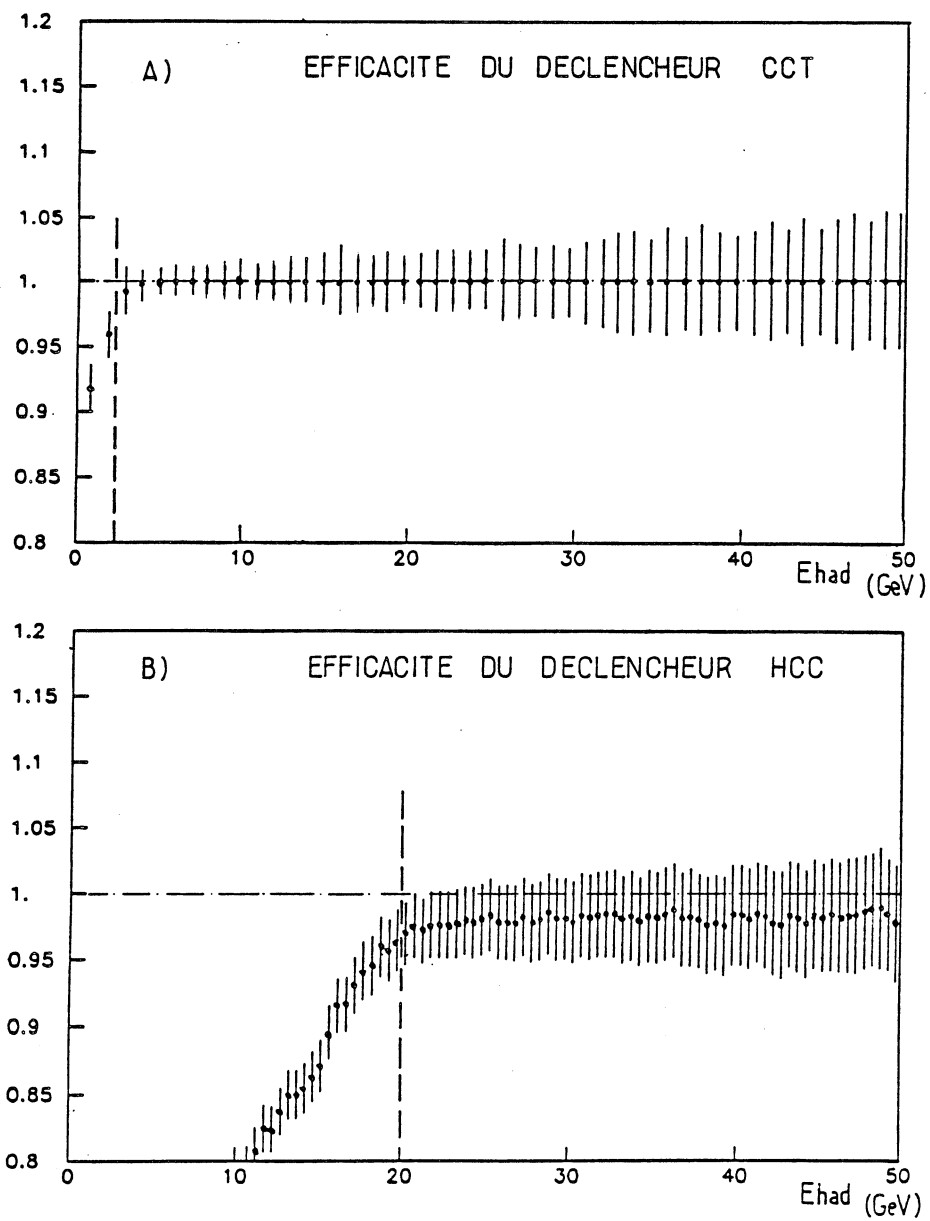


Figure IV.3. Détermination des seuils d'efficacité des déclencheurs.

A) CCT ($E_{had} = 2$ GeV).

B) HCC ($E_{had} = 20$ GeV).

b) Seuil d'efficacité CCT.

Le rapport des distributions en énergie des événements présentant à la fois les conditions LQ2 et CCT et de ceux ne satisfaisant que LQ2 permet de déterminer ce seuil (Cf Fig. IV.3 a)). Le seuil d'efficacité en énergie hadronique est :

$$E_{\text{had}} = 2 \text{ GeV}$$

Cette faible valeur s'explique aisément puisque l'énergie déposée par les muons traversant plus de 5 chambres (4 modules) est de l'ordre de 4 GeV et permet de satisfaire le critère de déclenchement. On ne peut observer un seuil franc en fonction de l'énergie totale.

c) Seuil d'efficacité HCC.

De la même façon, le seuil d'efficacité du déclencheur HCC est (Cf Fig. IV.3b)) :

$$E_{\text{had}} = 20 \text{ GeV}$$

On remarquera que l'efficacité n'est pas égale à 1 après le seuil. Ceci est dû au mauvais fonctionnement d'une unité logique de déclenchement durant la période 5. Néanmoins cette efficacité est constante et nous avons vérifié que le lot d'événements HCC ne présentait pas de biais au dessus du seuil d'efficacité.

Nous avons d'autre part observé que l'énergie hadronique moyenne des événements HCC augmente lorsque le vertex passe du module 2 au module 9. En effet, la position en Z du vertex augmentant, la longueur de trace du muon et par suite l'énergie déposée dans l'appareillage diminuent.

De ce fait la condition de déclenchement HCC devient de plus en plus dure, créant ainsi un biais en énergie hadronique si on utilise les coupures cinématiques définies précédemment ($E_{\text{had}} > 5 \text{ GeV}$).

d) Conclusion.

Le seuil d'efficacité du déclencheur CCT étant inférieur à la coupure en énergie hadronique (5 GeV), les événements LQ2 et CCT sont directement utilisables.

Les événements ne satisfaisant que la condition HCC ne sont pas utilisables. Nous verrons au paragraphe 6 de quelle façon on peut conserver une grande partie d'entre eux pour l'analyse.

2) Stabilité des données.

Les données correspondant à des périodes de mauvais fonctionnement de l'appareillage n'ont pas été utilisées. Un test de vérification consiste à étudier l'évolution des valeurs moyennes des quantités cinématiques E_{had} , p_{μ} , θ en fonction du temps (Cf. Fig. IV.4). On peut également s'assurer de la stabilité des données en regardant la variation de ces valeurs moyennes, exprimée en nombre d'écarts standards, par rapport à la valeur moyenne sur l'ensemble du lot de données (Cf. Fig. IV.5). Un examen attentif a montré que les conditions de prise de données correspondant aux points à plus de 5 écarts standards étaient douteuses (Intensité du champ magnétique inférieure à la valeur nominale par exemple). Les événements incriminés ont été rejetés.

Nous concluons de cette étude que nos données sont stables sur toute la période de prise de données.

3) Ajustement des calibrations expérimentales.

a) Principe.

Il est possible d'ajuster les calibrations de E_{had} et p_{μ} si l'on remarque que la valeur moyenne de l'énergie ne doit pas dépendre de y .

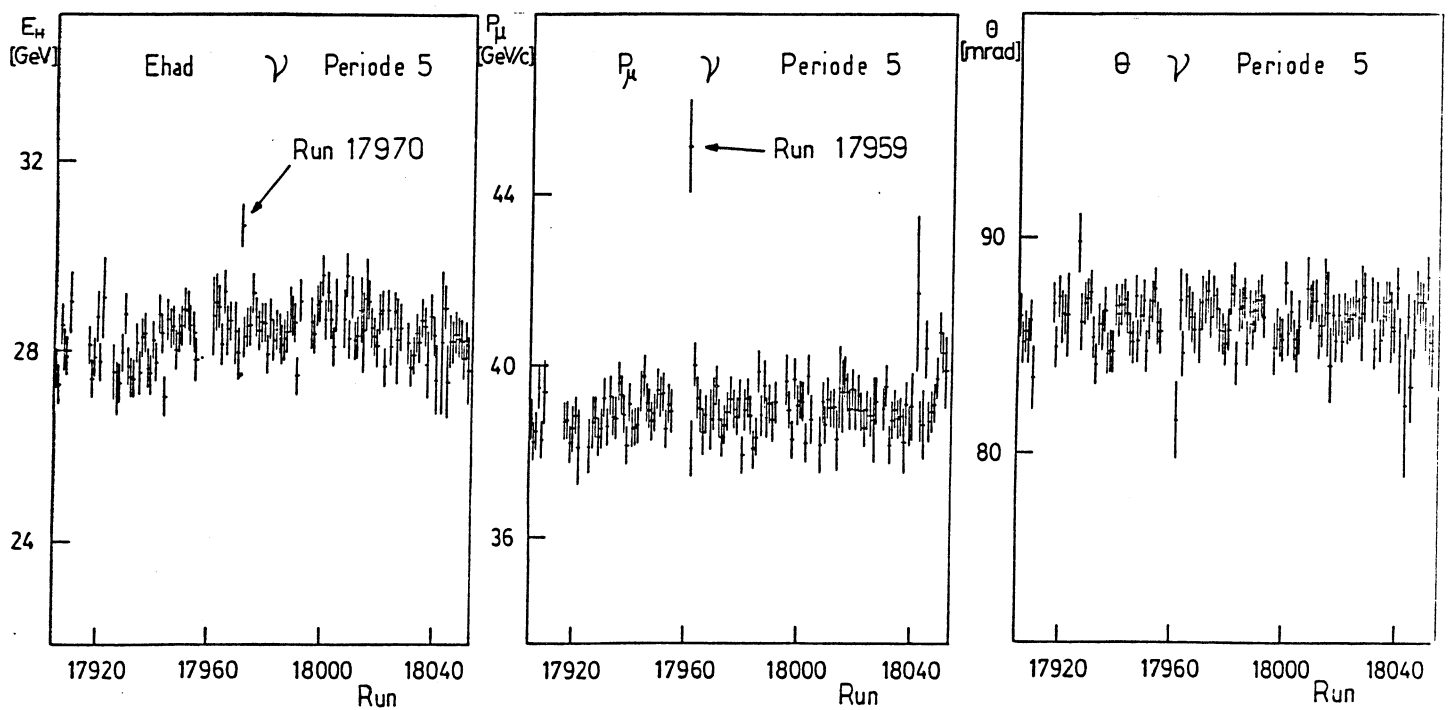


Figure IV.4. Evolution des valeurs moyennes des quantités cinématiques mesurées en fonction du temps. La période couverte par l'abscisse correspond à 21 jours de prise de données.

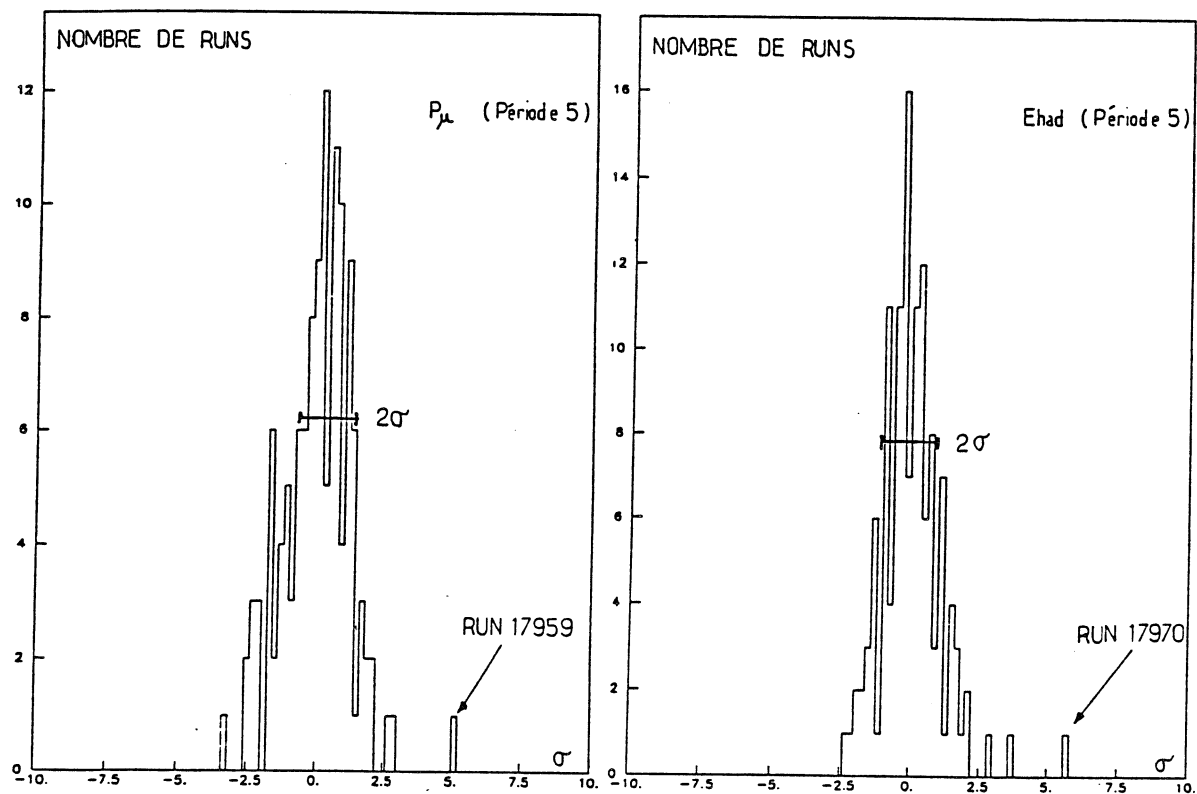


Figure IV.5. Distribution de la différence entre la valeur moyenne d'une quantité cinématique par run et la valeur moyenne sur l'ensemble de la prise de données, exprimée en nombre d'écarts standards σ .

En effet, le nombre d'événements dans un intervalle d'énergie et de y centré en (E_c, y_c) et de largeur $\Delta E \Delta y$ s'écrit (en omettant les effets d'acceptance et de résolution) :

$$N(y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dy dE K \Phi(E) \frac{d\sigma}{dy} (E, y)$$

où :

- K est le nombre de centres diffuseurs de la cible par cm^2
- $\Phi(E)$ est le flux de neutrinos à l'énergie E
- $d\sigma/dy (E, y)$ est la section efficace différentielle.

Si l'on néglige les violations d'invariance d'échelle (qui interviennent à un ordre supérieur), l'intégration sur x de l'expression de la section efficace différentielle donnée au chapitre I (expression (I,E,10)) mène à :

$$\frac{d\sigma}{dy} (E, y) = E G(y)$$

d'où le nombre d'événements :

$$N(y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = K \int_{\Delta y} dy G(y) \int_{\Delta E} dE E \Phi(E)$$

correspondant à la densité d'événements factorisée :

$$D(y, E) = K G(y) E \Phi(E)$$

La valeur moyenne de l'énergie $\langle E \rangle$ dans un intervalle $(y_c, \Delta y)$ ne dépend donc pas de y :

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \int_{\Delta y} \int_0^{E_{\max}} E D(y, E) dy dE / \int_{\Delta y} \int_0^{E_{\max}} D(y, E) dy dE \\ &= \int_0^{E_{\max}} E^2 \Phi(E) dE / \int_0^{E_{\max}} E \Phi(E) dE \end{aligned}$$

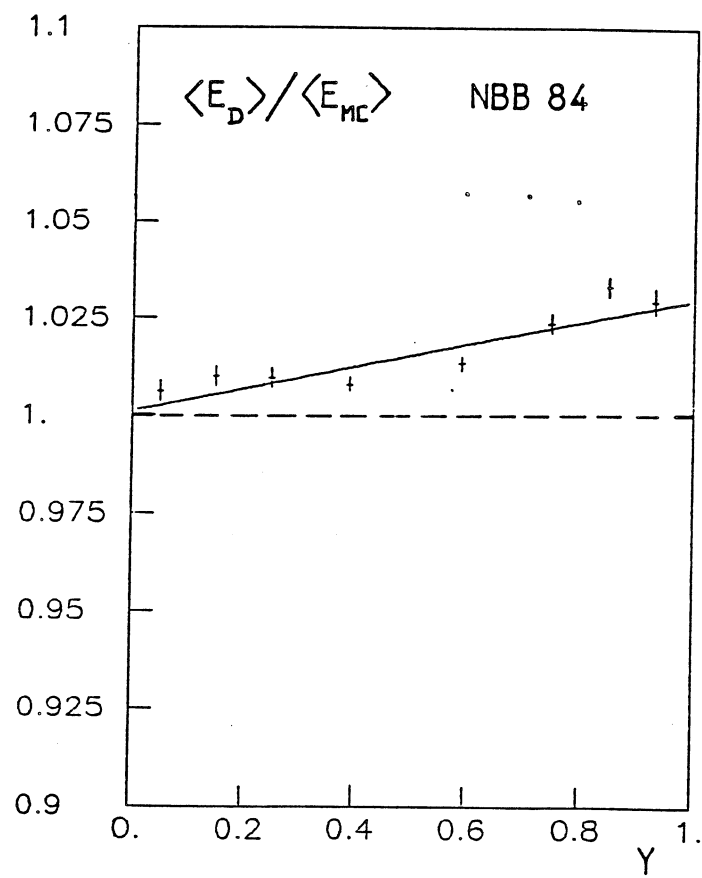


Figure IV.6. Illustration de l'ajustement des calibrations.

Afin de s'affranchir des effets d'acceptance et de résolution, on normalisé les valeurs moyennes trouvées à celles obtenues par le programme de simulation Monte-Carlo de l'appareillage. (Cf. Chap5).

La variable $y = E_{\text{had}} / (E_{\text{had}} + P_{\mu})$ indique de quelle façon l'énergie du neutrino $E_{\nu} = E_{\text{had}} + P_{\mu}$ est partagée en énergie hadronique et muonique :

$$\text{bas } y \Rightarrow P_{\mu} \gg E_{\text{had}}$$

$$\text{grand } y \Rightarrow E_{\text{had}} \gg P_{\mu}$$

Si l'on observe une dépendance en y de la valeur moyenne de l'énergie, on en conclut que l'une des calibrations E_{had} ou P_{μ} est incorrecte.

b) Resultat.

L'estimation de la correction ne peut se faire en WBB car le Monte-Carlo utilise le spectre en énergie reconstruit à partir des données (Cf. Chap5). L'emploi des données NBB de 83 et 84 a fourni la variation du rapport $\langle E \rangle / \langle E^{\text{MC}} \rangle$ des valeurs moyennes de l'énergie en fonction de y (cf fig. IV-6).

En raison du bon accord entre la mesure de l'impulsion provenant du parcours dans le fer et de l'ajustement de la courbure de la trajectoire, aucune correction n'a été appliquée à la calibration en impulsion. Les corrections à la calibration de l'énergie hadronique sont faibles :

$$E_{\text{had}} \rightarrow E_{\text{had}} \times 0,985 \quad \text{dans les modules de type I}$$

$$E_{\text{had}} \rightarrow E_{\text{had}} \times 1,05 \quad \text{dans les modules de type II}$$

Toujours au chapitre des calibrations, il a été observé que la réponse des ADC des modules de type I dépend du taux de déclenchement de l'appareillage. Une seconde correction à l'énergie hadronique, en moyenne de 5 % , a été obtenue à partir de données auxiliaires sur un banc de test. Cette correction a été employée dans le programme de simulation de l'appareillage.

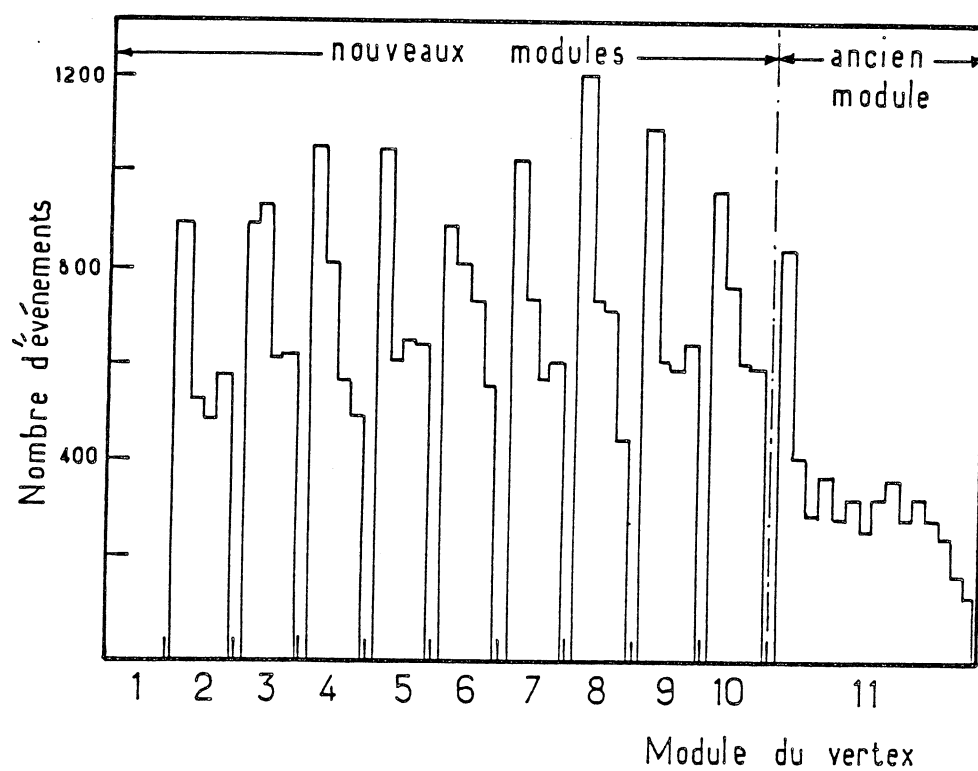


Figure IV.7. Distribution du vertex dans les plans de chaque module.

- Modules 1 à 10 de type I : 4 plans.
- Module 11 de type II : 15 plans.

La prise en compte des incertitudes liées à cette correction, et à la mesure de l'impulsion à partir du parcours (Richard-Serre ou BCDMS), nous a conduit à incorporer des variations des échelles de calibration en E_{had} et P_{μ} de 2,5 % et 2 % respectivement lors de l'estimation des effets systématiques.

4) Les effets indésirables.

Hormis la dépendance taux de déclenchement - réponse des ADC déjà citée, un autre effet peut se révéler dangereux :

En raison de bruit important de l'électronique ou de particules diffusées vers l'arrière, il arrive qu'un scintillateur situé sur le prolongement de la trace donne un signal un peu supérieur au bruit conventionnel. L'extrapolation de la trace du muon vers l'amont se poursuivra jusqu'à ce plan de scintillateur et le vertex sera ainsi mal placé. Il en résulte un double effet :

- la composante radiale de l'angle du muon est surestimée en raison d'une extrapolation trop longue dans le champ magnétique.
- la soustraction de l'énergie déposée par le muon est surestimée d'une quantité proportionnelle au nombre de plans supplémentaires de l'extrapolation.

Ceci donne également lieu à des distributions de vertex en Z présentant un nombre d'événements trop important de 20 % dans le premier plan d'un module et inversement dans le dernier plan, Cf. Fig. IV.7.

Les distorsions des distributions des quantités cinématiques sont néanmoins faibles. Les variations de l'angle et de l'énergie associées à ces déplacements de vertex ont été simulées dans le programme de Monte-Carlo.

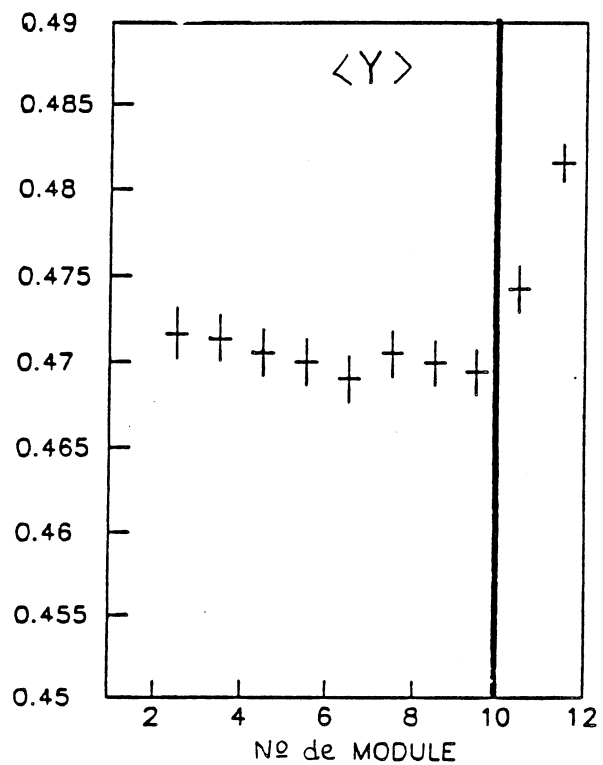
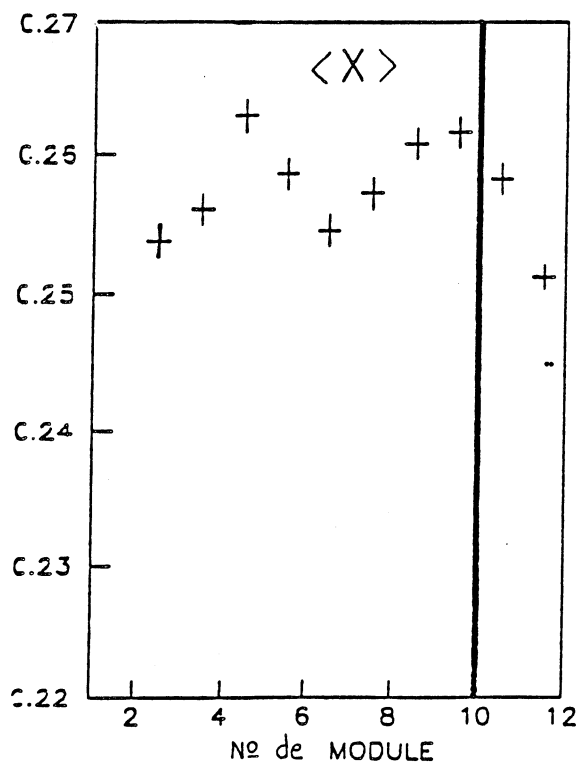
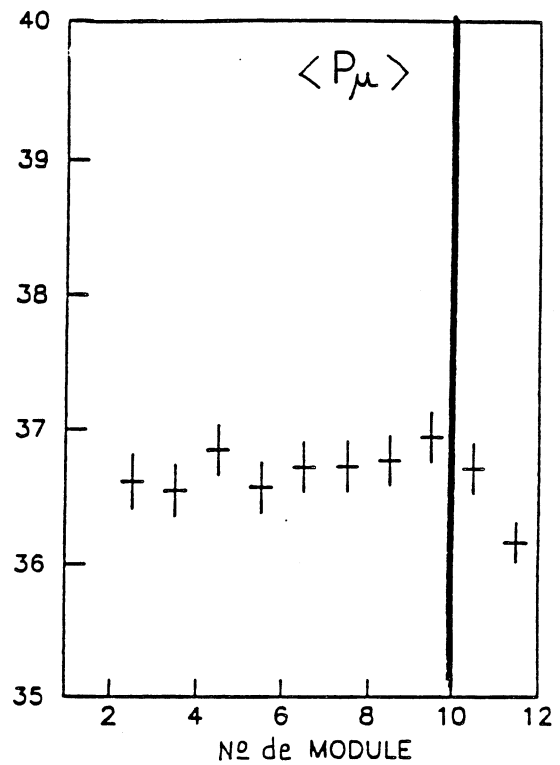
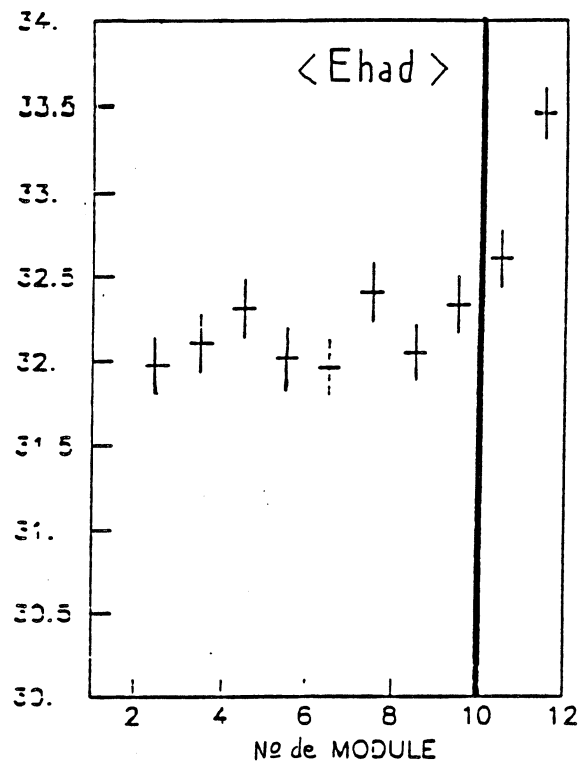


Figure IV.8. Valeurs moyennes de E_{had} , P_{μ} , x , y en fonction du module du vertex. La coupure $E_{had} > 5$ GeV est appliquée. Seuls les modules 2 à 9 sont utilisés dans l'analyse finale.

5) Uniformité du détecteur

Un atout important de la structure modulaire est de permettre des tests d'uniformité, autorisant une recherche de biais d'appareillage. Nous avons étudié la valeur moyenne de la fraction d'événements par module ainsi que les valeurs moyennes des différentes quantités cinématiques mesurées (E_{had} , P_{μ} , θ) ou reconstruites (x , y , E , Q^2). en fonction du module du vertex (Cf. Fig. IV.8). Pour cette étude nous utilisons les événements CCT qui ne présentent pas de biais de déclenchement.

A noter que l'on observe une augmentation de la valeur moyenne de l'énergie hadronique à partir du module 9 qui reflète la corrélation entre le taux de déclenchement et la réponse des ADC présente dans les seuls modules de type I.

Les écarts relativement grands qui apparaissent dans la valeur moyenne de x d'un module à l'autre proviennent de la coïncidence de fluctuations statistiques dans les distributions en E_{had} et P_{μ} d'un même module et ne reflètent aucun biais d'appareillage.

En conclusion de cette étude, il apparaît que le lot courant - chargé ne comporte pas de biais majeur et peut être utilisé pour l'analyse.

6) L'enrichissement à haute énergie.

Les événements HCC, particulièrement nombreux dans la période 4, peuvent être utilisés (cf. table IV.2).

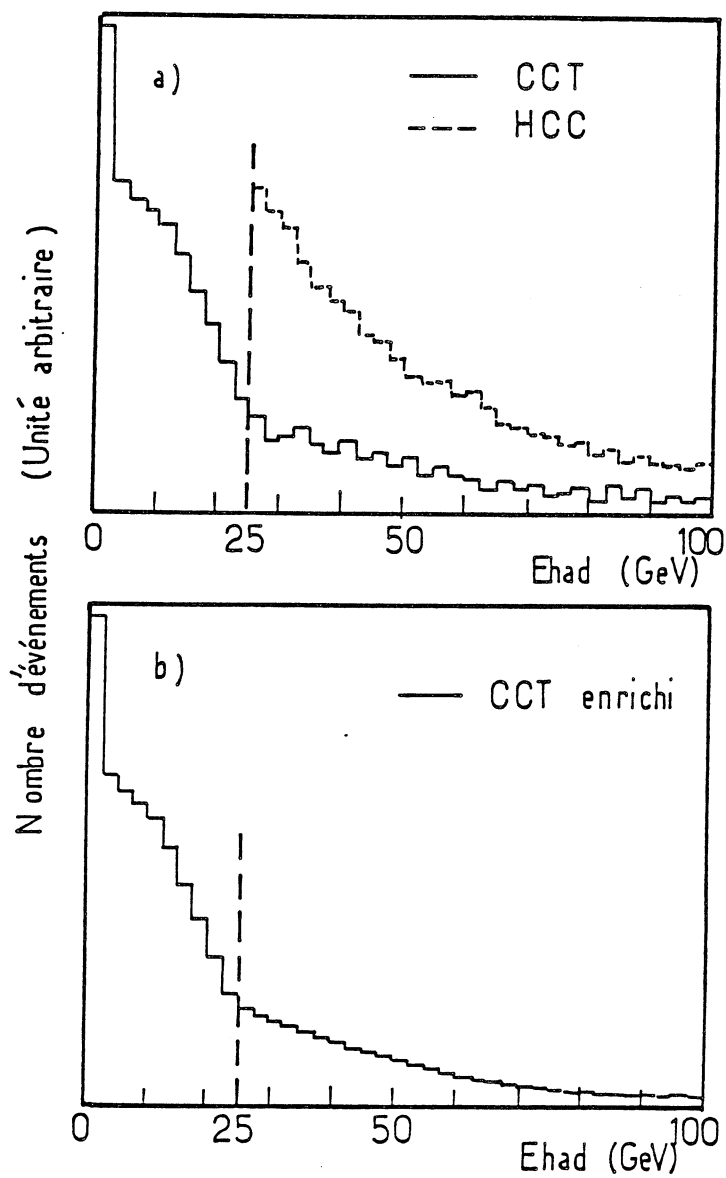


Figure IV.9. Principe de l'enrichissement à haute énergie.

a) Distributions en énergie hadronique pour les lots CCT et HCC.

b) Distribution finale.

	Neutrinos		Antineutrinos	
	Période 4	Période 5	Période 4	Période 5
Nombre d'événements après coupures (toutes conditions de déclenchement confondues)	349 733	475 403	157 990	237 904
CCT de $E_{\text{had}} < 25 \text{ GeV}$	13 702	186 825	68 821	174 451
CCT de $E_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$	11 058	155 760	23 249	63 453
HCC de $E_{\text{had}} < 25 \text{ GeV}$	191 726	70 371	52 261	0
HCC de $E_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$	133 247	62 447	13 659	0

Table IV.2

Répartition des événements après coupures en fonction des conditions de déclenchement et de l'énergie hadronique.

Dans le but de renforcer la composante de haute énergie du spectre, nous avons employé la procédure suivante.

- Nous avons vérifié qu'au delà du seuil d'efficacité du déclencheur HCC ($E_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$), les distributions des quantités cinématiques étaient identiques pour les événements CCT et HCC. En particulier le biais du déclencheur HCC a disparu.
- Nous avons donc "enrichi" la fraction à grande énergie hadronique (CCT, $E_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$) du lot d'événement CCT initial en lui adjoignant les événements (HCC, $E_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$). Le nombre d'événements CCT a été conservé en renormalisant le lot résultant au lot initial (Cf. Fig. IV.8).

L'intérêt d'un tel enrichissement est purement statistique : les fluctuations et les erreurs sur les nombres d'événements sont réduites, permettant ainsi une détermination précise de la section efficace différentielle même à haute énergie.

7) Présentation du lot final.

Sur la table IV.3 sont présentés les nombres finals d'événements utilisés pour la détermination des sections efficaces différentielles. Figurent également dans ce tableau les nombres d'événements HCC pour $E_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$, montrant l'intérêt de l'enrichissement.

	Neutrinos	Antineutrinos
Nombre d'événements <u>FINAL</u> après enrichissement	563 039	343 633
Nombre d'événements HCC ajoutés au lot CCT pour $E_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$	195 694	13 659.

Table IV.3

Lot final

Notons que pour $E_{\text{TOT}} > 100 \text{ GeV}$ et $E_{\text{had}} > 5 \text{ GeV}$, les nombres d'événements

$$CC^{\nu} = 164\,541 \text{ événements}$$

$$CC^{\bar{\nu}} = 41\,355 \text{ événements}$$

donneront aux sections efficaces différentielles déterminées à haute énergie une précision comparable à celle obtenue précédemment par CDHS [II.7]. A basse énergie (bas Q^2), la présente détermination sera beaucoup plus précise.

CHAPITRE V SIMULATION PAR METHODE DE MONTE-CARLO

A - PRINCIPE DE LA METHODE

L'observation des interactions par notre détecteur est le résultat de la convolution de la réalité physique des interactions et des résolutions expérimentales, limitée géométriquement et cinématiquement par l'acceptance du détecteur.

Le problème de l'extraction de la réalité physique a été résolu de façons diverses : La collaboration CHARM par exemple utilise une méthode originale basée sur l'utilisation d'un nombre fini de fonctions "B-Splines" (Cf. Chap. VI paragraphe A2). Nous employons une méthode plus classique qui fait usage d'une simulation de type Monte-Carlo. Le principe en est de reproduire les données à partir de paramétrisations des résolutions expérimentales et d'hypothèses physiques sur la forme de la section efficace différentielle ν -N (Cf. Paragraphe B2).

Dans cette partie, nous allons décrire cette simulation et voir si le résultat est conforme à l'observation expérimentale. L'extraction de la physique sous-jacente fera l'objet du prochain chapitre.

B - INGREDIENTS DE LA SIMULATION

Pour simuler les données, il faut connaître :

- les résolutions en $E_{\text{had}}, p_{\mu}, \theta$
- le flux de neutrinos
- la dynamique de l'interaction, au moins de façon approximative

Afin de pouvoir changer aisément ces paramètres, le processus de création des événements pseudo-expérimentaux a été divisé en deux étapes :

1. La génération d'événements suivant des formes grossières : plat en y , en $(1-x)$ et exponentiellement décroissant pour l'énergie.
2. La correction de ces formes grossières et l'assignation de poids correspondant au faisceau réel et à des suppositions de physique plus réalistes.

On obtient ainsi le lot d'événements engendrés. L'application des résolutions du détecteur et de coupures identiques à celles imposées aux événements réels fournit le lot d'événements pseudo-expérimentaux acceptés.

Les trois ingrédients nécessaires à la simulation sont obtenus de la façon suivante.

1) les résolutions du détecteur.

- La résolution en énergie hadronique a été mesurée lors des tests de calibration absolue.

- Les résolutions en angle et en impulsion du muon sont obtenues par comparaison des distributions expérimentales et pseudo-expérimentales fournies par un programme de simulation complète de l'appareillage. La paramétrisation des résultats guidée par les calculs exacts de résolution dans le cas de la diffusion multiple dans le fer a conduit aux résolutions données au chapitre 3.

Dans le but d'estimer les erreurs systématiques provenant d'une connaissance imparfaite de ces résolutions, une variation de 20 % de chacune des résolutions a été permise dans le programme de simulation.

2) La physique de l'interaction.

La comparaison des distributions simulées et mesurées se fait de façon itérative dans une méthode de Monte-Carlo. Pour obtenir une convergence rapide, on choisit pour hypothèse physique initiale la paramétrisation des fonctions de structure déterminées lors de l'analyse précédente (Cf. Appendice C). Les distributions de partons sont séparément paramétrisées dans une forme compatible avec QCD sur tout le domaine accessible en x et Q^2 . Le poids donné aux événements est la probabilité d'interaction sous forme de section efficace différentielle en x , y et E , par exemple dans le cas ν -N :

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{2\pi} \left[x[u(x)+d(x)+2s(x)] + x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)+2\bar{c}(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right]$$

L'effet de ces hypothèses sur la forme des distributions des quantités cinématiques simulées a été estimé en substituant aux paramétrisations de l'appendice C une paramétrisation simpliste des distributions de partons invariante d'échelle du type :

$$\begin{aligned} q_{val} &= 0,7 * 5,82 x^{1/2} (1-x)^{3,5} \\ q_{mer} &= 0,3 * 3,75 (1-x)^{6,5} \\ x(u+d+s+c) &= q_{val} + q_{mer}/2 \quad ; \quad x(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s}+\bar{c}) = q_{mer}/2 \end{aligned}$$

l'écart entre les deux distributions simulées est de l'ordre de 5 % en moyenne, ce qui est faible mais toutefois supérieur aux fluctuations statistiques des distributions équivalentes des données.

3) Le flux de neutrinos.

La détermination du spectre du faisceau fait elle même l'objet d'un processus itératif. La forme grossière de génération est :

- plate en R^2 (R =Rayon par rapport à l'axe de l'appareillage)
- en $1/[4 + \exp(E_\nu/35)]$ (E_ν = énergie du neutrino).

Nous allons détailler la procédure utilisée pour obtenir le spectre du faisceau à deux dimensions E et R :

- La statistique utilisée étant finie, on divise l'espace (E,R) accessible en cellules de taille convenablement choisie. Les événements réels ou pseudo-expérimentaux seront ainsi rangés dans des matrices de nombres à 2 dimensions.
- Les événements pseudo-expérimentaux affectés de la forme de génération grossière sont rangés dans la matrice M^{gen1} . L'application des résolutions et des coupures à ces événements donne un lot d'événements acceptés que l'on range dans la matrice M^{acc1} .

La matrice $M^{\text{cor1}} = M^{\text{acc1}}/M^{\text{gen1}}$ est la matrice d'acceptance globale qui tient compte à la fois de la résolution et des acceptances géométrique et cinématique.

- Une idée plus réelle du spectre d'événements est obtenue en appliquant la correction d'acceptance globale à la matrice d'événements réels M^{data} :

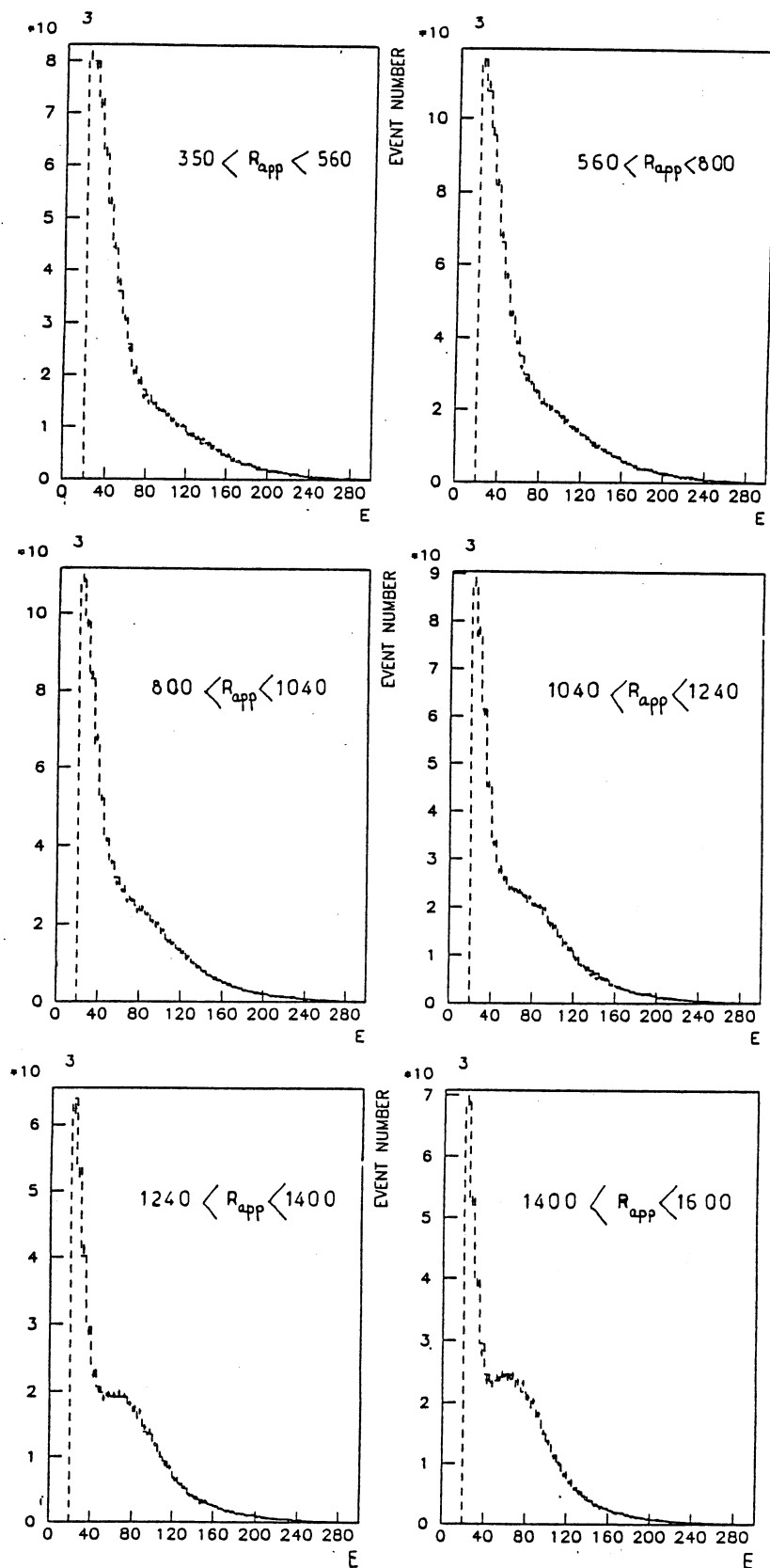


Figure V.1. Distribution en énergie dans différents intervalles de rayon R par rapport à l'axe du détecteur.

$$SP_1 = \frac{M^{data}}{M^{cor1}}$$

- La matrice SP_1 remplace alors la forme de génération grossière pour la pondération des événements et on recommence un cycle.

Le spectre d'événements obtenu est stable à partir de la troisième itération. La forme en (E,R) est portée sur la figure V.1. Intégré sur le rayon R , on trouve la forme présentée par anticipation au chapitre 3 (Fig. III.3).

Le spectre peut montrer d'une itération à l'autre des oscillations importantes à haute énergie où la statistique est faible. Cet effet a été pris en compte dans les erreurs systématiques en autorisant une variation de la pente du spectre de 20 % / 200 GeV.

Dans toute la suite de l'analyse, ce spectre a été utilisé pour la pondération des événements pseudo-expérimentaux. On peut remarquer que les détails en x et y de la section efficace différentielle utilisée dans la paramétrisation sont sans effet sur le spectre en énergie des neutrinos ; seule la forme en E , c'est-à-dire la section efficace totale $\sigma(E)/E$, intervient.

4) Les autres ingrédients.

Le programme de Monte-Carlo utilisé est une version simplifiée du programme de simulation complète du fonctionnement de l'appareillage canal par canal (au niveau des ADC et TDC). Dans cette version, la simulation a lieu au stade des variables cinématiques et de la position du vertex dans l'appareillage. Néanmoins, la simulation de la trace du muon a reçu une attention particulière puisqu'elle est nécessaire au calcul des résolutions sur p_μ et θ .

On a également simulé :

- La corrélation entre le taux de déclenchement et la réponse des ADC.

- Les déplacements de vertex et d'angle.
- La largeur du pic de l'énergie déposée par le muon dans une boîte de 1,5 m : 800 MeV (Cf. Chap. 4 Par. A2). C'est une contribution non négligeable à la résolution, principalement aux basses énergies hadroniques.

Nous avons également simulé, en fonction de p_μ , les queues de distribution correspondant aux pertes d'énergie catastrophiques par le muon dans la boîte de gerbe.

C - LIMITES DE LA METHODE

La méthode décrite au paragraphe 2 c) pour obtenir le spectre en (E,R) est générale, et s'applique aussi bien aux matrices à 3 dimensions en (x,y,E) ou (x,y,Q²) lorsque l'on veut trouver la matrice des événements vrais (détecteur idéal, acceptance = 1, résolution parfaite). La taille de cellules doit être choisie de façon à y grouper des nombres d'événements N significatifs ($\sqrt{N} \gg 1$).

D'autre part, pour que la correction des données par l'acceptance globale ait un sens, il faut que les dimensions d'une cellule soient au moins deux fois supérieures aux résolutions dans cette cellule et que la fonction de résolution $R(M,M')$, qui décrit la migration des événements se produisant en un point M de l'espace de phase vers toutes les valeurs observables M' dans l'espace de phase, soit piquée autour du point M physique.

Enfin, on rejette en général les régions où soit l'acceptance est faible, soit la migration d'événements est forte, en imposant un facteur d'acceptance globale toujours proche de l'unité.

D - COMPARAISONS DONNEES - MONTE CARLO

Nous avons comparé les distributions des différentes quantités cinématiques pour les événements réels et pseudo-expérimentaux après résolutions et coupures. L'accord obtenu renseigne d'une part sur la qualité de la simulation de l'appareillage, d'autre part sur l'écart entre la physique que l'on veut mesurer et les hypothèses utilisées dans la simulation.

1) *Premières comparaisons.*

a) Variables mesurées.

La comparaison des distributions en E_{had} , p_{μ} , θ , est donnée sur la figure V.2 pour les événements provenant d'interactions de neutrinos. L'accord est bon excepté à petit angle.

b) variables reconstruites.

La figure V.3 porte les comparaisons pour les variables x , y , E . A bas x l'accord est peu satisfaisant ; la distribution simulée est plus haute à bas x , de la même façon que la paramétrisation de F_2 dans l'appendice C qui montre une valeur plus grande que la celle de F_2 mesuré en 1983 (Cf. fig C-4 de l'appendice).

c) Première conclusion sur l'accord données-Monte Carlo.

L'accord observé est correct dans la plus grande partie du domaine cinématique et montre que les hypothèses physiques utilisées dans le Monte-Carlo sont globalement adéquates (c'est-à-dire que la paramétrisation de type QCD des résultats CDHS de 1983 reproduit approximativement nos données dans le domaine cinématique $0,2 < Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$). Toutefois les désaccords observés sur les distributions en θ ou x (intégrés sur les

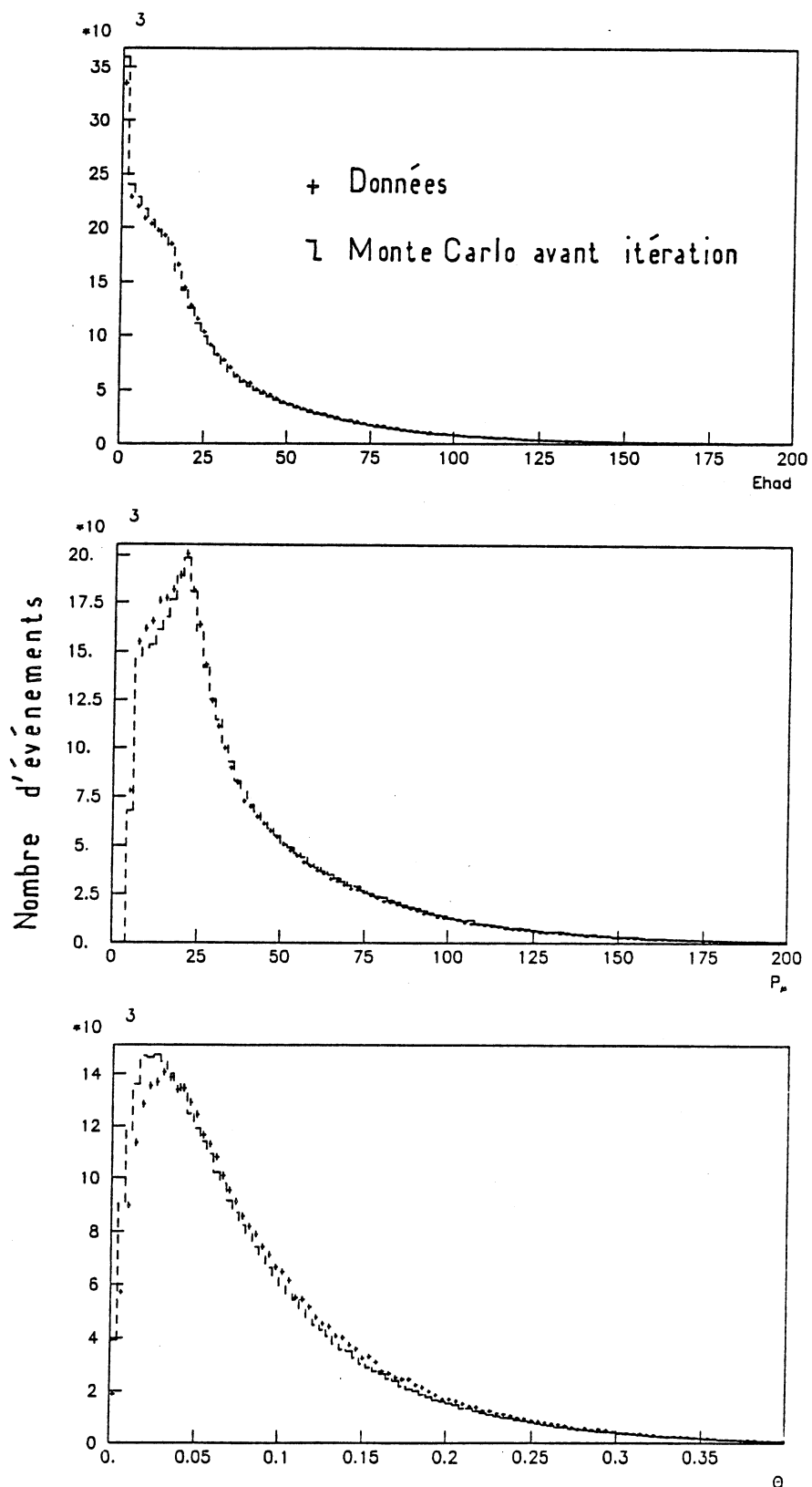


Figure V.2. Accord données-Monte carlo pour les distributions des variables mesurées à l'itération d'ordre 0.

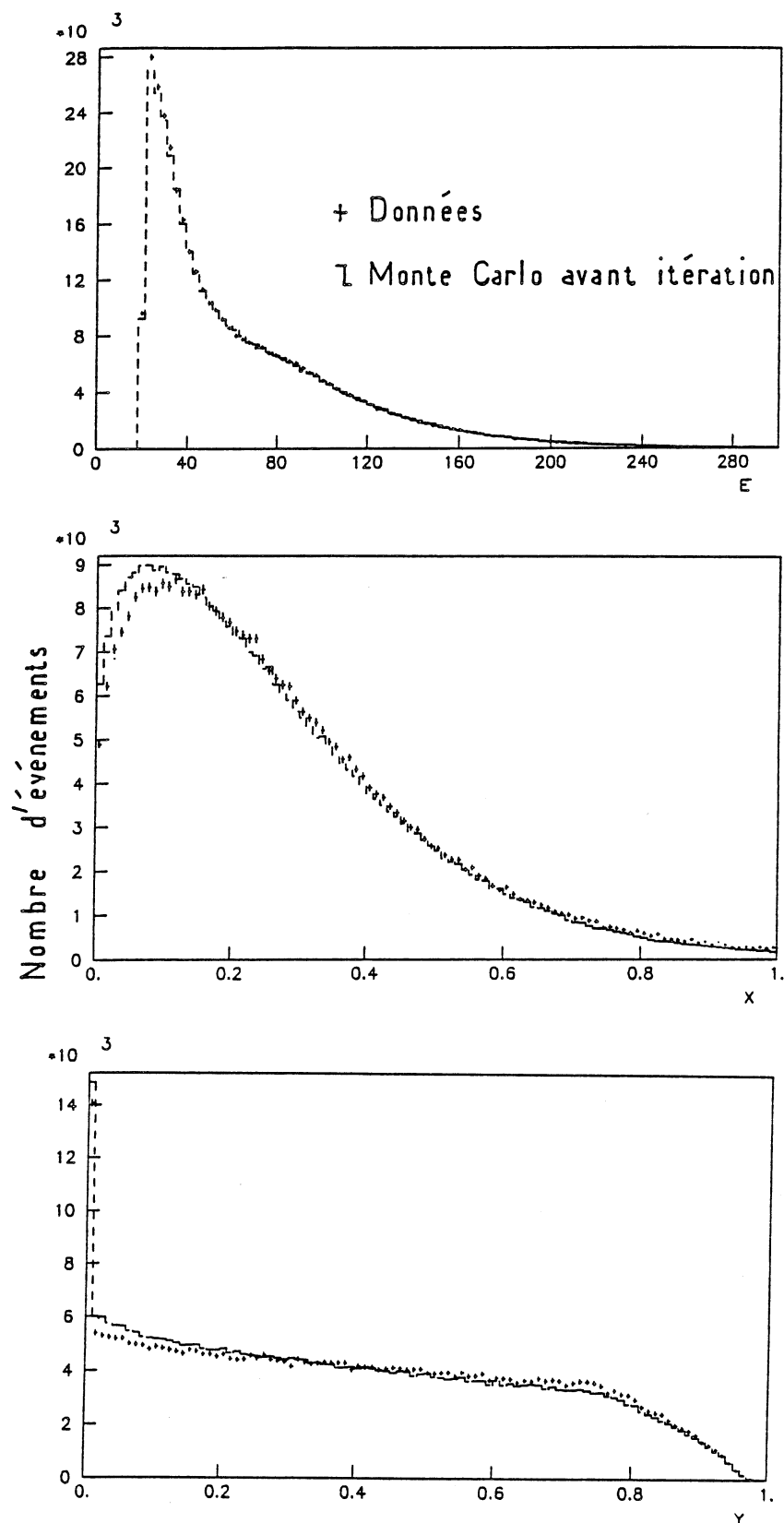


Figure V.3. Accord données-Monte Carlo pour les distributions des variables reconstruites à l'itération d'ordre 0.

autres variables), qui sont loin des fluctuations statistiques des données ou du Monte Carlo, sont inacceptables et la procédure du Monte-Carlo doit être itérée en modifiant les hypothèses de physique utilisées.

2) Comparaisons après itération.

Nous verrons au chapitre VI que la méthode de Monte-Carlo permet le calcul de la section efficace différentielle. La simulation telle que nous l'avons décrite, c'est-à-dire à l'itération d'ordre 0, a fourni des sections efficaces différentielles qui ont été paramétrisées puis à leur tour utilisées pour pondérer les événements pseudo-expérimentaux de la simulation. Une nouvelle simulation des données permet d'effectuer à nouveau les comparaisons à l'itération d'ordre 1 :

a) Variables mesurées.

Cette comparaison est indiquée sur la figure V.4 pour les événements provenant d'interactions de neutrinos. L'accord est maintenant correct sur la totalité du domaine pour les trois variables.

b) Variables reconstruites.

L'accord obtenu pour les distributions en x , y , E est indiqué sur la figure V.5. La distribution en x est maintenant parfaitement reproduite. Le pic de la distribution en y entre $y=0$ et $y=0,01$ montre un léger désaccord ; notons toutefois que ce domaine est écarté lorsque l'on effectue la coupure $E_{\text{had}} > 5 \text{ GeV}$.

c) Conclusion sur l'accord après itération.

Nous avons vu dans ce paragraphe que le remplacement des hypothèses physiques provenant de la paramétrisation des résultats de CDHS de 1983 par les sections efficaces différentielles obtenues à l'itération d'ordre 0 mène à un accord quasi-parfait entre les distributions observées et

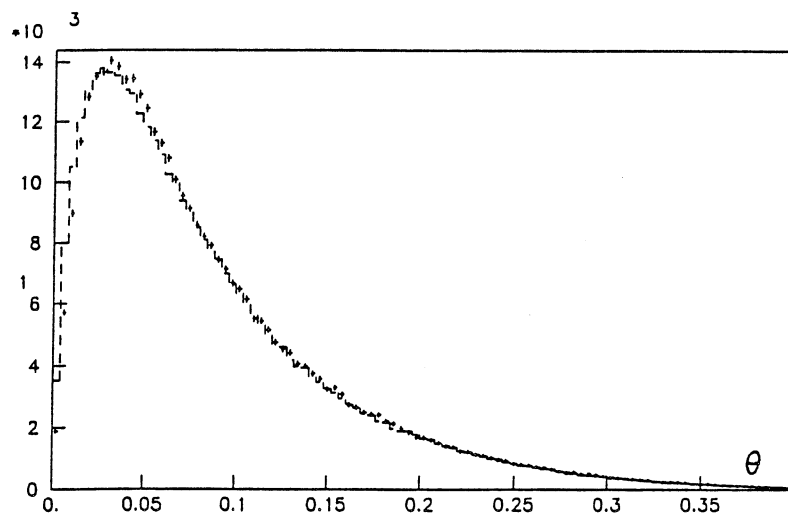
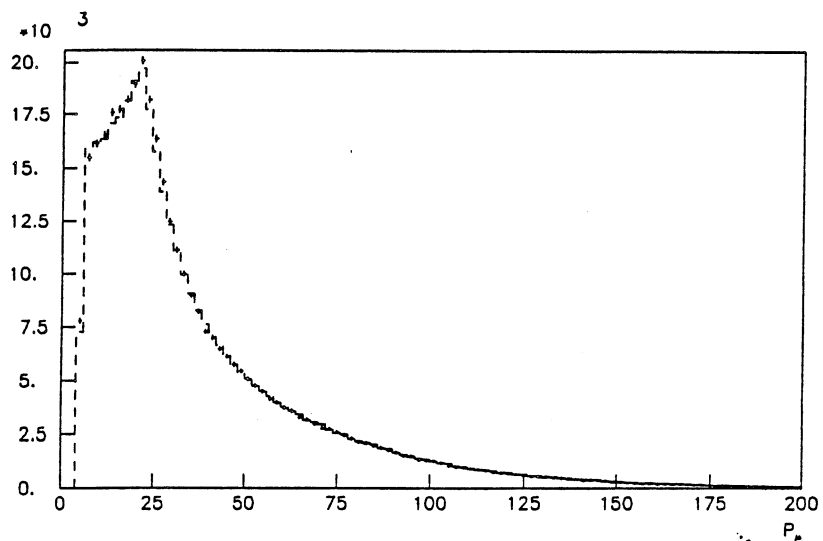
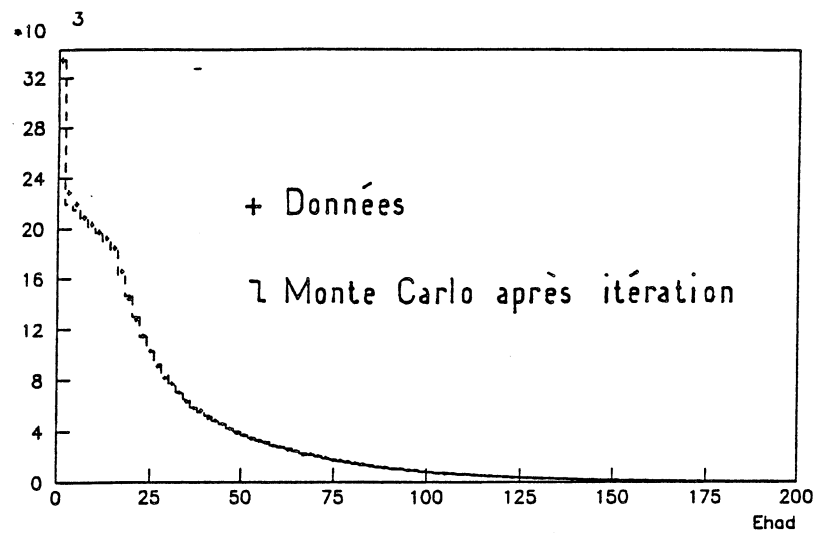


Figure V.4. Accord données-Monte Carlo pour les distributions des variables mesurées après itération des hypothèses physiques.

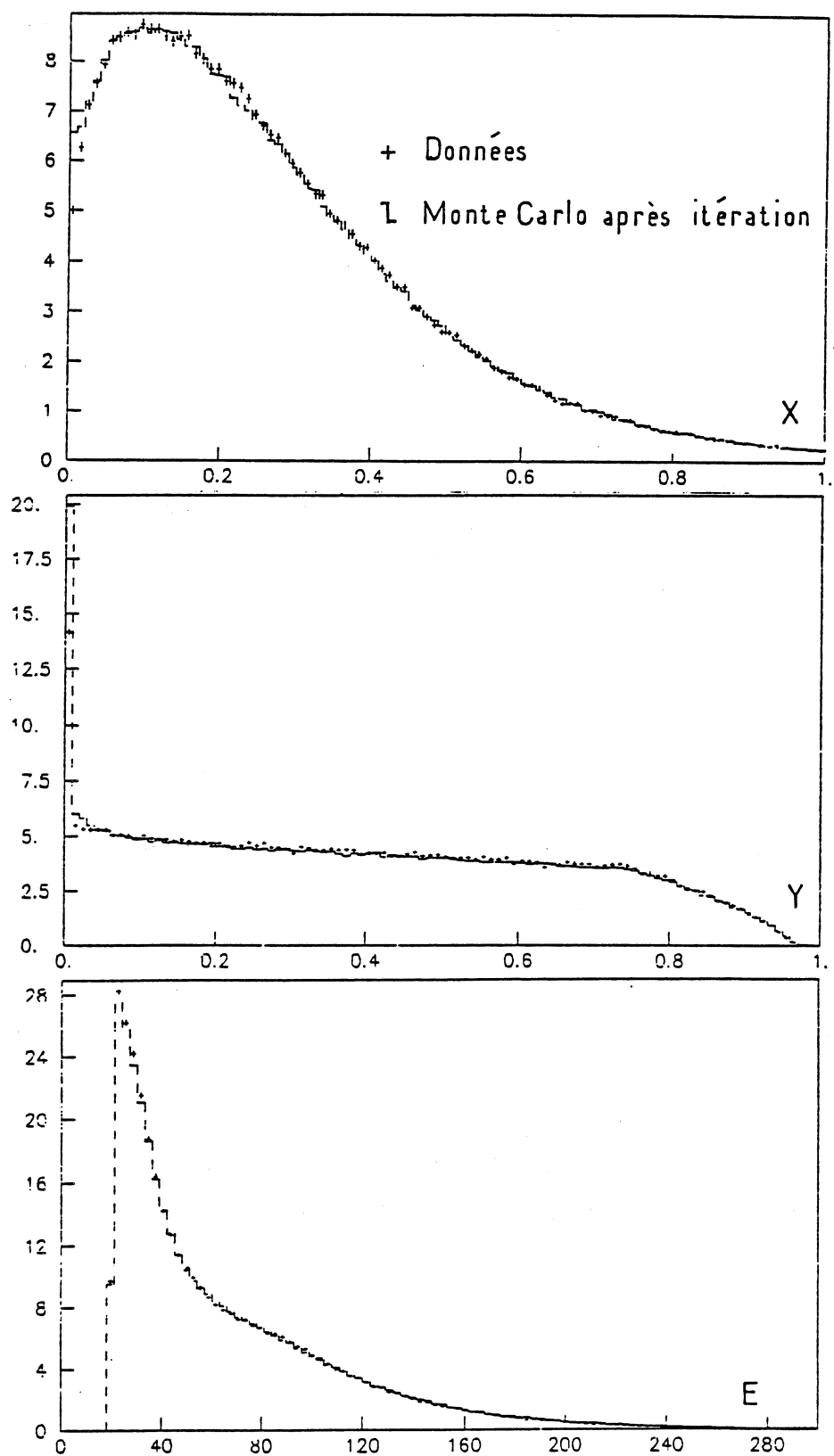


Figure V.5. Accord données-Monte Carlo pour les distributions des variables reconstruites après itération des hypothèses physiques.

simulées. La convergence de la procédure est en fait rapide et une itération supplémentaire n'amène pas de changements notables dans les limites de notre précision expérimentale.

CHAPITRE VI : LES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Dans la première partie de ce chapitre nous établirons la formule utilisée pour l'extraction des sections efficaces différentielles dans le cas du faisceau WBB. La méthode de Monte-Carlo employée nécessite l'itération de la détermination des sections efficaces différentielles : Les hypothèses physiques utilisées dans le Monte-Carlo doivent être ajustées jusqu'à ce que la simulation reproduise les données.

Nous présentons ensuite le découpage de l'espace de phase accessible avant de discuter les résultats obtenus. Nous rappelons enfin les différents effets envisagés dans notre estimation des erreurs systématiques.

A - EXTRACTION DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES EN WBB

Le problème principal de cette extraction provient des effets de résolution et d'acceptance limitée du détecteur. Deux solutions à ce problème seront envisagées ici : Nous décrirons d'abord succinctement une méthode développée récemment qui permet d'éviter les hypothèses sur la physique de l'interaction. Nous démontrerons ensuite la formule utilisée dans le cas de la méthode de Monte-Carlo. La nécessité d'une normalisation extérieure dans le cas du WBB apparaîtra ainsi de façon explicite.

1) Les données du problème.

Nous avons fait le choix des variables cinématiques x, y et E . L'espace de phase $\{x, y, E\}$ accessible est divisé en cellules de taille convenablement choisie. (Cf paragraphe B plus loin). Les événements, ainsi rangés dans ces cellules suivant leurs valeurs de x, y et E sont alors comptés par cellules, ce qui aboutit à une matrice de nombre d'événements à trois dimensions.

a) Si les distorsions des distributions expérimentales dues aux effets d'acceptance et de résolution pouvaient être négligés, le nombre d'événements observés $D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)$ dans une cellule centrée en (x_c, y_c, E_c) et de volume $\Delta x \Delta y$ serait lié à la section efficace différentielle $d^2\sigma/dx dy(x, y, E)$ que l'on veut mesurer par la simple relation :

$$D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx dy dE \phi(E) K \frac{d^2\sigma}{dx dy}(x, y, E) \quad (\text{VI,A,1})$$

Dans laquelle :

- l'intégrale triple est l'intégrale de la densité d'événements sur le volume $\Delta x \Delta y \Delta E$ de la cellule.
- $\phi(E)$ est le flux de neutrinos incident à l'énergie E , non mesuré de façon absolue en WBB.
- $K = NL\rho$: nombre de centres diffuseurs de la cible par cm^2 .

Le théorème de la moyenne nous assure qu'il existe un point (x_0, y_0, E_0) dans la cellule, tel que :

$$D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \Delta x \Delta y \Delta E \Phi(E_0) K \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) \quad (\text{VI,A,2})$$

Le flux $\Phi(E_0)$ n'est connu qu'à une constante près ainsi que nous l'avons vu au chapitre précédent. Toutefois nous pouvons nous affranchir aisément du flux car il ne dépend que de l'énergie. La somme des nombres d'événements $D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)$ sur tout le plan $\{x, y\}$ fournit le nombre d'événements $D(E_c, \Delta E)$. Dans le membre de droite de (VI,A,2) cette même somme fait apparaître la section efficace totale $\sigma(E_0)$. D'où :

$$D(E_c, \Delta E) = \Delta E \Phi(E_0) K \sigma(E_0) \quad (\text{VI,A,3})$$

l'élimination de $\Phi(E_0)$ entre (VI,A,2) et (VI,A,3) conduit alors à la section efficace différentielle cherchée.

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) = \frac{D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}{D(E_c, \Delta E)} \frac{\sigma(E_0)}{\Delta x \Delta y} \quad (\text{VI,A,4})$$

Cette expression est bien sûr approximative puisque nous avons négligé les effets d'acceptance et de résolution. Néanmoins elle est intéressante puisque la section efficace différentielle apparaît simplement comme une fraction de la section efficace totale ; cette fraction étant la fraction d'événements compris dans l'intervalle $([x_c - \Delta x/2, x_c + \Delta x/2], [y_c - \Delta y/2, y_c + \Delta y/2])$ de l'intervalle en énergie centré en E_c . D'autre part la dépendance explicite du flux a disparu et sa connaissance précise semble superflue ; cette connaissance est nécessaire dans le cas général, lorsque l'on prend en compte la résolution.

b) La prise en compte de l'acceptance et de la résolution modifie la relation (VI,A,1) puisque les événements mesurés dans la cellule peuvent provenir d'interactions ayant eu lieu n'importe où dans l'espace de phase $\{x, y, E\}$ accessible. La migration des événements du fait des résolutions expérimentales peut être décrite par la probabilité de migration $R(x, y, E, x', y', E')$ qu'un événement ayant eu lieu en (x, y, E) soit mesuré à

la position (x', y', E') de l'espace de phase ; cette probabilité est piquée autour de (x, y, E) .

La relation entre le nombre d'événements et la section efficace différentielle s'écrit cette fois :

$$D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx' dy' dE' \int_0^1 \int_0^1 \int_0^{E_{\max}} dx dy dE \quad (VI, A, 5)$$

$$R(x, y, E, x', y', E') A(x, y, E) \Phi(E) K \epsilon \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E)$$

Dans laquelle :

- $A(x, y, E)$ est l'acceptance géométrique et cinématique du détecteur, comprise entre 0 et 1 et calculable une fois que les coupures géométriques et cinématiques sont fixées.
- ϵ est l'efficacité corrigée du programme de reconstruction, constante et égale à 96 % pour $p_\mu > 5 \text{ GeV}$.

Dans l'équation (VI, A, 5), la section efficace différentielle intervient dans l'intégrale de convolution et ne peut être extraite comme précédemment. Nous allons décrire maintenant deux méthodes utilisées dans le domaine de la physique des neutrinos pour extraire, dans notre cas, les sections efficaces différentielles en prenant en compte les effets d'acceptance et de résolution.

2) Méthode de décomposition en "B-splines".

Dans cette méthode les distributions expérimentales sont corrigées de l'acceptance et de la résolution au moyen d'une procédure qui consiste à trouver la forme des sections efficaces différentielles menant à la meilleure description de la distribution expérimentale ("Unfolding procedure" en anglais).

Pour cela on suppose que la section efficace différentielle peut être représentée par une superposition de fonctions connues que nous noterons $B_i(x,y,E)$:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy}^{theo}(x,y,E) = \sum_{i=1}^n a_i B_i(x,y,E) \quad (VI,A,6)$$

de sorte que le nombre d'événements attendus s'écrit (par VI,A,5)) :

$$D^{theo}(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \sum_{i=1}^n a_i \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx' dy' dE' \int_0^1 \int_0^1 \int_0^{E_{max}} dx dy dE \quad (VI,A,7)$$

$$R(x,y,E,x',y',E') A(x,y,E) \Phi(E) K \in B_i(x,y,E)$$

L'intégration dans le membre de droite peut être effectuée numériquement car la résolution R et le flux Φ (à une constante près) sont mesurés, A et les B_i sont connus.

La comparaison de $D^{theo}(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)$ obtenu à $D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)$ par la méthode du χ^2 minimum permet l'ajustement des paramètres a_i . La section efficace cherchée est alors donnée par :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy}(x,y,E) = \alpha \sum_{i=1}^n a_i B_i(x,y,E)$$

où α est fixé par l'intégrale de la section efficace différentielle et la section efficace totale (mesurée en NBB par exemple) :

$$\alpha = \frac{\sigma(E)}{\sum_{i=1}^n a_i \int_0^1 \int_0^1 dx dy B_i(x,y,E)}$$

La collaboration CHARM (voir [VI,1] par exemple) utilise cette méthode. Les fonctions B_i employées sont les fonctions B-splines cubiques (voir [VI,2] et références citées), en forme de cloche. Leur nombre, n , dépend de la variation de la distribution expérimentale sur le domaine étudié. Nous illustrons cette méthode dans le cas à une dimension : La

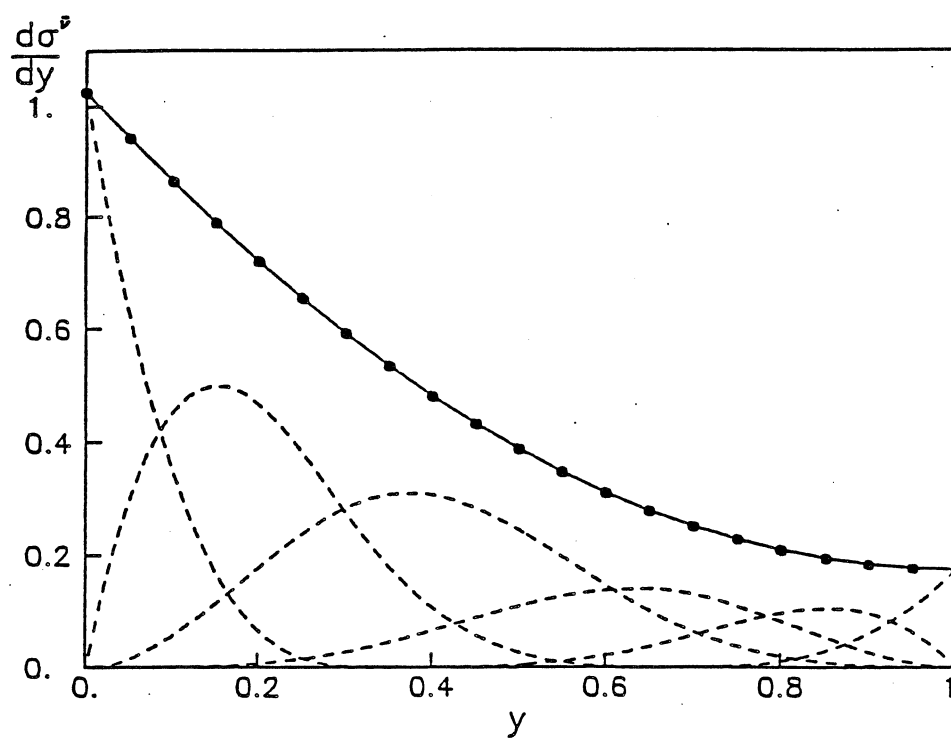


Figure VI.1. Description de la section efficace différentielle $d\sigma(\bar{\nu})/dy$ par 6 fonctions "B-spline".

figure VI,1 porte d'une part les 6 fonctions utilisées pour décrire la distribution $d\sigma/\bar{dy}$ et d'autre part la paramétrisation du résultat sous la forme $a + b(1-y)^2$.

Remarques.

- La section efficace différentielle trouvée ne présente par définition pas de fluctuations statistiques. Par contre les valeurs en différents points voisins de l'espace de phase sont corrélés et la propagation des erreurs aux fonctions de structure est moins transparente.
- Cette méthode présente l'avantage de ne faire aucune hypothèse explicite sur la physique cherchée. Par contre la qualité de l'ajustement dépend fortement de la base de fonctions choisie. De plus le nombre de fonctions B choisi dépend de la régularité supposée de la distribution expérimentale que l'on veut reproduire ; un mauvais choix se traduit par des oscillations dans la section efficace différentielle.

Ces choix sont à notre sens autant impliqués que le choix initial d'hypothèses physiques dans la méthode conventionnelle de Monte-Carlo. Cette méthode que nous allons maintenant décrire est utilisée par CDHS ; elle est certainement plus lourde d'emploi mais n'introduit aucune corrélation entre les sections efficaces différentielles en différents points.

3) Méthode de Monte-Carlo.

a) Exposé de la méthode.

Ainsi que nous l'avons décrit au chapitre V, la simulation par Monte-Carlo utilise les résolutions mesurées en E_{had} , ou calculées en p_μ et θ ; ces résolutions gouvernent la migration d'événements pseudo-expérimentaux dans l'espace $\{x, y, E\}$. Les coupures appliquées au

lot d'événements pseudo-expérimentaux sont identiques à celles appliquées aux données et l'acceptance géométrique et cinématique du détecteur est la même pour les données et la simulation.

La pondération des événements intervient par :

- Le flux de neutrinos reconstruit à partir de la distribution en énergie observée et de la section efficace totale. Seule la forme est connue et le flux $\Phi^{MC}(E)$ utilisé est proportionnel aux flux réel $\Phi(E)$:

$$\Phi(E) = \beta \Phi^{MC}(E) \quad (VI,A,8)$$

- La section efficace différentielle paramétrisée. Nous avons utilisé les distributions des partons que nous noterons $Q(x,y,E)$ provenant de la paramétrisation des résultats de la publication CDHS de 1983 (Cf Appendice C). Ces paramétrisations sont compatibles avec QCD pour une valeur $\Lambda = 0,25 \text{ GeV}$; dans le cas "neutrino" par exemple :

$$Q(x,y,E) = x[u+d+2s] + (1-y)^2 x[\bar{u}+\bar{d}+2\bar{c}] + (1-y)xg$$

où $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, g$ dépendent de x et Q^2 .

La section efficace utilisée s'écrit alors :

$$d^2 \sigma^{MC} / dx dy(x,y,E) = E Q(x,y,E) / \int_0^1 \int_0^1 dx dy Q(x,y,E) \quad (VI,A,9)$$

dans laquelle la partie partonique a été normalisée à 1 par raison de commodité.

Le nombre d'événements pseudo-expérimentaux dans une cellule s'écrit alors :

$$MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx' dy' dE' \int_0^1 \int_0^1 \int_0^{E_{max}} dx dy dE \quad (VI,A,10)$$

$$R(x,y,E,x',y',E') A(x,y,E) \Phi^{MC}(E) \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x,y,E)$$

Cette équation est l'analogue de l'équation (VI,A,5) qui donne le nombre d'événements observés dans le détecteur. L'extraction de la section efficace différentielle est basée sur l'hypothèse suivante : la section efficace différentielle cherchée a la même forme que la section efficace différentielle du Monte-Carlo, en tout point (x,y,E) :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x,y,E) = \alpha \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x,y,E) \quad (VI,A,11)$$

Cette hypothèse est évidemment fausse à l'itération d'ordre 0, c'est à dire lorsque les hypothèses de physique proviennent d'une expérience antérieure ; dans ce cas l'erreur que l'on fera sur la section efficace différentielle doit prendre en compte l'écart entre $d^2 \sigma / dx dy (x,y,E)$ et $d^2 \sigma^{MC} / dx dy (x,y,E)$. Ce point sera discuté ultérieurement.

b) Expression de la section efficace différentielle.

Si l'hypothèse (VI,A,11) est vraie, la section efficace différentielle est reliée très simplement aux nombres d'événements des données et de la simulation, et à la section efficace totale. Le calcul complet est un peu technique et a été reporté dans l'appendice D. Deux expressions équivalentes de la section efficace différentielles y sont démontrées :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x,y,E) = \frac{D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / D(E_c, \Delta E)}{MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / MC(E_c, \Delta E)} \frac{\sigma(E)}{E} \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x,y,E) \quad (VI,A,12)$$

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) = \frac{D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / COR(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}{D(E_c, \Delta E) / COR(E_c, \Delta E)} \frac{\sigma(E_0)}{\Delta x \Delta y} \quad (VI,A,13)$$

où COR est le facteur correctif d'acceptance globale défini comme le rapport du nombre d'événements simulés acceptés après application des

résolutions et des coupures et du nombre d'événements simulés engendrés dans la même cellule : $COR(\text{Cellule } i) = MC(\text{Cellule } i) / GEN(\text{Cellule } i)$.

- Dans la première expression (VI,A,12), la section efficace utilisée dans la simulation est corrigée par le rapport du nombre d'événements réels et du nombre d'événements simulés dans la même cellule, de sorte que si la simulation reproduit parfaitement les données on a :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy}(x,y,E) = \frac{\sigma(E)}{E} \frac{d^2\sigma^{MC}}{dx dy}(x,y,E)$$

- La seconde expression (VI,A,13) est proche de la formule (VI,A,4) obtenue dans le cas où les effets de résolution et d'acceptance sont négligés ; La prise en compte de ces effets n'a fait qu'introduire un facteur correctif d'acceptance globale pour chaque nombre d'événements.

Nous avons extrait les sections efficaces différentielles en utilisant l'expression (VI,A,13), car elle présente par rapport à l'expression (VI,A,12) l'avantage de diminuer les fluctuations dues à la statistique finie du nombre d'événements pseudo-expérimentaux ($4 \cdot 10^6$ événements). En effet la taille des cellules est choisie de façon à ce qu'une grande partie des événements reste dans la cellule après application des résolutions ; de ce fait les fluctuations apparaissent simultanément dans les nombres d'événements MC et GEN, et disparaissent pratiquement dans le rapport $COR = MC/GEN$.

La normalisation explicite par la section efficace totale est une contrainte très forte dans notre analyse. Sa mesure effectuée par l'emploi du faisceau à bande étroite, est expliquée succinctement dans l'appendice D. Les "pentes" $\sigma(E)/E$ issues de l'analyse des données NBB de 82, 83 et 84 ne dépendent pas significativement de l'énergie (Cf. Table VI.1 et Figure VI.2).

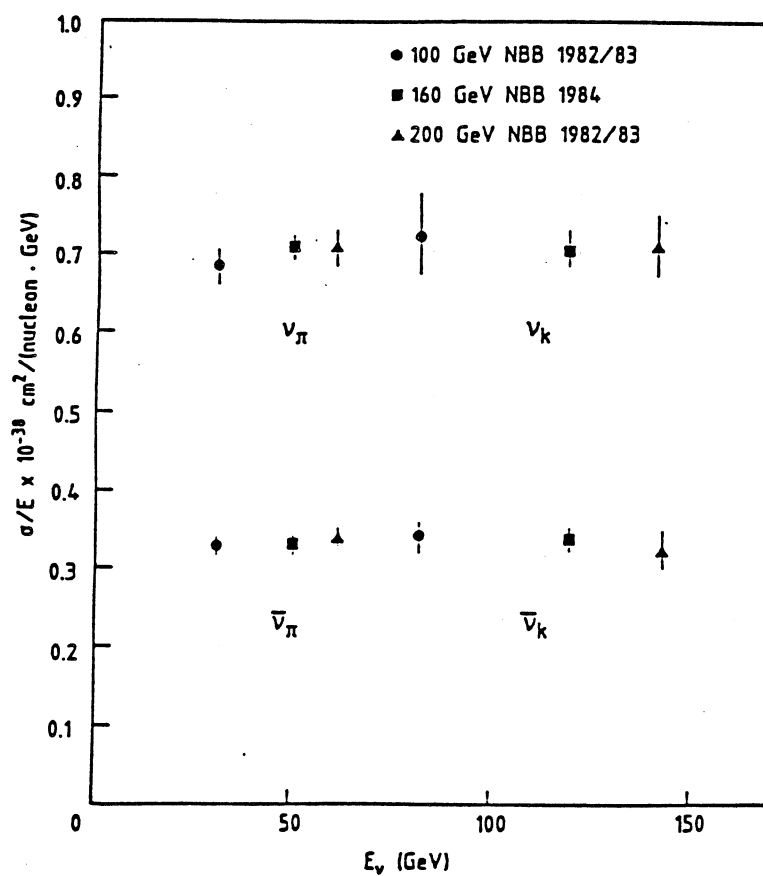


Figure VI.2. Pente de la section efficace totale $\sigma(E)/E$ en fonction de l'énergie E .

		< E >	ν	$\bar{\nu}$
100 GeV	π	31 GeV	$0,682 \pm 0,008 \pm 0,019$	$0,327 \pm 0,004 \pm 0,008$
	K	83 GeV	$0,724 \pm 0,012 \pm 0,053$	$0,327 \pm 0,007 \pm 0,021$
160 GeV	π	50 GeV	$0,706 \pm 0,002 \pm 0,016$	$0,331 \pm 0,005 \pm 0,006$
	K	120 GeV	$0,708 \pm 0,003 \pm 0,025$	$0,337 \pm 0,008 \pm 0,016$
200 GeV	π	61 GeV	$0,707 \pm 0,009 \pm 0,022$	$0,337 \pm 0,009 \pm 0,010$
	K	143 GeV	$0,711 \pm 0,010 \pm 0,039$	$0,324 \pm 0,015 \pm 0,021$

Table VI.1

Pentes de la section efficace totale $\sigma(E)/E$, en unités $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$.
La première erreur est statistique et la deuxième systématique.

Nous utiliserons les valeurs moyennes :

$$\sigma_{\nu}(E)/E = (0,702 \pm 0,019) 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma_{\bar{\nu}}(E)/E = (0,332 \pm 0,010) 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

Ces valeurs diffèrent de 14 % (ν) et 11 % ($\bar{\nu}$) de celles utilisées dans l'analyse des fonctions de structure CDHS 83 qui étaient :

$$\sigma_{\nu}(E)/E = (0,62 \pm 0,03) 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma_{\bar{\nu}}(E)/E = (0,30 \pm 0,02) 10^{-32} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

Afin de rendre compte des erreurs de mesure sur la valeur moyenne de la section efficace totale, nous incluerons des variations de pentes de 1 % ainsi que des déviations par rapport à la linéarité de 7 % sur 160 GeV (point fixe à 50 GeV) dans l'estimation des erreurs systématiques sur les fonctions de structure.

4) Itération de la procédure d'extraction.

Les sections efficaces obtenues à l'itération d'ordre 0 reproduisent dans l'ensemble les paramétrisations provenant des résultats CDHS de 1983 utilisées dans la simulation. Toutefois dans certaines régions de l'espace de phase, particulièrement à (bas x , bas y) on observe des différences allant jusqu'à 20 %. Ces différences sont également observables sur les distributions en $(E_{\text{had}}, p_{\mu}, \theta)$ ou (x, y, E) présentées au chapitre V à l'itération d'ordre 0.

Il serait prématuré de conclure que la physique que nous mesurons est différente de celle publiée en 1983 par CDHS ; en effet nous comparons une mesure à une paramétrisation compatible avec la mesure beaucoup moins précise de 1983. Cette paramétrisation se situe au niveau des distributions de partons en (x, Q^2) et la section efficace différentielle du Monte-Carlo utilise la dépendance en y prédite par le modèle des quarks-partons.

Néanmoins ces désaccords de forme doivent amener une erreur supplémentaire sur la section efficace différentielle si l'on veut éviter une inconsistance de la méthode de Monte-Carlo. Cette erreur risque d'être supérieure à l'erreur statistique de notre mesure. Une façon de l'éviter consiste à itérer la procédure en changeant les hypothèses physiques utilisées dans le Monte-Carlo jusqu'à obtenir convergence, c'est à dire :

- $d^2\sigma/dxdy(x, y, E) = \alpha d^2\sigma^{\text{MC}}/dxdy(x, y, E)$ avec α indépendant de (x, y, E) .
- Accord parfait entre les distributions observées D et simulées MC.

a) Principe.

Les sections efficaces obtenues à l'itération d'ordre 0 ont été paramétrisées suivant une forme simple à chaque (x,E) :

$$1/E \, d^2\sigma_0/dx dy(x,y,E) = a + by + cy^2 + dy^3$$

Cette paramétrisation, normalisée également à 1 sur le plan $\{x,y\}$ par raison de commodité, a été utilisée en remplacement de $1/E \, d^2\sigma^{MC}/dx dy(x,y,E)$ pour la pondération des événements pseudo-expérimentaux. Une nouvelle simulation des données fournit alors :

- Une nouvelle matrice de nombres d'événements pseudo-expérimentaux engendrés à l'itération d'ordre 1 : $GEN_1(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)$.
- Une nouvelle matrice de nombres d'événements acceptés après coupures et résolution, à l'itération d'ordre 1 : $MC_1(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)$.

Le rapport de ces deux matrices est la matrice des facteurs correctifs d'acceptance globale à l'itération d'ordre 1, qui permet à nouveau l'extraction des sections efficaces différentielles.

b) Résultats.

La convergence est obtenue après deux itérations, aux fluctuations statistiques près. La comparaison des distributions expérimentales et pseudo-expérimentales montre un bien meilleur accord. Cet accord a été présenté par avance au chapitre V. La section efficace obtenue sera présentée au paragraphe C ; nous allons d'abord présenter le découpage de l'espace de phase utilisé.

B - LES LIMITES DE NOTRE MESURE

1) Le découpage de l'espace de phase.

Le choix de ce découpage est dicté par deux facteurs :

- Les résolutions : on ne peut physiquement pas observer le détail d'une distribution si sa taille est inférieure à la résolution.
- La forme des distributions des quantités cinématiques choisies.

a) En (y, E) .

La forme exponentiellement décroissante du spectre nous a conduit à choisir une structure logarithmique en E ; les bornes des cellules sont en progression géométrique de facteur 1,3. Par commodité et en gardant à l'esprit l'extraction ultérieure des fonctions de structure, la même structure logarithmique a été choisie pour le découpage en y . La distribution en y "neutrino" étant quasi-plate, les cellules de grand y sont plus peuplées que celles de bas y . L'effet est moindre dans le cas "antineutrino" où la distribution est approximativement en $(1-y)^2$.

Ces deux structures logarithmiques en y et E font que l'énergie hadronique correspondant au centre d'une cellule est commune aux cellules voisines (Cf. Fig. VI.3).

$$\begin{aligned} E_{\text{had}}(j, K) &= y_C(j) \cdot E_C(k) \\ &= y_C(0) \cdot 1,3^j \cdot E_C(0) \cdot 1,3^k \\ &= y_C(0) \cdot E_C(0) \cdot 1,3^{(j+k)} \\ &= E_{\text{had}}(j-1, k+1) = E_{\text{had}}(j+1, k-1) \end{aligned}$$

De ce fait, E_{had} est également en progression géométrique de facteur 1,3 (de même que Q^2 pour x fixé).

Nous avons annoncé au chapitre IV que la coupure en énergie hadronique avait été effectuée au niveau des sections efficaces différentielles. Elle a été faite par cellules entières afin de limiter

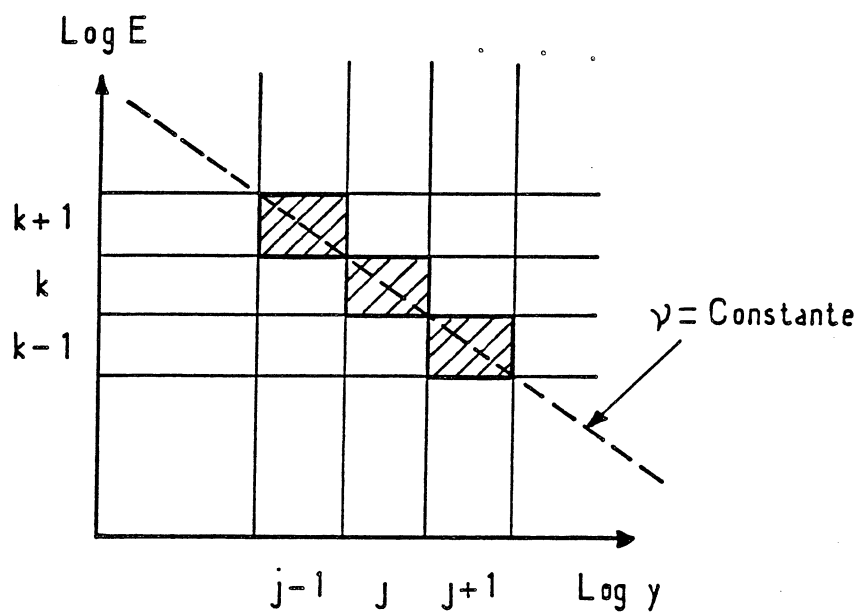


Figure VI.3. Structure de l'espace de phase en $\{y, E\}$.

les effets d'acceptance ; les cellules (j,k) ne sont conservées que si l'énergie hadronique en leur centre est supérieure à la coupure :

$$E_{\text{had}}(j,k) > 5 \text{ GeV}$$

Nous avons d'autre part limité le domaine d'énergie à une énergie totale de 212 GeV au dessus de laquelle le nombre d'événements est trop faible pour donner une connaissance précise du faisceau. On peut d'ailleurs remarquer qu'à haute énergie la plupart des événements observés provient des effets de résolution liés à la forme exponentiellement décroissante du spectre.

b) En x.

Le découpage en x est pratiquement identique à celui utilisé par CDHS pour la publication de 1983 : seuls les intervalles en x :

$$[0,1 ; 0,2] \quad \text{et} \quad [0,2 ; 0,3]$$

ont été dédoublés.

Les valeurs en x,y,et E des limites de cellules sont indiquées dans la Table VI.2.

x	y	E(GeV)
0,00	0,032	20,0
0,03	0,042	26,0
0,06	0,054	33,8
0,10	0,070	43,8
0,15	0,091	57,1
0,20	0,119	74,3
0,25	0,154	96,5
0,30	0,201	125,5
0,40	0,261	163,5
0,50	0,339	221,1
0,60	0,441	275,7
0,70	0,573	358,4
0,80	0,745	
1,00	0,969	

Table VI.2

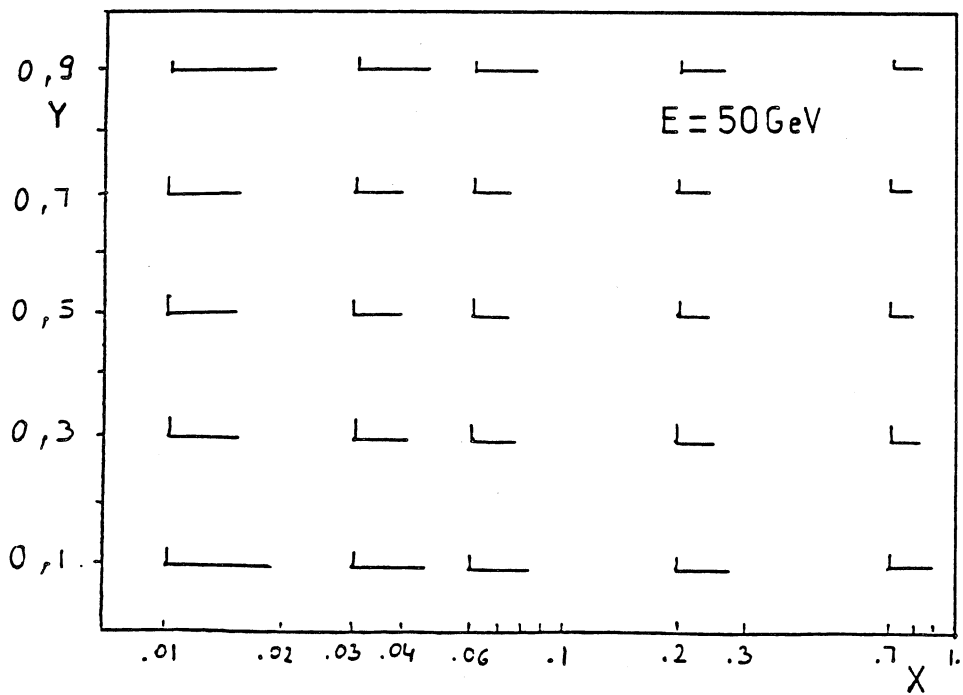
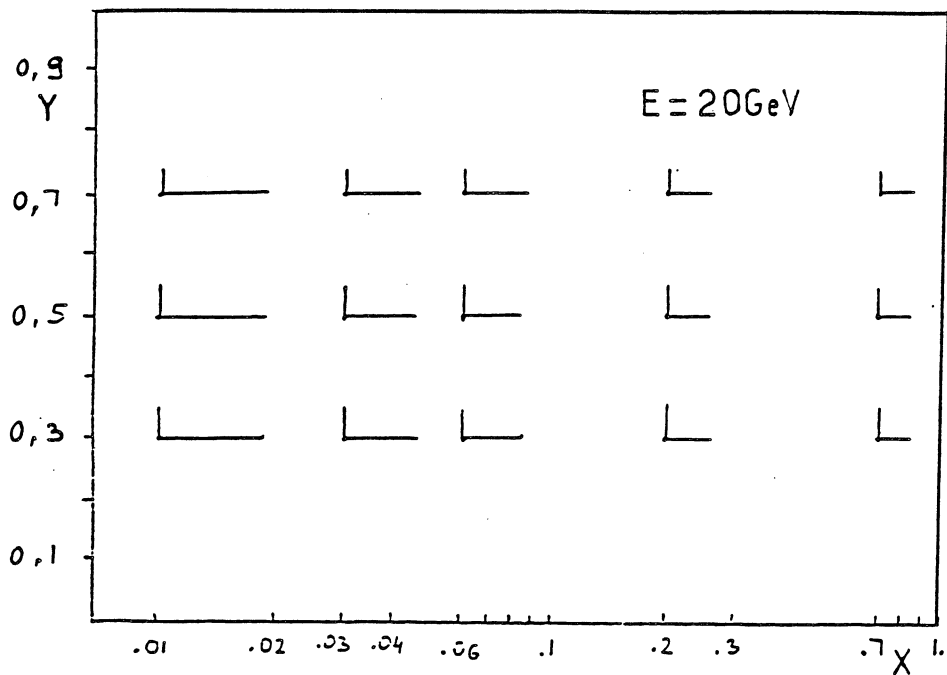


Figure VI.4 a). Résolutions en x et y à basse énergie.

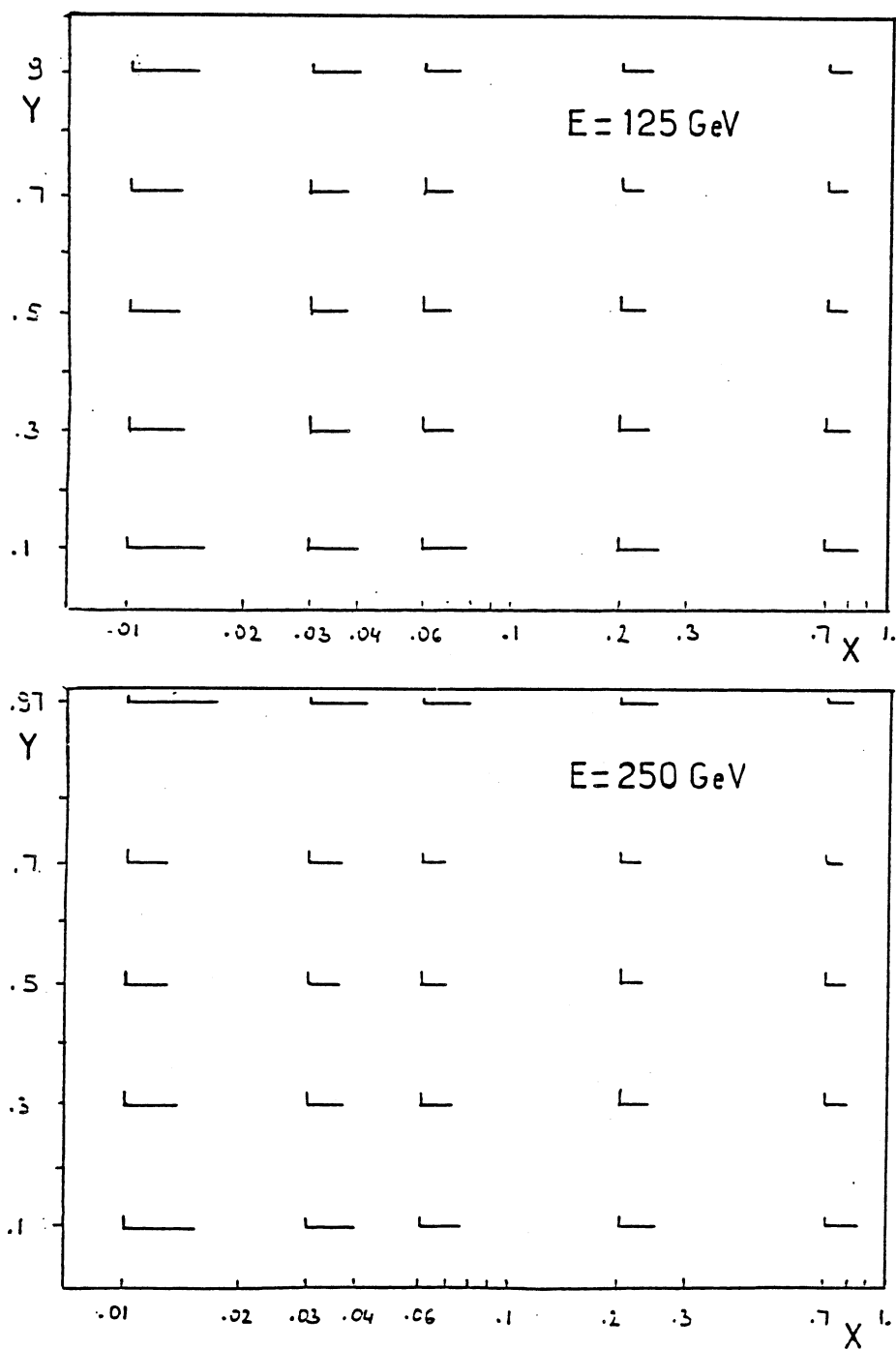


Figure VI.4 b). Résolutions en x et y à haute énergie.

Les résolutions en x et y sont données sur la Figure VI.4 ; elles sont toujours plus petites que les tailles Δx et Δy des cellules.

2) Coupure sur l'acceptance globale.

Dans notre expérience, seule la résolution en E_{had} a été mesurée. Les résolutions en p_{μ} et θ sont le résultat d'un calcul puisque le spectromètre n'a pas été calibré par un faisceau de muon d'impulsion connue. De ce fait nous limiterons les effets d'acceptance et de résolution en rejetant les cellules dans lesquelles le facteur d'acceptance globale diffère significativement de 1 en imposant :

$$0,7 < \text{COR}(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) < 1,3$$

Cette coupure rejette la région de grand x ($x > 0,65$) dans laquelle les événements proviennent presque exclusivement de la migration due à la résolution.

Les coupures en E_{had} et p_{μ} :

$E_{\text{had}} > 5 \text{ GeV} ; p_{\mu} > 5 \text{ GeV}$

réduisent le domaine cinématique accessible en y :

$$5/E(\text{GeV}) < y < 1 - 5/E(\text{GeV})$$

Les régions de bas y et grand y pour chaque énergie sont ainsi rejetées par la coupure sur l'acceptance globale (voir Figure VI.5 présentée plus loin au paragraphe C pour 2 valeurs de l'énergie).

C - PRESENTATION DES RESULTATS

1) *Les sections efficaces différentielles.*

Les valeurs des sections efficaces différentielles sont reportées dans l'appendice E. Pour chaque cellule en (x,y,E) sont indiquées les erreurs statistiques et systématiques (Cf. paragraphe D plus loin).

Ces sections efficaces différentielles constituent le résultat de notre mesure et sont, à l'itération d'ordre 2, indépendantes de toute hypothèse physique, hormie la section efficace totale qui les normalise. Nous verrons au chapitre suivant que ce n'est plus le cas au stade des fonctions de structure.

2) *Comparaison des sections efficaces différentielles mesurées à celles utilisées dans la simulation.*

Nous comparons sur les figures VI.5 les variations en y des sections efficaces différentielles νFe et $\bar{\nu}\text{Fe}$ mesurées à l'itération d'ordre 2 avec les paramétrisations utilisées à l'ordre 0 et 1 pour la pondération des événements pseudo-expérimentaux. Ces variations sont indiquées pour les valeurs de x comprises entre 0,015 et 0,65 pour deux valeurs de l'énergie : 38 GeV et 65 GeV.

La forme théorique des sections efficaces différentielles prévoit une dépendance en y du type :

$$1/E \, d^2\sigma/dx dy(x,y,E) = a + b(1-y)^2 + c(1-y)$$

où les coefficients $a(x,E)$, $b(x,E)$ sont positifs.

Cette forme est reproduite par les paramétrisations utilisées à l'itération d'ordre 0 provenant des anciens résultats de CDHS. Elle n'est

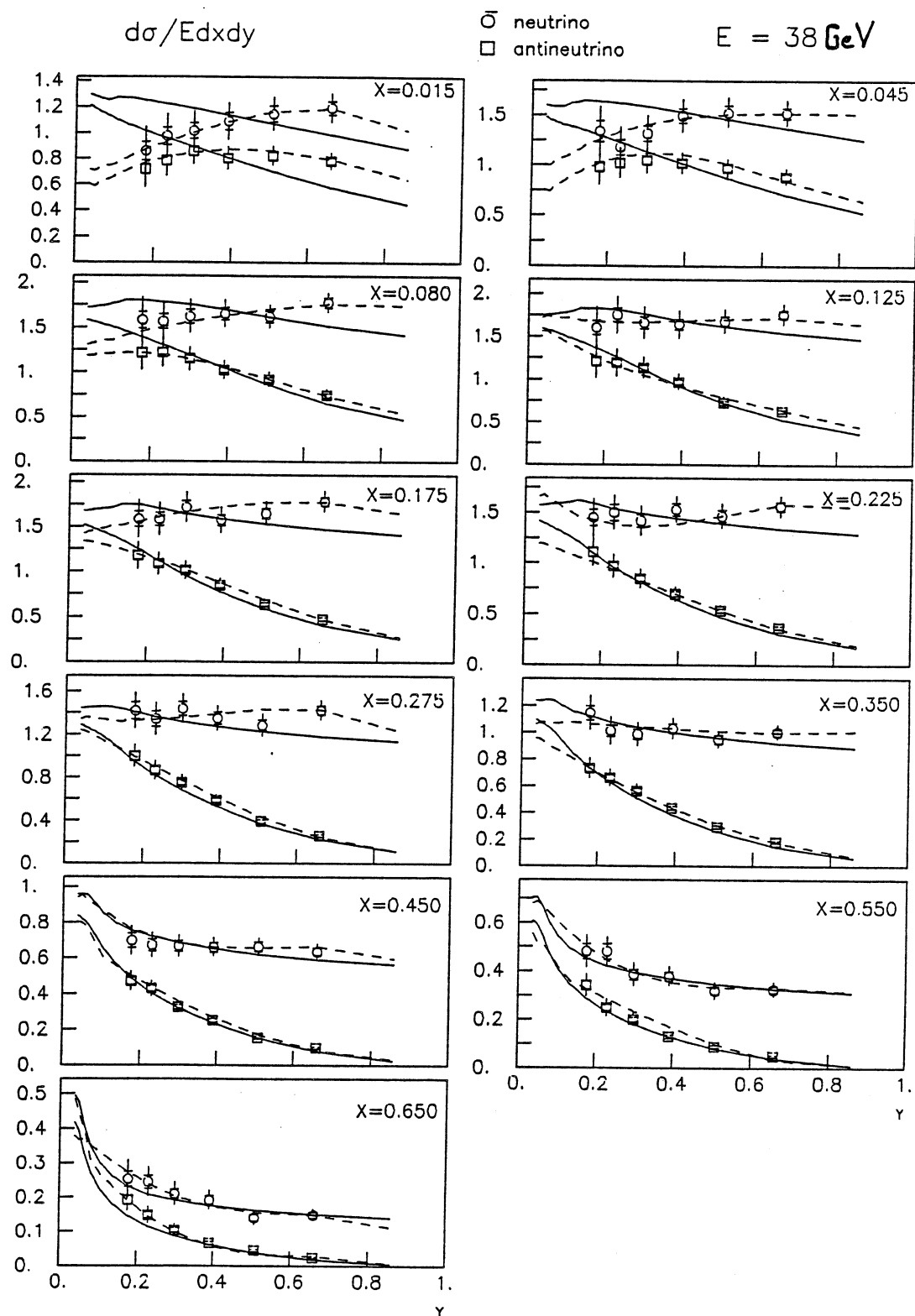


Figure VI.5 a). Sections efficaces différentielles pour $E = 38 \text{ GeV}$. La courbe pleine correspond aux paramétrisations de l'appendice C utilisées à l'itération d'ordre 0. Les courbes tiretées sont les paramétrisations utilisées à l'itération d'ordre 1.

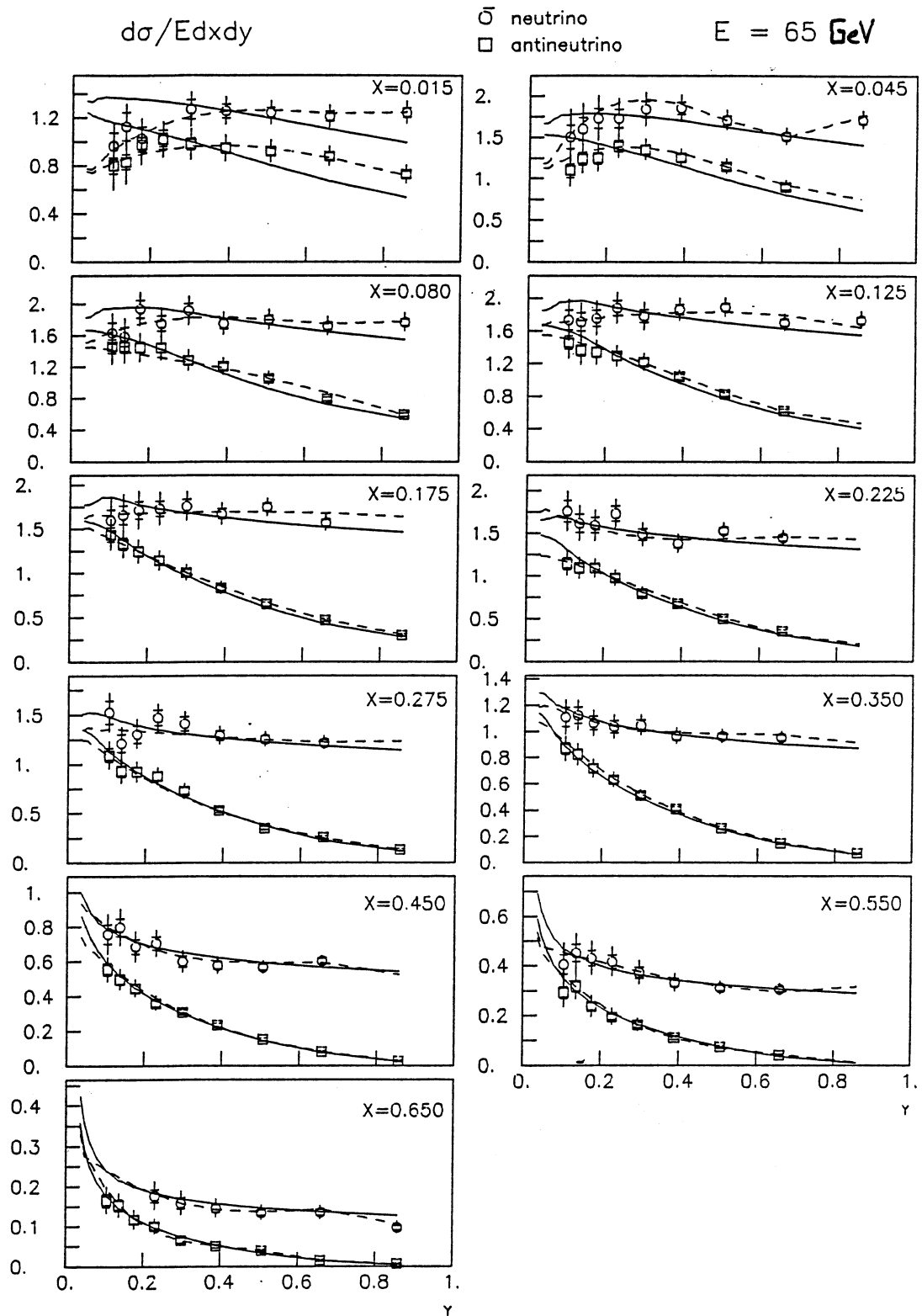


Figure VI.5 b). Sections efficaces différentielles pour $E = 65 \text{ GeV}$.

par contre plus vérifiée par les paramétrisations utilisées à l'ordre 1 ou par la section efficace différentielle mesurée à l'itération d'ordre 2 dans la région de (bas x, bas y). Nous avons vérifié que ce comportement ne pouvait pas provenir de l'un des effets systématiques envisagés (Cf. paragraphe D). D'autre part cet effet ne provient pas d'un biais de condition de déclenchement ; il ne dépend pas de la position de l'interaction dans le détecteur, en particulier il est également présent dans les distributions expérimentales lorsque le vertex est dans le module 11 ("ancienne" partie du détecteur).

De telles suppressions de la section efficace auraient été également observées [VI,3] dans les interactions de ν et $\bar{\nu}$ détectés en chambre à bulle où les biais expérimentaux sont très différents des nôtres. En particulier, la comparaison des données sur Néon et hydrogène par WA59 [VI.4] semble suggérer un effet d'ombre nucléaire (Cf figure VI.6).

D - ERREURS SYSTEMATIQUES SUR LES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Nous avons mentionné au cours des chapitres IV et V différentes causes d'effets systématiques. Pour estimer l'erreur résultante, nous avons simulé chacun de ces effets individuellement et calculé les sections efficaces différentielles correspondantes.

Les différentes causes envisagées et leurs effets sont les suivants :

- Erreur de 7,5 % /200 GeV sur la pente de la courbe de calibration de l'énergie hadronique. Effet pratiquement constant de 2 % en moyenne.
- Erreur constante de 0,5 GeV sur l'énergie hadronique. Effet de 15 % en moyenne à $y=0,1$ qui tend à s'annuler à grand y, pratiquement indépendant de x.

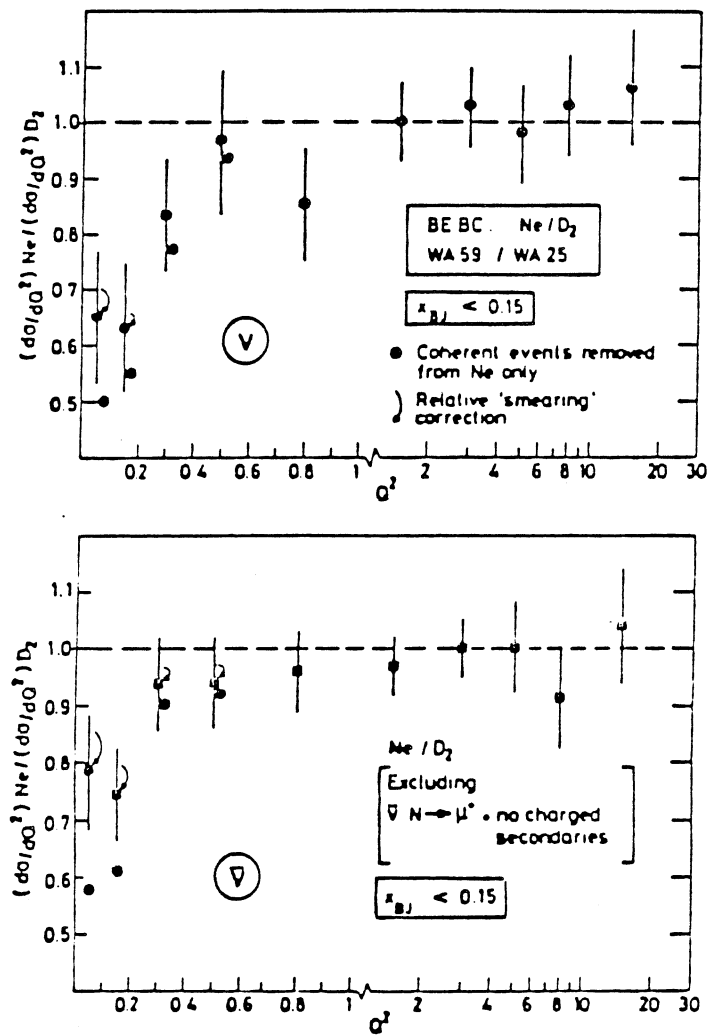


Figure VI.6. Rapport des sections efficaces $d\sigma/dQ^2$ mesurées sur néon (WA59) et deutérium (WA25) pour $x < 0,15$.

- Erreur de 2,5 % sur l'échelle d'énergie hadronique. Effet de 2 % à bas x et 5 % à grand x , dépendant peu de y .
- Erreur de 2 % sur l'échelle d'impulsion du muon. Effet de 2 % à bas x et 5 % à grand x en moyenne, dépendant peu de y .
- Erreur de 20 % /200 GeV sur la pente du spectre reconstruit. Effet de 2 % en moyenne sans dépendance marquée en x ou y .
- Sous-estimation ou sur-estimation des résolutions en E_{had} , p_{μ} , θ de 20 % . Effet de 2 % dans chaque cas, sans dépendance particulière.

L'erreur systématique dominante est donc l'erreur constante de 0,5 GeV sur l'énergie hadronique. La région la plus affectée est celle des basses énergies hadroniques, donc de bas Q^2 à x fixé lorsque nous déterminerons les fonctions de structure.

L'erreur totale est la somme quadratique des erreurs introduites par chacun des effets ; cette erreur a été ajoutée quadratiquement à l'erreur statistique dans la représentation de la figure VI.5. Dans la plus grande partie de l'espace de phase, les erreurs statistiques sont plus petites que les erreurs systématiques sur les sections efficaces différentielles.

CHAPITRE VII : LA FONCTION DE STRUCTURE xF_3

Nous allons dans les trois chapitres qui suivent franchir un pas supplémentaire et déterminer les fonctions de structure du nucléon.

Dans le chapitre VII nous décrirons d'abord la méthode générale utilisée pour déterminer les fonctions de structure dans les expériences de diffusion inélastique de neutrinos. Nous détaillerons en premier lieu les corrections appliquées aux sections efficaces différentielles obtenues au chapitre VI, puis nous déterminerons la fonction de structure xF_3 .

La détermination de $2xF_1$, F_2 et $F_D(\bar{\nu}-N)$ nécessite des hypothèses physiques supplémentaires. Le choix de celles-ci sera exposé au chapitre VIII. Nous y verrons notamment que la fonction de structure longitudinale peut être obtenue à partir de nos données avec une relativement bonne précision. Ceci réduit partiellement l'incertitude liée aux hypothèses dans la détermination de ces trois fonctions de structure.

La méthode de détermination des fonctions de structure fait largement appel au modèle des quarks-partons. Nous montrerons dans le chapitre IX que l'utilisation d'un modèle des quarks-partons modifié pour prendre en compte le seuil de production du charme complique la détermination des fonctions de structure. De ce fait nous déterminerons des distributions de quarks et montrerons les différences entre celles-ci et les fonctions de structure.

A - METHODE GENERALE DE DETERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE

La théorie esquissée au chapitre I prévoit la dépendance en y de chacune des sections efficaces différentielles νN et $\bar{\nu} N$ qui font intervenir six fonctions de structure $2xF_1(\nu)$, $F_2(\nu)$, $xF_3(\nu)$, $2xF_1(\bar{\nu})$, $F_2(\bar{\nu})$, $xF_3(\bar{\nu})$ ne dépendant que de x et Q^2 .

1) Ajustement de la distribution en y .

La méthode d'extraction la plus naturelle de ces fonctions consiste à ajuster les deux distributions en y ν et $\bar{\nu}$ à x et Q^2 fixés (Cf. fig VII.1). L'intérêt de cette extraction réside dans le fait que les six fonctions de structure sont déterminées individuellement, sans recours à un quelconque modèle.

Cette méthode possède néanmoins certains inconvénients :

- les fonctions $2xF_1$ et F_2 sont fortement corrélées puisque le terme longitudinal q_L qui mesure leur différence est petit dans la plus grande partie de notre domaine cinématique.
- la méthode n'est applicable que si pour chaque point (x, Q^2) chacune des distributions en y $d^2\sigma(\nu N)/dx dy$ et $d^2\sigma(\bar{\nu} N)/dx dy$ présente au moins quatre valeurs (ajustement à trois paramètres) et cela avec une précision convenable.

Ces deux problèmes ne peuvent être surmontés que si l'on dispose d'une statistique très élevée, au delà même de la statistique que nous utilisons pour cette analyse. C'est pourquoi la méthode de l'ajustement ne sera utilisée ici que pour estimer l'ordre de grandeur des corrections dans le cadre de la méthode que nous allons décrire maintenant.

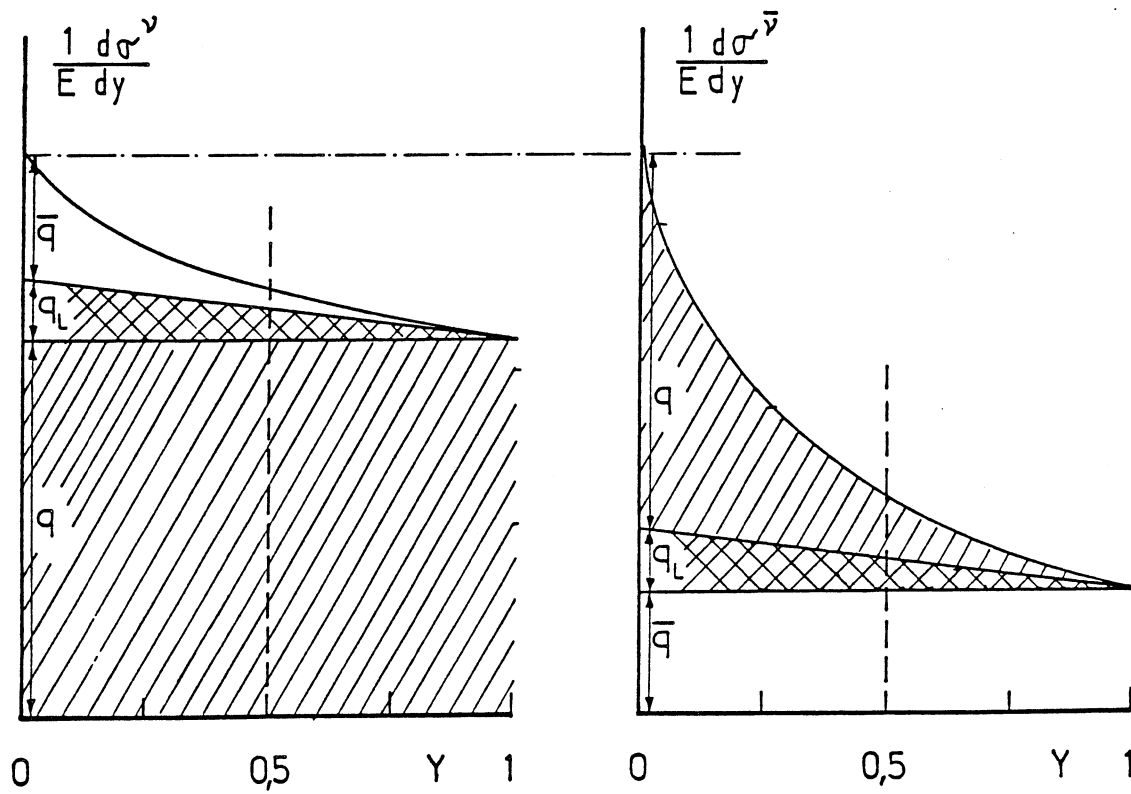


Figure VII.1. Distributions en y ν et $\bar{\nu}$ décomposées en polynômes en $(1-y)$.

2) Les combinaisons linéaires de sections efficaces.

La difficulté peut être tournée en faisant appel à des modèles dynamiques d'interaction qui, prédisant le contenu des sections efficaces différentielles, permettent de réduire le nombre de fonctions de structure. Ainsi le simple modèle des quarks-partons permet de passer de six fonctions de structures à deux seulement, par exemple F_2 et xF_3 , et deux hypothèses, par exemple sur R et $x(S-C)$. Les fonctions de structure initiales sont liées à celles-ci de la façon suivante :

$$\begin{aligned} 2xF_1^\nu &= 2xF_1^{\bar{\nu}} = 2xF_1 \\ F_2^\nu &= F_2^{\bar{\nu}} = F_2 = 2xF_1 \frac{1+R}{1+Q^2/\nu^2} \\ xF_3^\nu &= xF_3 + 2x[s(x)-c(x)] \\ xF_3^{\bar{\nu}} &= xF_3 - 2x[s(x)-c(x)] \end{aligned} \quad (\text{VII,A,1})$$

Les fonctions de structure s'expriment alors simplement à partir de la somme et de la différence des sections efficaces différentielles.

La fonction de structure xF_3 ne fait pas intervenir les hypothèses sur R et $x(s-c)$:

$$xF_3(x,y,Q^2) = \frac{\pi}{G_{ME}^2} \left[\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} - \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} \right] \frac{1}{1-(1-y)^2} \quad (\text{VII,A,2})$$

Par contre, F_2 et $2xF_1$ font intervenir ces deux hypothèses :

$$F_2(x,y,Q^2) = \frac{\frac{\pi}{G_{ME}^2} \left[\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} \right] - 2x(s-c)[1-(1-y)^2]}{2 \left[1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} + \frac{y^2}{2} \left[\frac{1+Q^2/\nu^2}{1+R} \right] \right]} \quad (\text{VII,A,3})$$

et

$$2xF_1(x,y,Q^2) = \frac{\frac{\pi}{G_{ME}^2} \left[\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} \right] - 2x(s-c)[1-(1-y)^2]}{2 \left[\left[1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] \left[\frac{1+R}{1+Q^2/\nu^2} \right] + \frac{y^2}{2} \right]} \quad (\text{VII,A,4})$$

Les fonctions de structure F_D et F_G correspondant à une hélicité déterminée peuvent également être extraites. Notamment, $F_D(\bar{\nu}-N)$ que l'on rencontre plus souvent dans la littérature comme $\bar{q}_\nu^-$, est obtenu à la limite $Q^2/\nu^2 \rightarrow 0$ par :

$$\bar{q}_\nu^-(x,y,Q^2) = \frac{\pi}{G_{ME}^2} \frac{\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} - (1-y^2) \frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy}}{1 - (1-y)^4} - q_L \frac{1-y}{1+(1-y)^2} + 2x(s-c) \frac{(1-y)^2}{1+(1-y)^2} \quad (\text{VII,A,5})$$

Chaque valeur de y permet l'extraction des fonctions de structure. Par définition les fonctions de structure extraites à partir de sections efficaces après corrections radiatives ne doivent pas dépendre de y ; il conviendra donc de s'assurer qu'à x et Q^2 fixés les valeurs des fonctions fournies pour chaque y sont statistiquement compatibles. La valeur finale de la fonction en chaque point (x, Q^2) est alors obtenue par une moyenne statistique sur y .

3) De (x, y, E) à (x, Q^2) .

Nous avons décrit au chapitre 6 le découpage de l'espace de phase en x , y et E . Sur la figure VII.2 est reportée la structure logarithmique en y et E . Les lignes de $\nu = \text{cste}$ correspondent pour x fixé à des valeurs fixes de Q^2 . Pour une valeur de x donnée, les points de bas Q^2 correspondent donc à des bas y ; à moyen Q^2 tout le domaine en y est accessible et à grand Q^2 seul les "grands y " contribuent.

Rappelons que le découpage de l'espace de phase logarithmique en y (Cf. Chap VI) donne un poids important aux points de grand y . Ceci apparaît sur la figure VII.3 où la valeur moyenne des fonctions de struc-

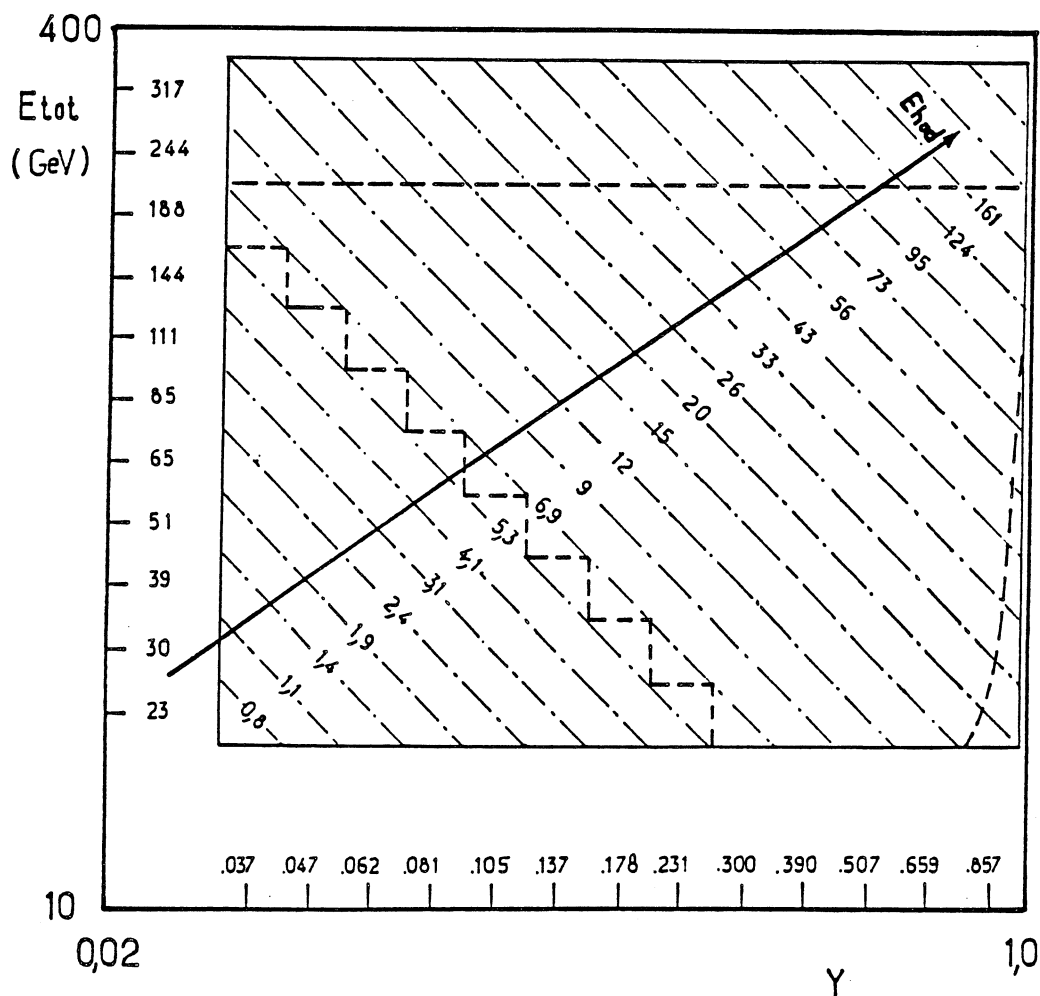


Figure VII.2. Découpage de l'espace de phase en (y, E) . Les limites correspondant aux coupures :

- $E < 212 \text{ GeV}$
- $P_{\mu} > 5 \text{ GeV}$
- $E_{had} > 5,5 \text{ GeV}$ (par cellules entières)

sont figurées par les tirets.

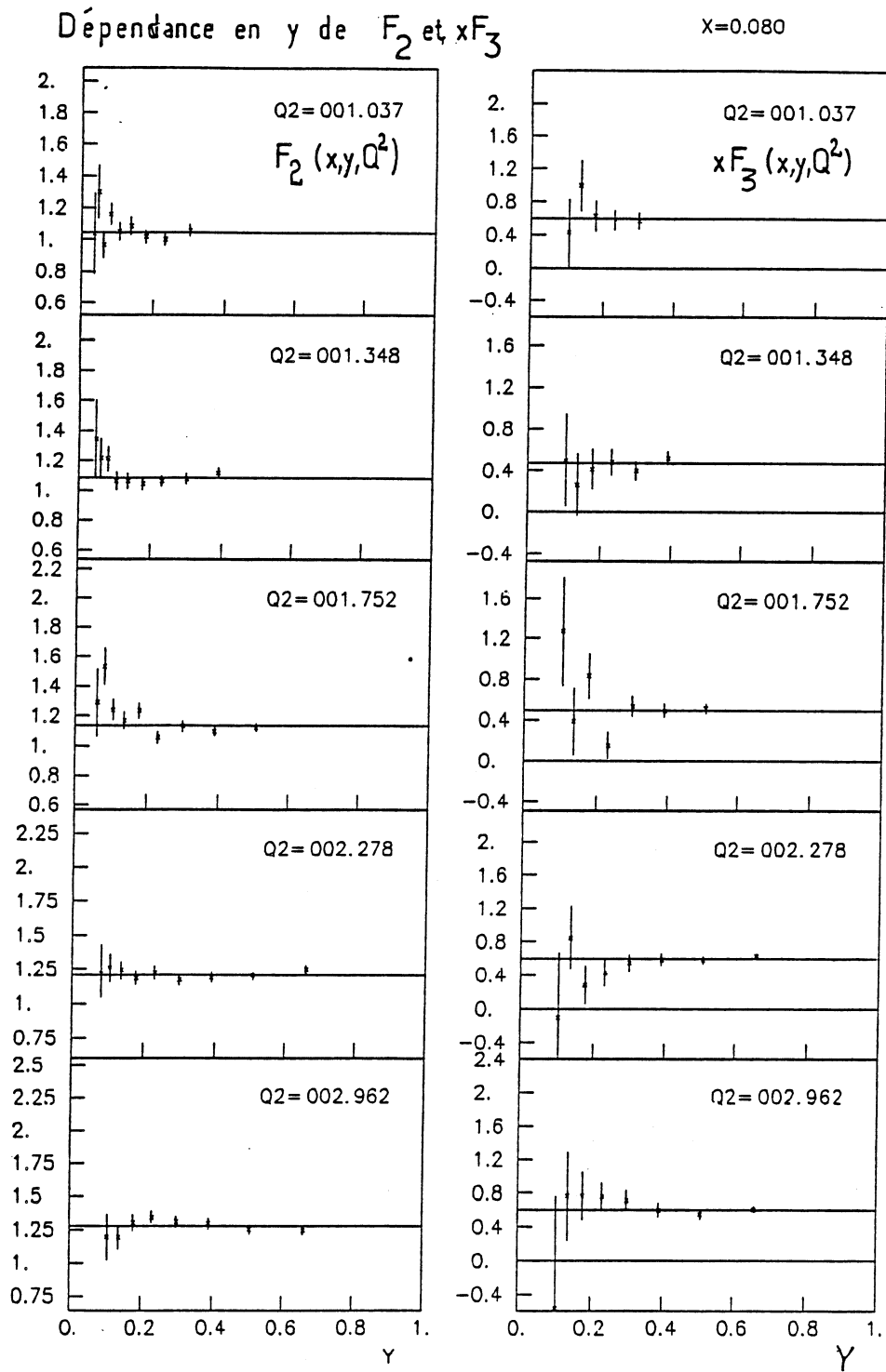


Figure VII.3 a). Exemple de dépendance en y des fonctions de structure $F_2(x,y,Q^2)$ et $xF_3(x,y,Q^2)$ pour $x = 0,08$ et à bas Q^2 .

Dépendance en y de F_2 et $x F_3$

$x=0.080$

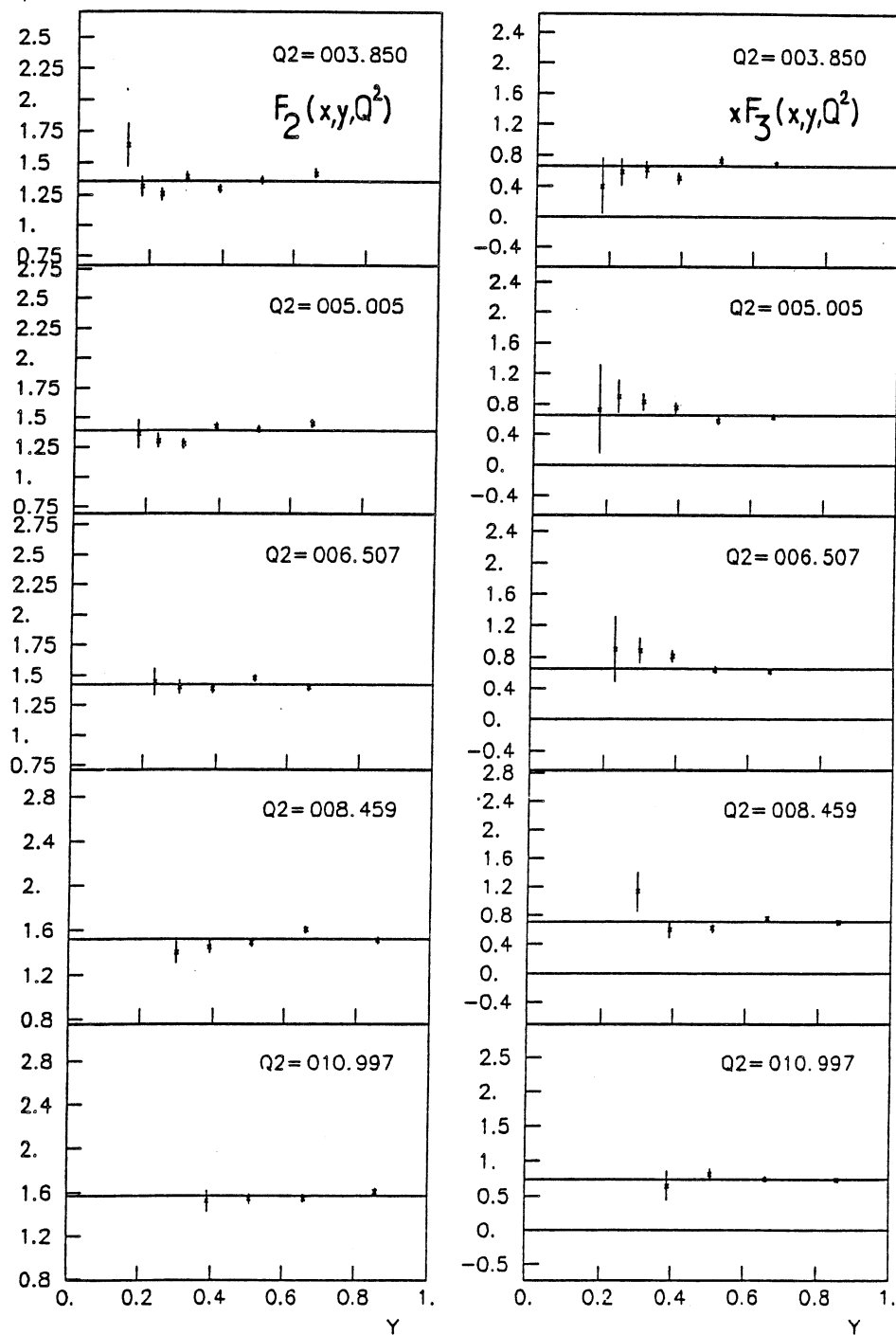


Figure VII.3 b). Comme VII.3 a) à Q^2 moyen.

ture (trait continu) est déterminée par les valeurs de la fonction de structure à grand y , particulièrement dans le cas de xF_3 .

Remarques sur la structure de l'espace de phase

- L'attribution de valeurs de Q^2 dans la première cellule en x : $0 < x < 0,03$ centrée en 0,015 paraît quelque peu arbitraire puisque chaque point en Q^2 inclut des contributions d'événements de $Q^2 = 0$ (quand $x = 0$).
- La structure du découpage choisie joue un rôle non négligeable sur la valeur de la fonction de structure. Sur la figure VII.4 nous avons représenté sur le diagramme (Q^2, ν) deux façons de découper l'espace de phase : soit en ν soit en Q^2 . Dans le cas d'une analyse WBB comme la nôtre, il est plus naturel de travailler avec des cellules en ν provenant de divers couples (y, E) puisque les sections efficaces différentielles nécessitent une normalisation explicite en fonction de l'énergie ; dans ce cas la valeur de Q^2 est obtenue à partir de la valeur ν_c de ν au centre de chaque cellule :

$$Q^2 = 2 M x \nu_c$$

B - PREMIERES CORRECTIONS AUX SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES MESUREES

1) Correction de centre de cellule.

Les sections efficaces différentielles présentées dans l'appendice E sont des valeurs moyennes dans chaque cellule. Puisque les fonctions de structure doivent être extraites à (x, Q^2) fixés, nous avons choisi de recentrer les sections efficaces différentielles dans chaque cellule. Ceci permet, du fait de la structure logarithmique en y et E , un centrage au même ν , donc au même Q^2 à x fixé pour différentes cellules.

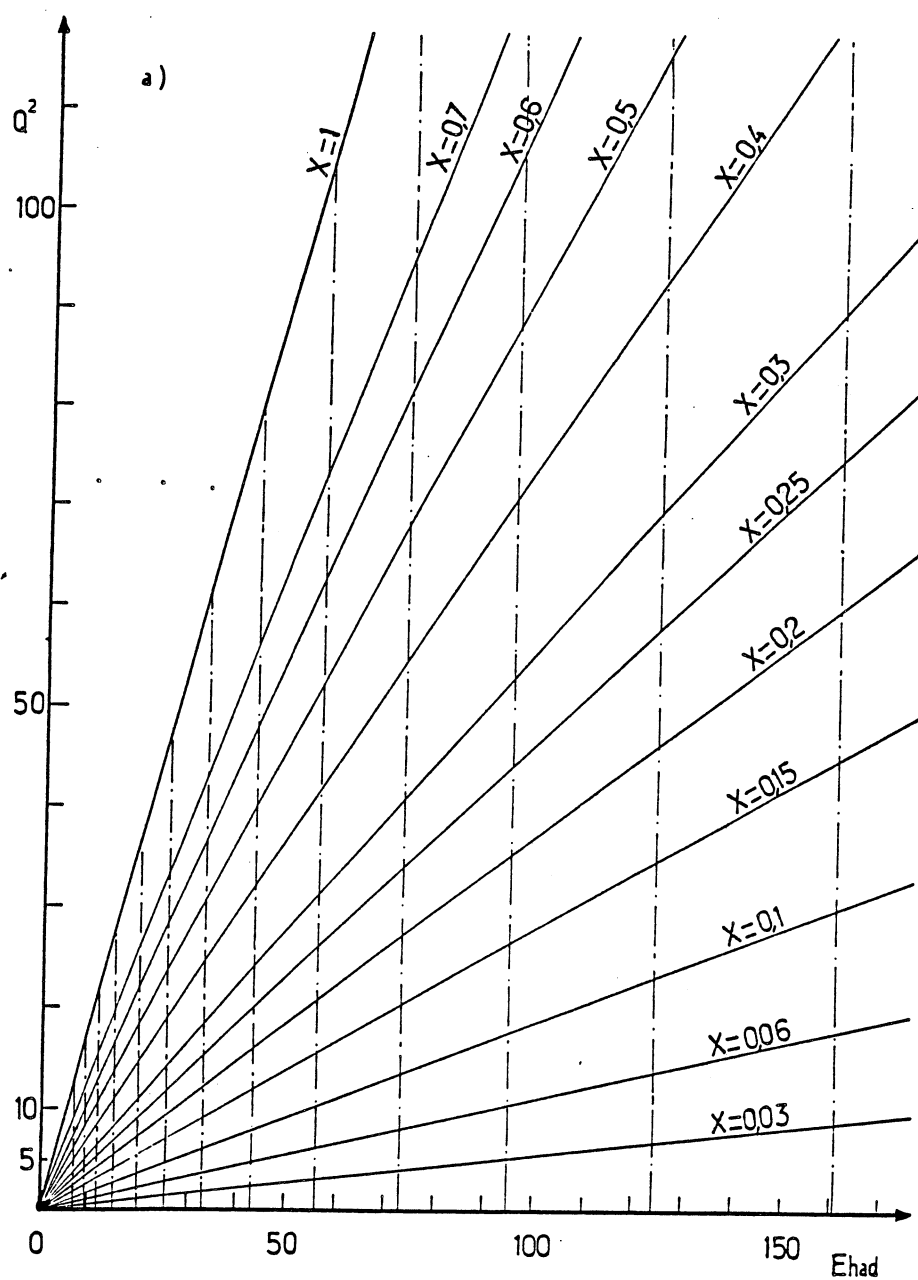


Figure VII.4 a). Diagramme $Q^2 - \nu$ dans le cas d'un découpage en ν . Les traits d'axe correspondent aux valeurs moyennes de E_{had} dans le cas d'une structure en progression géométrique de pas 1,3 (analyse CDHSW 1986).

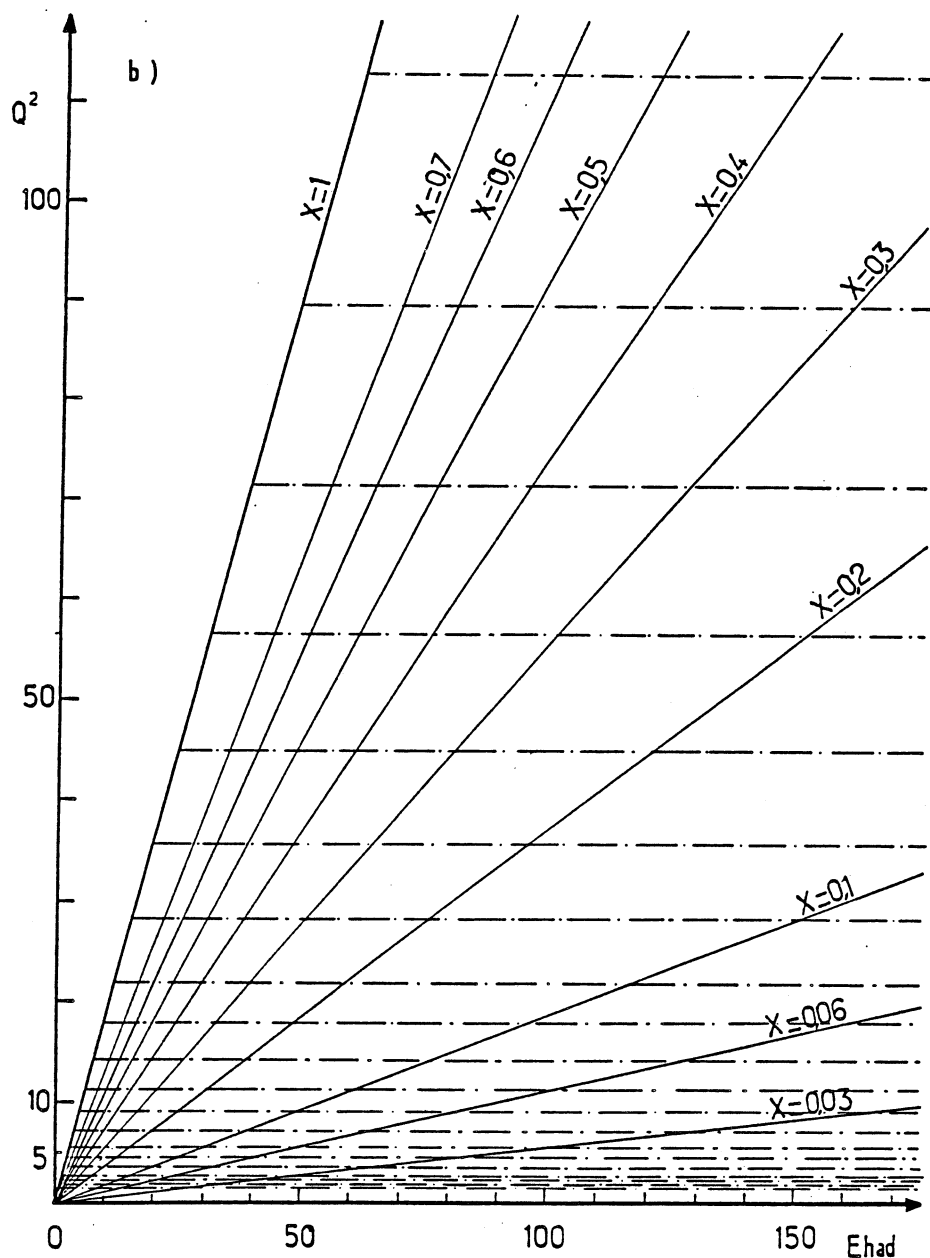


Figure VII.4 b). Diagramme $Q^2 - \nu$ dans le cas d'un découpage en Q^2 . Les traits d'axe correspondent aux valeurs moyennes de Q^2 dans le cas d'une structure en progression géométrique de pas $10^{1/10} \sim 1,26$ (analyse CDHS 1983).

Ce centrage utilise la forme en (x,y,E) des sections efficaces différentielles. Les sections efficaces différentielles mesurées ne permettent pas de connaître cette forme dans les cellules des bornes en x,y ou E . Nous avons donc utilisé la paramétrisation des fonctions de structure de l'appendice C pour estimer cette correction :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy}(x_c, y_c, E_c) = \frac{d^2\sigma}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) \frac{\frac{d^2\sigma^{MC}}{dx dy}(x_c, y_c, E_c)}{\frac{d^2\sigma^{MC}}{dx dy}(x_0, y_0, E_0)}$$

Cette correction ne dépend que de la courbure de la distribution dans la cellule et ne dépend donc pratiquement pas de y et E dont les distributions ne montrent pas de changements brusques de concavité. elle vaut en moyenne + 2 % à bas x et -1 % à grand x .

2) Corrections radiatives.

Nous avons calculé les corrections radiatives en utilisant un programme fourni par D.Yu. Bardin. Ces corrections diffèrent de celles de De Rujula et al., de 2 % en moyenne ; l'effet sur les sections efficaces différentielles a été indiqué au chapitre I (Cf. fig I.4). Elles dépendent peu de l'énergie et de y et valent au maximum :

- 10 % à $x = 0,015$; + 5 % à $x = 0,65$

Par comparaison les corrections de De Rujula valaient :

- 13 % à $x = 0,015$; + 5 % à $x = 0,65$

L'effet sur les fonctions de structure est indiqué sur la figure VII.5.

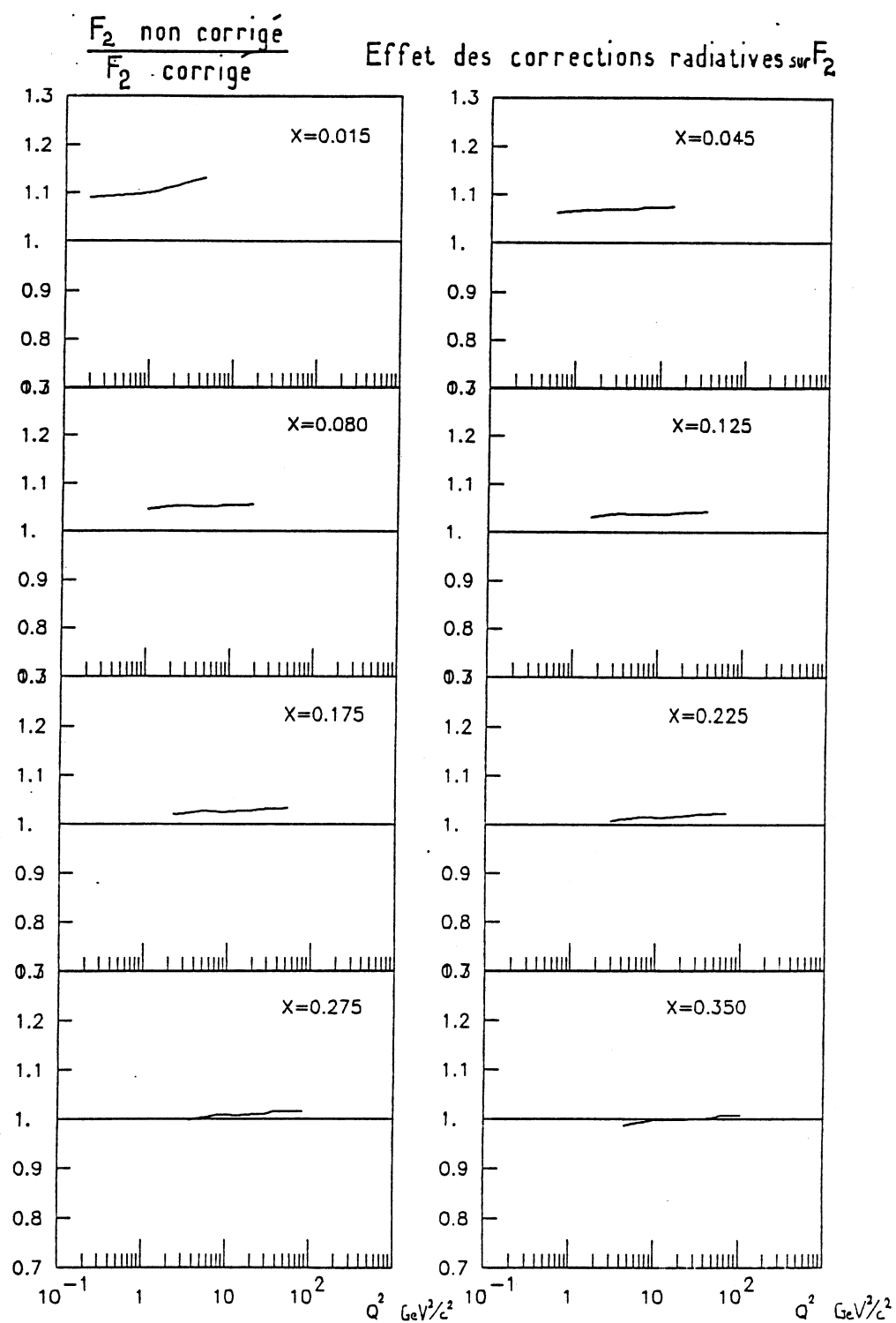


Figure VII.5. Effet des corrections radiatives sur F_2 .

3) Terme de propagateur.

Nous avons pris en compte le terme de propagateur du boson W en assignant à celui-ci une masse de 82 GeV [VII.1]. Dans le domaine en Q^2 où se situe notre mesure, ce terme est toujours petit :

- négligeable à $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$
- 1 % à $Q^2 = 35 \text{ GeV}^2/c^2$
- 6 % à $Q^2 = 200 \text{ GeV}^2/c^2$

A l'issue de ces trois corrections, les sections efficaces différentielles résultantes que nous noterons $d^2\sigma(\nu\text{Fe})/dx dy$ et $d^2\sigma(\bar{\nu}\text{Fe})/dx dy$ sont identifiables aux expressions données par le modèle des quarks partons (Cf. Chap.I, paragraphe E3).

C - LA FONCTION DE STRUCTURE xF_3

Ainsi que nous l'avons annoncé lors de l'exposé de la méthode, la détermination de :

$$xF_3 = 1/2 [xF_3(\nu) + xF_3(\bar{\nu})]$$

ne fait pas intervenir les hypothèses sur la mer ou q_L et à ce titre apparaît comme libre de toute hypothèse. Il ne faut cependant pas oublier que le modèle des quarks partons est impliqué, et d'autre part que l'équation (VII,A,3) fait intervenir des sections efficaces isoscalaires. Notre cible étant en fer, il nous faut corriger les sections efficaces $\nu\text{-Fe}$ et $\bar{\nu}\text{-Fe}$, ce qui est encore possible grâce au modèle des quarks-partons :

$$\frac{d^2\sigma^{\nu\text{Fer}}}{dx dy} = \frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx dy} + \frac{N-Z}{N+Z} \frac{1}{2} \left[\frac{d^2\sigma^{\nu n}}{dx dy} - \frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dx dy} \right]$$

soit explicitement :

$$\frac{d^2\sigma^{\nu\text{Fer}}}{dx dy} = \frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx dy} + \frac{N-Z}{N+Z} \frac{G_{\text{ME}}^2}{\pi} \left[1 - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] x(u_v - d_v) \quad (\text{VII,C,1})$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}\text{Fer}}}{dx dy} = \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} - \frac{N-Z}{N+Z} \frac{G_{\text{ME}}^2}{\pi} \left[(1-y)^2 - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] x(u_v - d_v) \quad (\text{VII,C,2})$$

où l'indice v spécifie les quarks de valence.

En remarquant que $xF_3 = x(q-\bar{q}) = x(u_v - d_v)$, on peut réécrire :

$$x(u_v - d_v) = \frac{1 - d_v/u_v}{1 + d_v/u_v} xF_3 \quad (\text{VII,C,3})$$

et en posant :

$$\delta = \frac{N-Z}{N+Z} \frac{1 - d_v/u_v}{1 + d_v/u_v} \quad (\text{VII,C,4})$$

on peut extraire xF_3 à partir des sections efficaces $\nu\text{-Fe}$ et $\bar{\nu}\text{-Fe}$:

$$xF_3(x, y, Q^2) = \frac{\pi}{G_{\text{ME}}^2} \frac{\frac{d^2\sigma^{\nu\text{Fe}}}{dx dy} - \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}\text{Fe}}}{dx dy}}{1 - (1-y)^2 + 2\delta \left[\frac{y^2}{2} + 1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right]} \quad (\text{VII,C,5})$$

Dans le terme δ , nous avons utilisé :

$$d_v/u_v = (0,55 \pm 0,1) (1 - x) \quad (\text{VII,C,6})$$

qui correspond à une moyenne mondiale [VII.2]. Pour déterminer xF_3 , nous avons imposé $y > 0,1$ car le numérateur et le dénominateur de (VII,C,5) ont tendance à s'annuler à $y = 0$. Cette coupure n'est en fait pas très restrictive puisque les points de bas y ont toujours un poids faible dans la moyenne statistique ; une coupure $y > 0,3$ donne des résultats quasi-identiques.

CDHSW 86

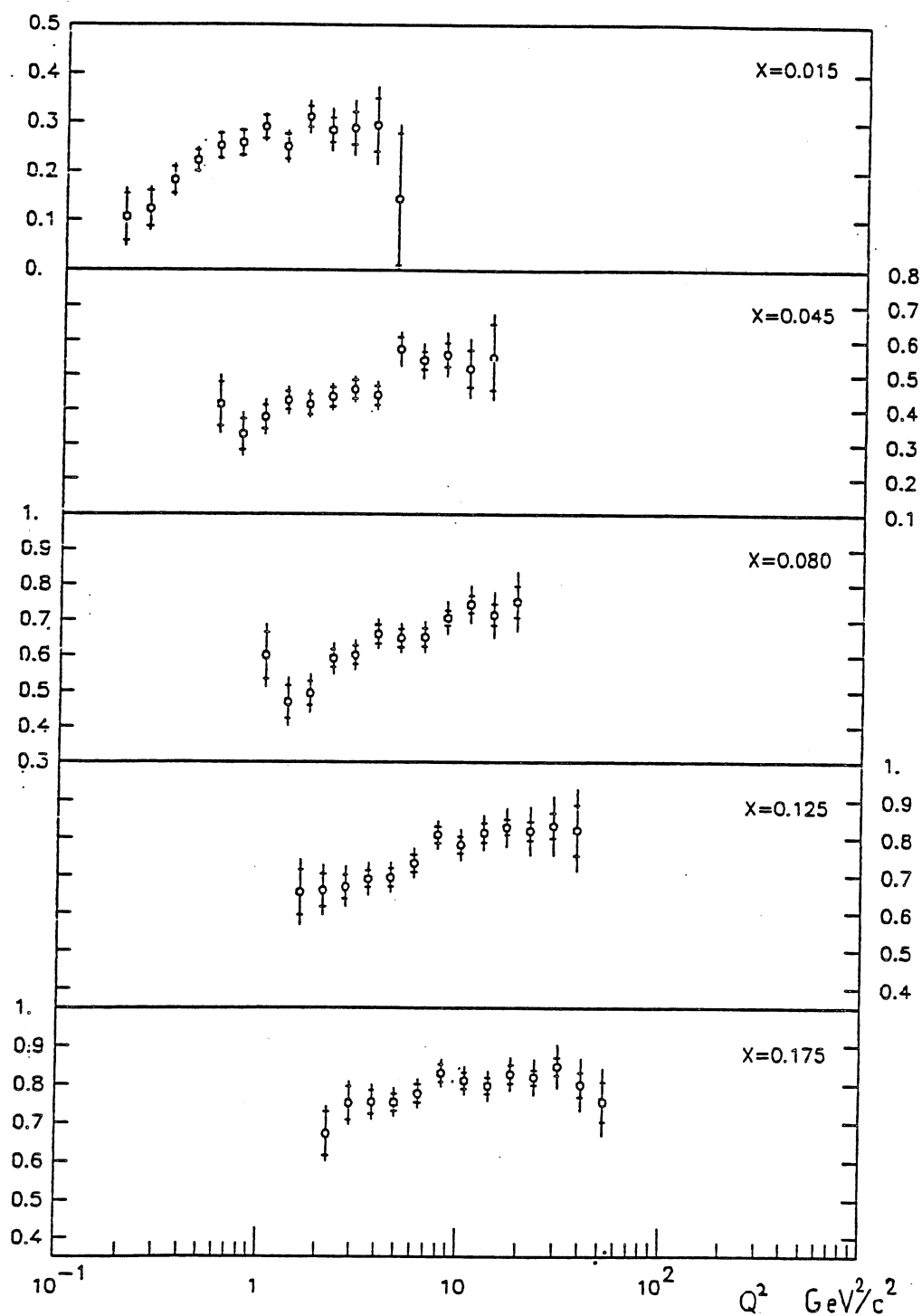
Fonction de structure xF_3 

Figure VII.6 a). Evolution en Q^2 de la fonction de structure $xF_3(x, Q^2)$ pour $x < 0,2$.

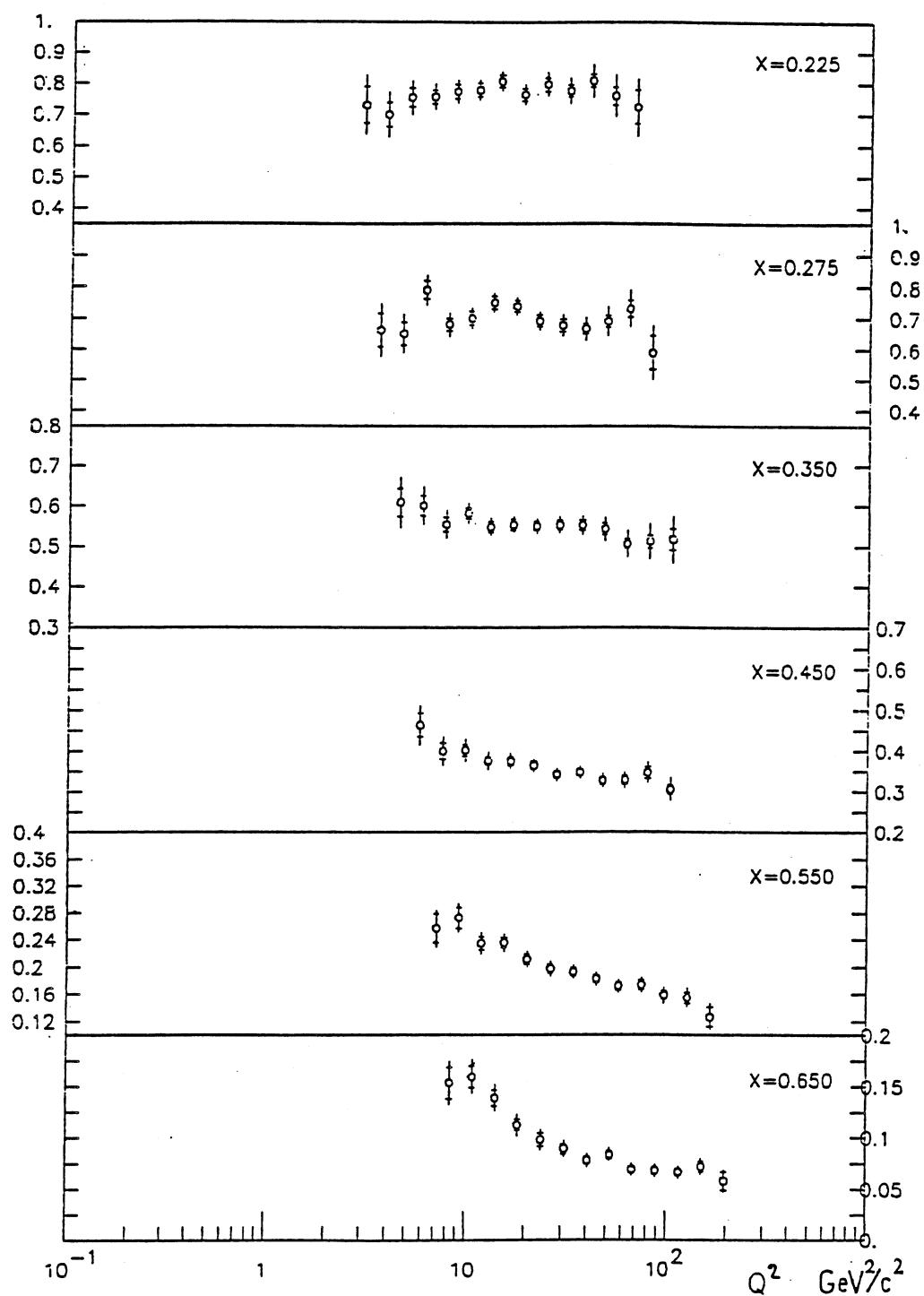


Figure VII.6 b). Evolution en Q^2 de la fonction de structure $xF_3(x, Q^2)$ pour $x > 0,2$.

L'évolution de xF_3 en fonction de Q^2 pour les différentes valeurs de x est montrée sur la figure VII.6. Les deux erreurs sont statistiques puis statistiques et systématiques (Cf. paragraphe D) ajoutées en quadrature. Les valeurs de la fonction et de ses erreurs figurent dans la table de l'appendice F.

On peut faire les commentaires suivants :

- Pour la première fois, les erreurs statistiques sur xF_3 sont comparables aux erreurs systématiques. Pour mémoire, lors de la précédente publication [II.7] les erreurs statistiques dominaient largement les erreurs systématiques (Cf fig VII.7).
- Les pentes de xF_3 sont non nulles, montrant des violations d'invariance d'échelle. Elles sont positives à bas Q^2 jusqu'à $x = 0,225$. A très bas x et $Q^2 < 1$, ces pentes sont fortement positives ; ceci reflète la tendance observée dans les sections efficaces différentielles à (bas x , bas y) : la section efficace augmente avec y au lieu d'avoir le comportement en $a + b(1-y)^2$ ($a > 0$; $b > 0$) prédit par la théorie.

De la même façon que précédemment au stade des sections efficaces différentielles, une conspiration des erreurs systématiques envisagées ne permet pas d'obtenir des pentes nulles à bas x et bas Q^2 . De telles pentes de xF_3 dans cette région cinématique ne sont pas prédites par la chromodynamique quantique.

Remarques sur la détermination des fonctions de structure

La formule (VII,C,5) intègre la correction d'isoscalarité qui intervient par l'intermédiaire du terme δ sous forme de rapports (dans δ). Comparée à une correction absolue, une telle correction présente un double avantage :

- Elle ne nécessite pas d'itération : dans le cas d'une correction absolue on utilise généralement une paramétrisation de la cor-

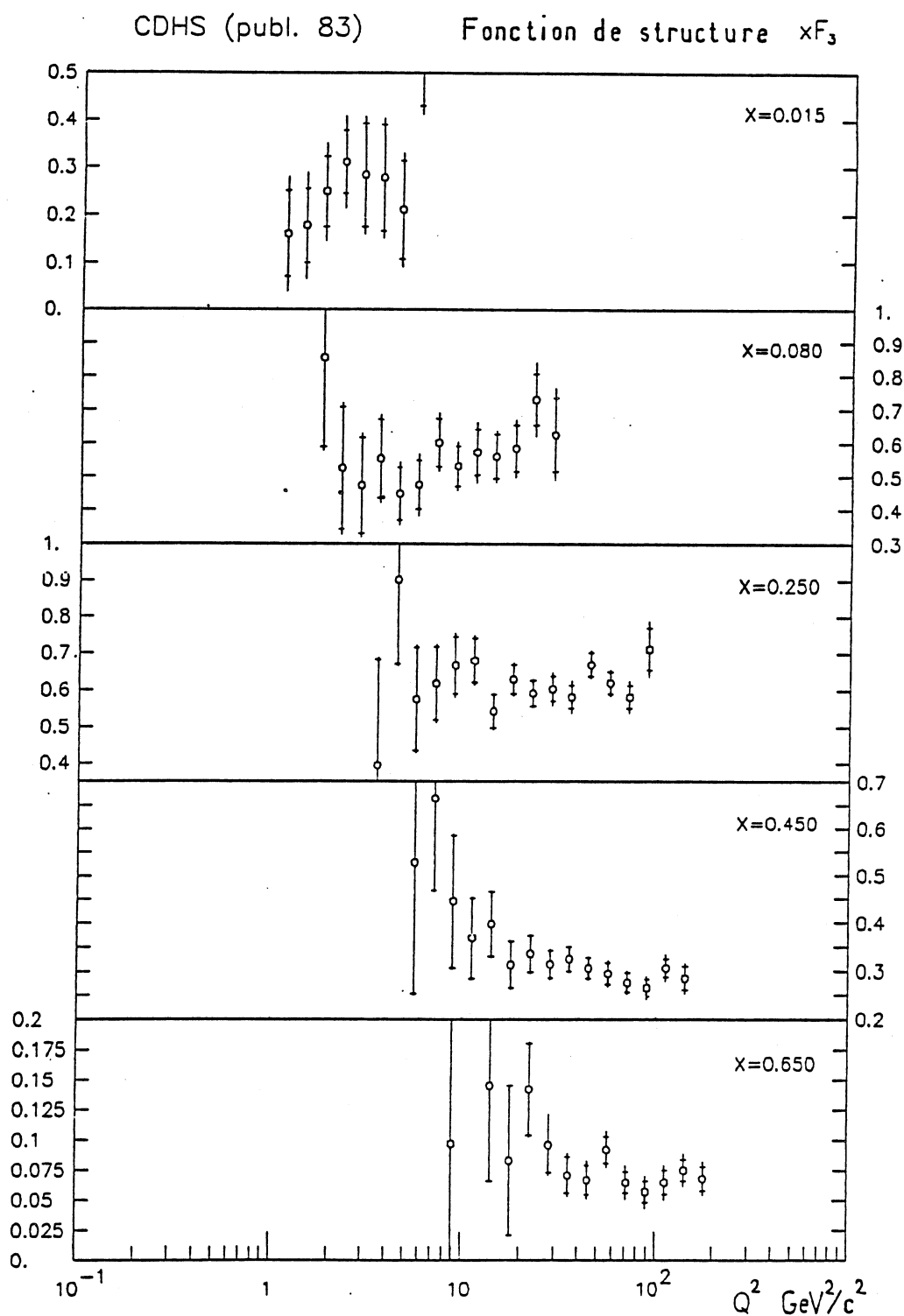


Figure VII.7. Fonction de structure xF_3 publiée par CDHS en 1983.

rection au premier stade (celles de l'Appendice C par exemple), puis ce que l'on a mesuré pour déterminer la valeur finale.

- La propagation des erreurs est simplifiée.

D - ERREURS SYSTEMATIQUES SUR LA FONCTION DE STRUCTURE xF_3

Les erreurs systématiques peuvent provenir de la mesure mais aussi des hypothèses utilisées lors de la détermination. Dans le cas de xF_3 ces hypothèses sont minimales.

1) Erreurs dues à l'appareillage.

Nous avons calculé les fonctions de structure à partir des sections efficaces différentielles correspondant à chacun des effets systématiques cités précédemment (cf. chap. 6.D). L'erreur systématique de mesure est la somme quadratique des écarts dus à chacun des effets. L'effet de mesure dominant est l'incertitude sur l'impulsion du muon.

2) Erreurs dues aux hypothèses de physique.

- L'erreur sur d_v/u_v dans la correction isoscalaire est du second ordre et peut être négligée.

- Nous avons autorisé des variations des sections efficaces totales :

$$\sigma/E = \sigma_0/E (1 \pm 0,07) (E - 50)/160)$$

$\sigma/E = \sigma_0/E (1 \pm 0,01)$ où $\sigma = \sigma(\nu N)$ ou $\sigma(\bar{\nu} N)$, σ_0 étant la valeur nominale. Ces huit effets qui tiennent compte de l'incertitude sur le rapport des sections efficaces totales νN et $\bar{\nu} N$ ont

été moyennés pour les effets symétriques puis sommés en quadrature. L'effet total est au plus égal aux incertitudes systématiques d'appareillage.

L'incertitude sur la valeur même de la normalisation, qui résulte en un facteur pour chaque fonction, n'a pas été incluse mais doit rester présente à l'esprit. Elle est de 4 %.

CHAPITRE VIII : LES FONCTIONS DE STRUCTURE F_2 , $2xF_1$ et $F_D(\bar{\nu}N)$

A - INTRODUCTION

Rappelons les expressions des sections efficaces différentielles νN et $\bar{\nu}N$ (en omettant le terme de propagateur pour simplifier l'écriture) lorsque le modèle des quarks-partons nous permet de ne considérer que trois fonctions de structure $2xF_1$, F_2 et xF_3 :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G_{ME}^2}{\pi} \left[\frac{y^2}{2} 2xF_1 + \left[1-y - \frac{Mxy}{2E} \right] F_2 + y \left[1 - \frac{y}{2} \right] xF_3 + x(s-c) \frac{1+(1-y)^2}{2} \right] \quad (\text{VIII,A,1})$$

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G_{ME}^2}{\pi} \left[\frac{y^2}{2} 2xF_1 + \left[1-y - \frac{Mxy}{2E} \right] F_2 - y \left[1 - \frac{y}{2} \right] xF_3 + x(s-c) \frac{1+(1-y)^2}{2} \right] \quad (\text{VIII,A,2})$$

Les fonctions de structure sont alors données par les expressions :

$$F_2(x,y,Q^2) = \frac{\frac{\pi}{G_{ME}^2} \left[\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} \right] - 2x(s-c)[1-(1-y)^2]}{2 \left[1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} + \frac{y^2}{2} \left[\frac{1+Q^2/\nu^2}{1+R} \right] \right]} \quad (\text{VIII,A,3})$$

et

$$2xF_1(x,y,Q^2) = \frac{\frac{\pi}{G_{ME}^2} \left[\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} \right] - 2x(s-c)[1-(1-y)^2]}{2 \left[\left[1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] \left[\frac{1+R}{1+Q^2/\nu^2} \right] + \frac{y^2}{2} \right]} \quad (\text{VIII,A,4})$$

où l'on a fait intervenir le rapport R :

$$R = [F_2(1+Q^2/\nu^2) - 2xF_1] / 2xF_1$$

La détermination de F_2 et $2xF_1$ requiert donc des hypothèses sur la mer étrange et R.

Il est important de noter que les termes correctifs en R ou $x(s-c)$ dépendent de y . Par conséquent l'utilisation de termes correctifs inadéquats peut introduire une dépendance en y des fonctions de structure en un point (x, Q^2) . Nous avons vu au chapitre VII que les fonctions de structure sont déterminées en WBB par les points de grand y , justement là où les termes correctifs sont importants. Une mauvaise estimation de ces corrections peut donc introduire un biais, qui sera différent dans une expérience utilisant un faisceau NBB.

Nous nous sommes donc assurés a posteriori que les valeurs des fonctions de structure sont indépendantes de y en tout point (x, Q^2) , ce qui montre que les hypothèses utilisées sont raisonnables. Un exemple de ces variations en y a été montré au chapitre VII (Cf fig. VII.3) pour la fonction F_2 en différents points (x, Q^2) .

La correction de mer étrange est importante à grand y à la fois pour $2xF_1$ et F_2 . Par contre, la correction en R est importante à grand y pour F_2 (en $y^2/2$ dans la formule (VIII,A,3)) et à bas y pour $2xF_1$ (en $(1-y)$ dans la formule (VIII,A,4)). Cette différence de comportement fait que pour des valeurs de y inférieures à 0,7 la quantité la mieux mesurée est F_2 . Inversement, à très grand y on mesure $2xF_1$; ceci apparaît également dans l'écriture même de la section efficace différentielle où $2xF_1$ et F_2 sont affectés respectivement de coefficients $y^2/2$ et $(1-y)$. Nous exploiterons ce simple fait pour extraire F_2 "à bas y " au paragraphe D2.

Dans le même état d'esprit qu'au chapitre VII pour la correction de non-isoscalarité, nous nous sommes efforcés d'exprimer les corrections sous forme de facteurs correctifs plutôt que sous forme de termes additifs absolus : par exemple on utilisera R au lieu de q_L . Ceci autorise des

corrections relatives, c'est à dire indépendantes de la normalisation par la section efficace totale.

B - CORRECTION DE MER ÉTRANGE

Nous supposons ici que la distribution de la mer étrange $x_s(x, Q^2)$ possède la même dépendance en (x, Q^2) que la mer d'antiquarks $x_{\bar{q}} = x[\bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + \bar{c}](x, Q^2)$. Nous supposons de plus :

- $s(x, Q^2) = \bar{s}(x, Q^2)$ car le nucléon a une étrangeté nulle.
- $c(x, Q^2) = \bar{c}(x, Q^2) = 0$. La mer charmée n'est en réalité certainement pas totalement négligeable. L'incertitude liée à cette hypothèse sera couverte par l'erreur assignée au terme correctif de mer étrange.

La normalisation entre le terme correctif de mer étrange et charmée et la mer totale interviendra par l'intermédiaire d'un facteur C_{sc} . Nous avons utilisé :

$$C_{sc} = x(s-c) / x_{\bar{q}} = 0,1 \pm 0,1 \quad (\text{VIII}, B, 1)$$

Ce nombre provient des taux d'événements "dimuon" bruts observés à des énergies hadroniques inférieures à 50 GeV, non corrigés pour le seuil de production du charme [VIII, 1]. Une dépendance en énergie hadronique de ce nombre est couverte par l'erreur autorisée qui est relativement large.

La correction de mer étrange se factorise puisque dans le modèle des partons :

$$x_{\bar{q}} = [2xF_1 - xF_3] / 2 \quad (\text{VIII}, B, 2)$$

et par suite :

$$2x(s-c) = \text{Csc} (2xF_1 - xF_3) \quad (\text{VIII}, \text{B}, 3)$$

que l'on utilise dans les expressions des sections efficaces différentielles. Ceci mène à :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu \text{Fe}}}{dx dy} = \frac{G_{\text{ME}}^2}{\pi} \left[2xF_1 \left[\frac{y^2}{2} + \text{Csc} \left(y - \frac{y^2}{2} \right) \right] + F_2 \left[1-y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] \right. \\ \left. + xF_3 \left[A + (\delta - \text{Csc}) \frac{1-(1-y)^2}{2} \right] \right] \end{aligned} \quad (\text{VIII}, \text{B}, 4)$$

et :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} \text{Fe}}}{dx dy} = \frac{G_{\text{ME}}^2}{\pi} \left[2xF_1 \left[\frac{y^2}{2} + \text{Csc} \left(y - \frac{y^2}{2} \right) \right] + F_2 \left[1-y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] \right. \\ \left. - xF_3 \left[A - (\delta - \text{Csc}) \frac{1-(1-y)^2}{2} \right] \right] \end{aligned} \quad (\text{VIII}, \text{B}, 5)$$

avec :

$$A = \frac{1-(1-y)^2}{2} + \delta \left[\frac{1+(1-y)^2}{2} + \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right]$$

Remarques

- A titre de comparaison, le rapport de la mer étrange observée (non réhaussée par la correction des seuil de production du charme) et de la mer totale d'antiquarks provenant de la paramétrisation de l'appendice C, ceci aux valeurs de (x, Q^2) accessible à notre mesure, est compris entre 0 et 0,2 avec une valeur moyenne de 0,11.
- Sous l'hypothèse que les mers étrange x_s , charmée x_c et totale $\bar{q}$ ont la même dépendance en (x, Q^2) , le facteur Csc est lié à $2s/(\bar{u} + \bar{d})$ et à $Rcs = c/s$ par :

$$\text{Csc} = \left[\frac{2s}{\bar{u} + \bar{d}} \right] \frac{1 - Rcs}{2 + \left[\frac{2s}{\bar{u} + \bar{d}} \right] (1 + Rcs)} \quad (\text{VIII}, \text{B}, 6)$$

ainsi en négligeant la mer charmée comme nous l'avons fait :

$$C_{sc} = 0,1 \Leftrightarrow 2s / (\bar{u} + \bar{d}) = 0,22$$

C - PRISE EN COMPTE DU TERME LONGITUDINAL

Nous avons vu au chapitre 2 que la situation expérimentale en ce qui concerne R est assez confuse. Nos données sont suffisamment précises pour autoriser une détermination de F_L ou de R. Pour cela, nous avons envisagé deux méthodes. Dans chacune d'entre elles, nous utiliserons comme outil une pseudo-fonction de structure dont la détermination ne fait intervenir que l'hypothèse sur la mer étrange. L'ajustement de la dépendance en y de ces pseudo-fonctions permet alors la détermination de R ou de F_L .

Définissons ainsi :

$$F_w(x, y, Q^2) = a(y) 2xF_1(x, Q^2) + [1-a(y)] F_2(x, Q^2) \quad (\text{VIII}, C, 1)$$

et

$$\bar{q}_w(x, y, Q^2) = b(y) F_D(\bar{\nu}N)(x, Q^2) + [1-b(y)] F_L(x, Q^2) \quad (\text{VIII}, C, 2)$$

Ces deux nouvelles fonctions ne sont pas de réelles fonctions de structure puisque les coefficients $a(y)$ et $b(y)$ dépendent de y.

1) La pseudo fonction de structure F_w

La combinaison linéaire des sections efficaces qui donne F_w est celle permettant d'éliminer xF_3 entre (VIII,B,4) et (VIII,B,5). La norme imposée par (VIII,C,1) nous donne alors :

$$F_w(x, y, Q^2) = \frac{\pi}{G^2_{ME}} \frac{\left[1 - \left(\frac{\delta - Csc}{A} \right) \frac{1 - (1-y)^2}{2} \right] \frac{d^2 \sigma^{\nu Fe}}{dx dy} + \left[1 + \left(\frac{\delta - Csc}{A} \right) \frac{1 - (1-y)^2}{2} \right] \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} Fe}}{dx dy}}{2 \left[\frac{y^2}{2} + Csc(y - \frac{y^2}{2}) + 1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right]} \quad (VIII, C, 3)$$

et le mélange entre F_2 et $2xF_1$ est donné par :

$$F_w(x, y, Q^2) = \frac{\left[\frac{y^2}{2} + Csc(y - \frac{y^2}{2}) \right] 2xF_1(x, Q^2) + \left[1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] F_2(x, Q^2)}{\frac{y^2}{2} + Csc(y - \frac{y^2}{2}) + 1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2}} \quad (VIII, C, 4)$$

à $y = 0$ F_w coïncide avec F_2

à $y = 1$ F_w est très proche de $2xF_1$

Pour x et Q^2 fixés, chaque valeur de y donne une valeur à $F_w(x, y, Q^2)$ et $a(x, y, Q^2)$. Notons dès maintenant que la moyenne statistique sur y permet de déterminer les valeurs moyennes :

$$F_w(x, Q^2) \quad \text{et} \quad a(x, Q^2)$$

correspondant à une valeur de y effective qui dépend du peuplement des cellules, donc principalement de la forme du spectre du faisceau ; ces valeurs moyennes seront utilisées par la suite pour la détermination de F_2 et $2xF_1$.

La dépendance en y de la pseudo-fonction de structure F_w permet de déterminer à la fois R et q_L . En effet (VIII, C, 1) peut se réécrire :

$$F_w(x, y, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) \left[a(y) + [1 - a(y)] \frac{1 + R(x, Q^2)}{1 + Q^2/\nu^2} \right] \quad (VIII, C, 5)$$

qui permet de déterminer R et $2xF_1$, ou encore :

$$F_w(x, y, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) + [1 - a(y)] xq_L(x, Q^2) \quad (VIII, C, 6)$$

qui permet de déterminer xq_L et $2xF_1$.

Pour cette étude, nous avons arbitrairement fixé une coupure $y > 0,5$ et utilisé un ajustement à 2 paramètres en demandant un minimum de trois

valeurs de y à chaque (x, Q^2) . Il est impossible d'extraire la dépendance complète $R(x, Q^2)$ à partir de nos données. Nous nous sommes limités à extraire la distribution $R(x)$ en faisant la moyenne à x fixé sur les Q^2 disponibles.

Le résultat pour R est indiqué sur la figure VIII.1 où figurent seulement les erreurs statistiques. Ce résultat est intéressant puisqu'il confirme la forme prédite par QCD ([I.17]). Il confirme également quantitativement le résultat de CHARM [II.11].

Le résultat pour $2xF_1$ n'est pas présenté ici ; en effet la méthode de l'ajustement à grand y rejette une grande partie des points (x, Q^2) accessibles et fournit donc une mesure statistiquement peu puissante. Les fonctions de structure $2xF_1$ et F_2 seront données plus loin, sous une hypothèse sur la valeur de R .

2) La pseudo-fonction de structure $\bar{q}_w$

Cette seconde fonction est un mélange de $\bar{q}_\nu$, c'est à dire la partie de la section efficace correspondant à l'échange d'un boson droit en interaction antineutrino-nucléon, et de la partie longitudinale F_L . Pour simplifier l'écriture, nous nous placerons dans le modèle des quarks partons à la limite de Bjorken $Q^2/\nu^2 = 0$, ce que nous justifierons par la suite ; ceci permet d'identifier $F_D(\bar{\nu}N)$ à $x\bar{q}_\nu$ et F_L à xq_L .

Les sections efficaces réécrites en fonction de $\bar{q}_\nu = \bar{q} + (s-c)$, de $q_\nu = q - (s-c)$, de $xq_L \equiv F_L(Q^2/\nu^2 = 0)$, de Csc et δ deviennent :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu Fe}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[xq_\nu (1+\delta) + x\bar{q}_\nu \left[(1-y)^2 - \delta + \frac{2Csc}{1+Csc} [1 - (1-y)^2 + \delta] \right] + xq_L (1-y) \right] \quad (\text{VIII,C,7})$$

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} Fe}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[x\bar{q}_\nu \left[1 + \delta(1-y)^2 - \frac{2Csc\delta}{1+Csc} (1-y)^2 \right] + xq_\nu (1-y)^2 (1-\delta) + xq_L (1-y) \right] \quad (\text{VIII,C,8})$$

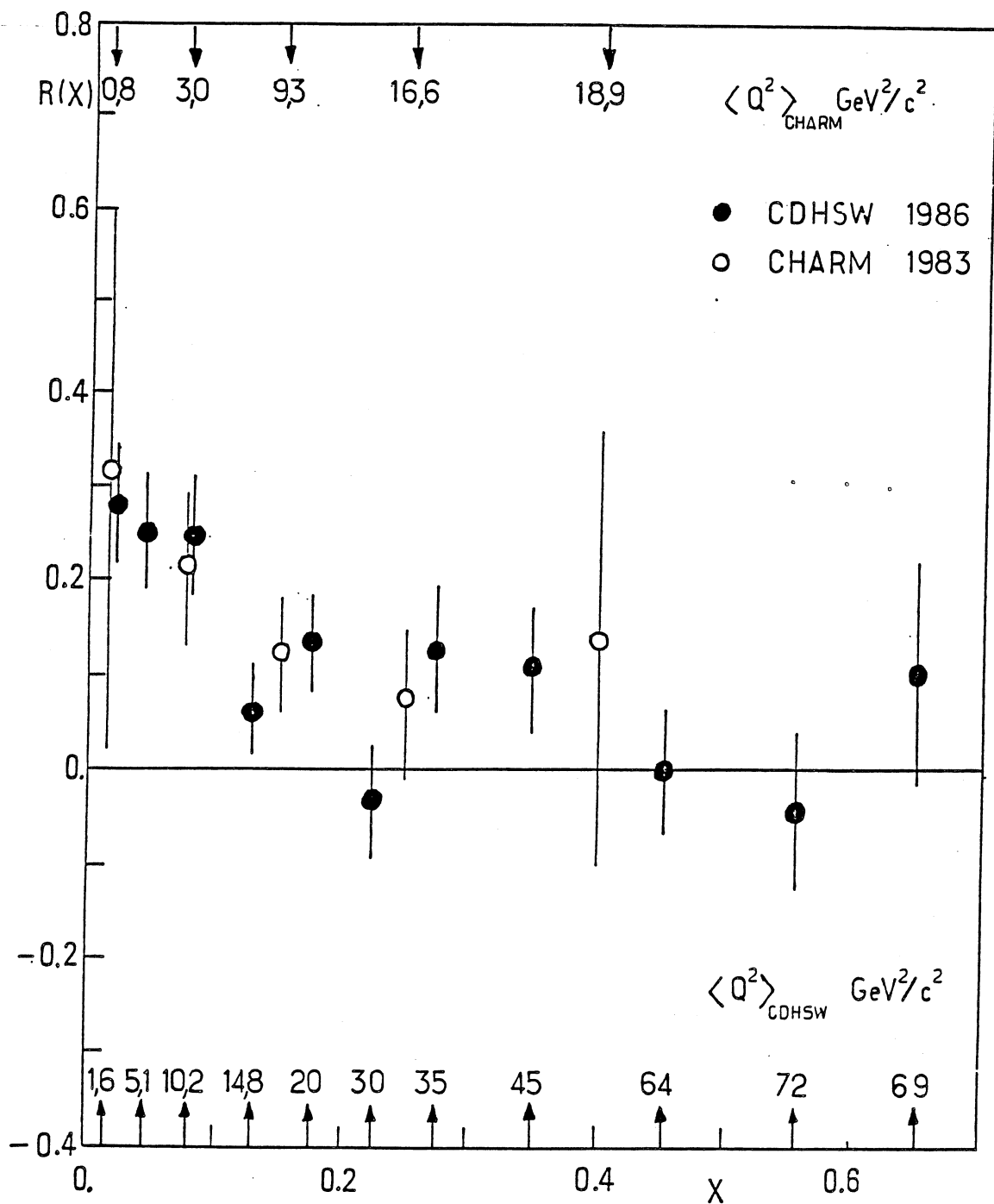


Figure VIII.1. $R(x)$ à partir de F_w comparé à la détermination de $R(x)$ par CHARM (erreurs statistiques seulement).

De la même façon que pour $F_w, \bar{q}_w$ est déterminé par la combinaison linéaire de ces sections efficaces qui permet d'éliminer cette fois q_p^- . On trouve ainsi :

$$\bar{q}_w(x, y, Q^2) = \frac{\pi}{G^2_{ME}} \frac{1}{B} \frac{(1 + \delta) \frac{d^2 \sigma^{\nu Fe}}{dx dy} - (1 - \delta)(1 - y)^2 \frac{d^2 \sigma^{\nu Fe}}{dx dy}}{1 + (1 - y)^2 - \frac{2 \text{Csc}}{1 + \text{Csc}} (1 - y)^2 + (1 - y)} \quad (\text{VIII}, C, 9)$$

avec $B = 1 - (1 - y)^2 + \delta[1 + (1 - y)^2]$

le mélange entre $\bar{q}_p^-$ et q_L est donné par :

$$\bar{q}_w(x, y, Q^2) = \frac{[1 + (1 - y)^2 - \frac{2 \text{Csc}}{1 + \text{Csc}} (1 - y)^2] x \bar{q}_p^-(x, Q^2) + (1 - y) x q_L(x, Q^2)}{1 + (1 - y)^2 - \frac{2 \text{Csc}}{1 + \text{Csc}} (1 - y)^2 + (1 - y)} \quad (\text{VIII}, C, 10)$$

$$\text{à bas } y : \bar{q}_w = \left[\frac{2}{3 + \text{Csc}} \right] x \bar{q}_p^-(x, Q^2) + \left[\frac{1 + \text{Csc}}{3 + \text{Csc}} \right] x q_L(x, Q^2)$$

$$\text{à grand } y : \bar{q}_w = x \bar{q}_p^-$$

Dans le but de réduire les erreurs systématiques provenant des normalisations des sections efficaces νFe et $\bar{\nu} Fe$, on travaille pour cette analyse à $y > 0,5$ (Cf. fig. VII.1). Ce qui donne au coefficient de mélange $b(y)$ des valeurs toujours proches de 0,75.

L'intérêt de la fonction $\bar{q}_w$ réside dans la possibilité d'ajuster simplement sa distribution en y pour déterminer cette fois $\bar{q}_p^-$ et q_L .

Sur la figure VIII.2 sont comparées les distributions $x q_L(x)$ obtenues à partir de F_w et $\bar{q}_w$. L'accord entre les résultats de ces deux méthodes est tout à fait satisfaisant et les erreurs obtenues sont comparables.

Il nous reste à justifier l'hypothèse $Q^2/\nu^2 \rightarrow 0$. Ce terme que l'on peut réécrire $4M^2 x^2/Q^2$ n'est important qu'à grand x et bas Q^2 . L'approximation est justifiée car :

- la mer est inexistante à grand x , ainsi que le terme longitudinal si l'on exclut la présence de diquarks.

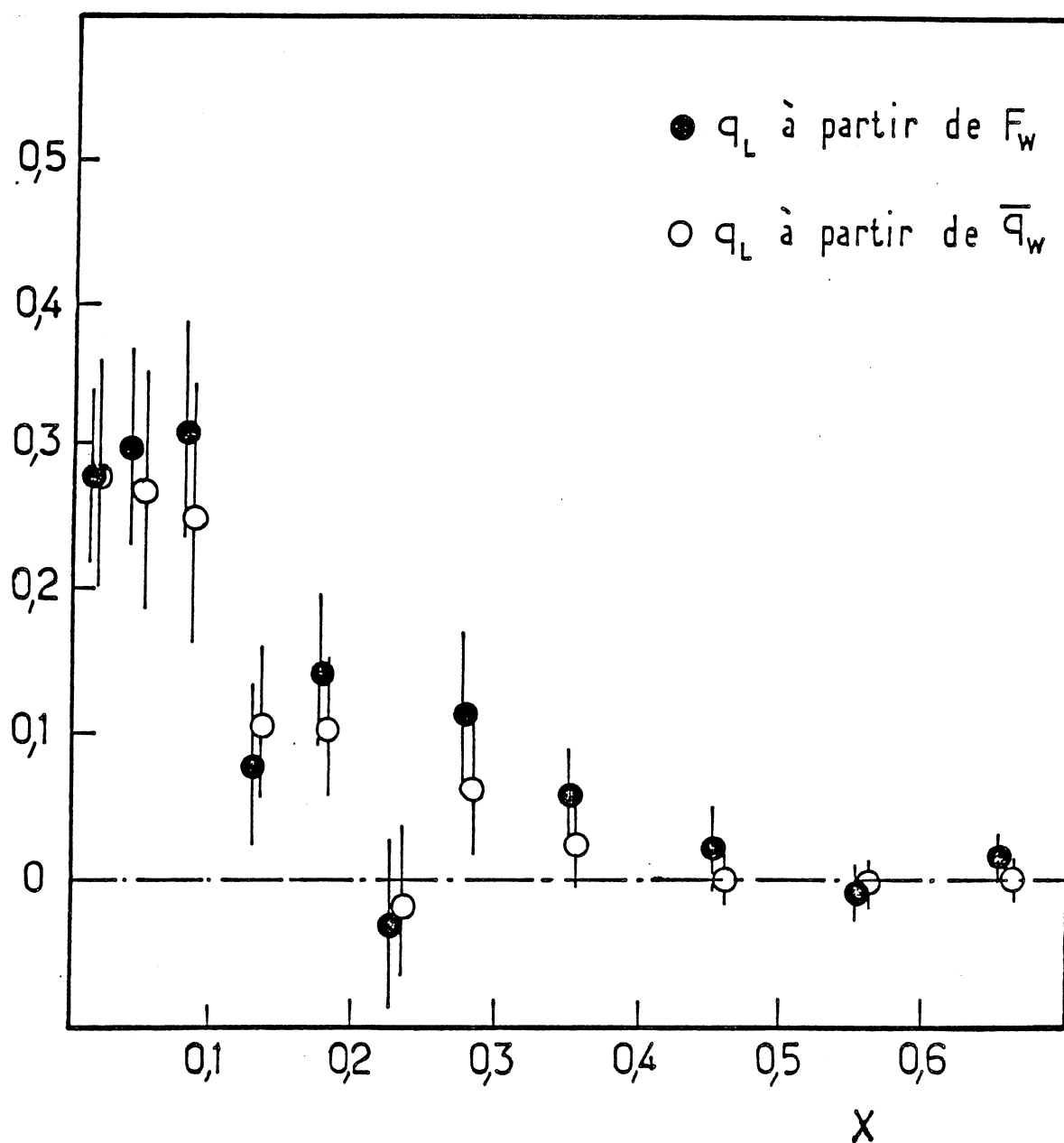


Figure VIII.2. Comparaison des distributions $q_L(x)$ obtenues à partir de :

- $F_W \sim d^2\sigma(\nu)/dxdy + d^2\sigma(\bar{\nu})/dxdy$
- $\bar{q}_W \sim d^2\sigma(\bar{\nu})/dxdy - (1-y)^2 d^2\sigma(\nu)/dxdy$

- du fait de la coupure en y à 0,5, nous ne pouvons mesurer $\bar{q}_w$ à des Q^2 aussi bas que F_2 ou xF_3 et le domaine où les termes en Q^2/ν^2 sont importants est inaccessible.

Nous nous sommes cependant assurés que la prise en compte des termes en Q^2/ν^2 n'amène aucun changement notable sur $\bar{q}_v$ et q_L .

3) Conclusion et paramétrisation de R.

A partir de F_w et $\bar{q}_w$ on a pu extraire q_L ; F_w permet de plus d'accéder directement à R. La distribution en x trouvée, qui diffère significativement de 0 à bas x , va nous permettre d'utiliser une paramétrisation de nos résultats pour extraire F_2 et $2xF_1$.

On peut préciser que $\bar{q}_w$ dépend beaucoup moins de la correction de mer étrange que F_w du fait de la présence d'un facteur $(1-y)^2$ supprimeur à grand y . Le bon accord trouvé entre les distributions $q_L(x)$ obtenues à partir de F_w et $\bar{q}_w$ indique donc que l'estimation de la correction de mer étrange est raisonnable.

L'analyse de R que nous avons faite n'est pas optimisée si l'on remarque qu'au dessus de $y=0,5$, notre découpage en y ne laisse que trois valeurs de y .

Une autre analyse de R utilisant un découpage plus fin à grand y a donc été effectuée [VIII.2]. Les résultats, en bon accord avec ce qui a été présenté ci-dessus, sont compatibles avec une paramétrisation qui, vu les erreurs de mesure, se contente de la forme simple :

$$R(x, Q^2) = \frac{1,5 (1-x)^4}{\ln \frac{Q^2}{(0,20)^2}} \quad (\text{VIII,C,11})$$

Cette paramétrisation n'a pas véritablement une forme compatible avec la prédiction de QCD qui fait intervenir à la fois F_2 et les gluons qui ont une dépendance en x différente. La valeur numérique de R donnée

par cette paramétrisation est approximativement deux fois plus grande que celle utilisée par CCFRR.

Remarque

- La détermination de $q_L(x)$ dépend de la coupure en y . Notamment, si l'on fixe une coupure $y > 0,3$ au lieu de $y > 0,5$, la valeur de $q_L(x=0,015)$ est diminuée de 30 %. Cette variation, couverte par les erreurs statistiques, reflète une fois de plus la tendance observée dans les sections efficaces différentielles à (bas x , bas y).

D - DETERMINATION DE F_2 , $2xF_1$ ET F_D

- 1) F_2 et $2xF_1$ à partir de F_w et R .

La pseudo-fonction $F_w(x, Q^2)$ et le facteur de mélange $a(x, Q^2)$ qui correspondent respectivement aux valeurs moyennes de $F_w(x, y, Q^2)$ et $a(x, y, Q^2)$ sur y , sont liés aux fonctions $2xF_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ par une équation indépendante de y analogue à (VIII,C,1) :

$$F_w(x, Q^2) = a(x, Q^2) 2xF_1(x, Q^2) + [1-a(x, Q^2)] F_2(x, Q^2) \quad (\text{VIII,D,1})$$

En utilisant :

$$R = [F_2(1+Q^2/\nu^2) - 2xF_1] / 2xF_1$$

Il vient :

$$2xF_1(x, Q^2) = \frac{F_w(x, Q^2)}{a(x, Q^2) + [1-a(x, Q^2)] \frac{1+R(x, Q^2)}{1+Q^2/\nu^2}} \quad (\text{VIII,D,2})$$

et :

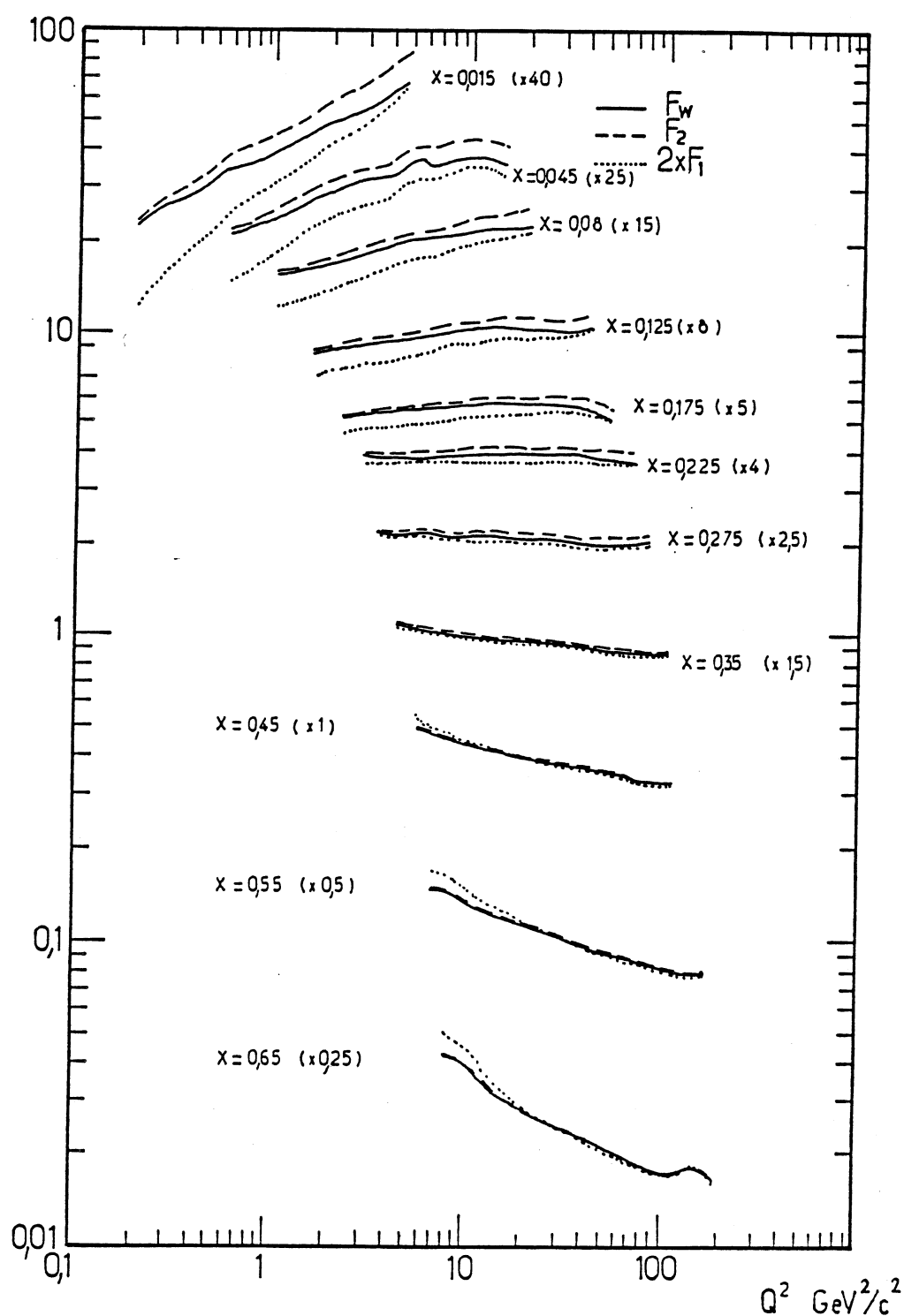


Figure VIII.3. Passage de F_W à F_2 et $2xF_1$ en utilisant une paramétrisation de $R(x, Q^2)$.

$$F_2(x, Q^2) = \frac{F_w(x, Q^2)}{a(x, Q^2) \frac{1+Q^2/\nu^2}{1+R(x, Q^2)} + [1-a(x, Q^2)]} \quad (\text{VIII}, D, 3)$$

Il est donc aisé de déterminer $2xF_1$ et F_2 une fois que l'on a fait le choix d'une valeur ou d'une paramétrisation de R .

Le passage de F_w à $2xF_1$ et F_2 est illustré sur la figure VIII.3. A bas x , la différence entre F_2 et $2xF_1$ provient de R alors qu'à grand x et bas Q^2 , elle provient du terme Q^2/ν^2 qui peut valoir jusqu'à 0,25 à la plus basse valeur de Q^2 pour $x = 0,65$.

L'évolution en Q^2 de la fonction F_2 est représentée sur la figure VIII.4. Les deux erreurs portées correspondent aux erreurs statistiques d'abord, puis statistiques et systématiques ajoutées quadratiquement. Dans le cas de F_2 les erreurs dominantes sont les erreurs systématiques, et un changement dans la valeur de R ou du facteur Csc peut introduire des variations bien supérieures aux erreurs de mesure.

Remarque

- Jusqu'à présent, la fonction F_w semble n'avoir été qu'un artifice de calcul, puisqu'en remplaçant F_w et a par leurs expressions en fonction des sections efficaces différentielles et de y , on peut obtenir directement des équations donnant F_2 et $2xF_1$.

Toutefois, la donnée de F_2 et $2xF_1$, ou de F_2 et R , représente une perte d'information comparée à la donnée du couple (F_w, a) . En effet ce dernier permet de connaître la valeur effective de y à laquelle est déterminée la fonction, et contient l'information sur R puisqu'à un facteur près c'est la partie de section efficace invariante par parité. Dans le but d'autoriser un changement facile de l'hypothèse sur R , nous avons inclu dans la table de l'appendice F les valeurs de F_w et a .

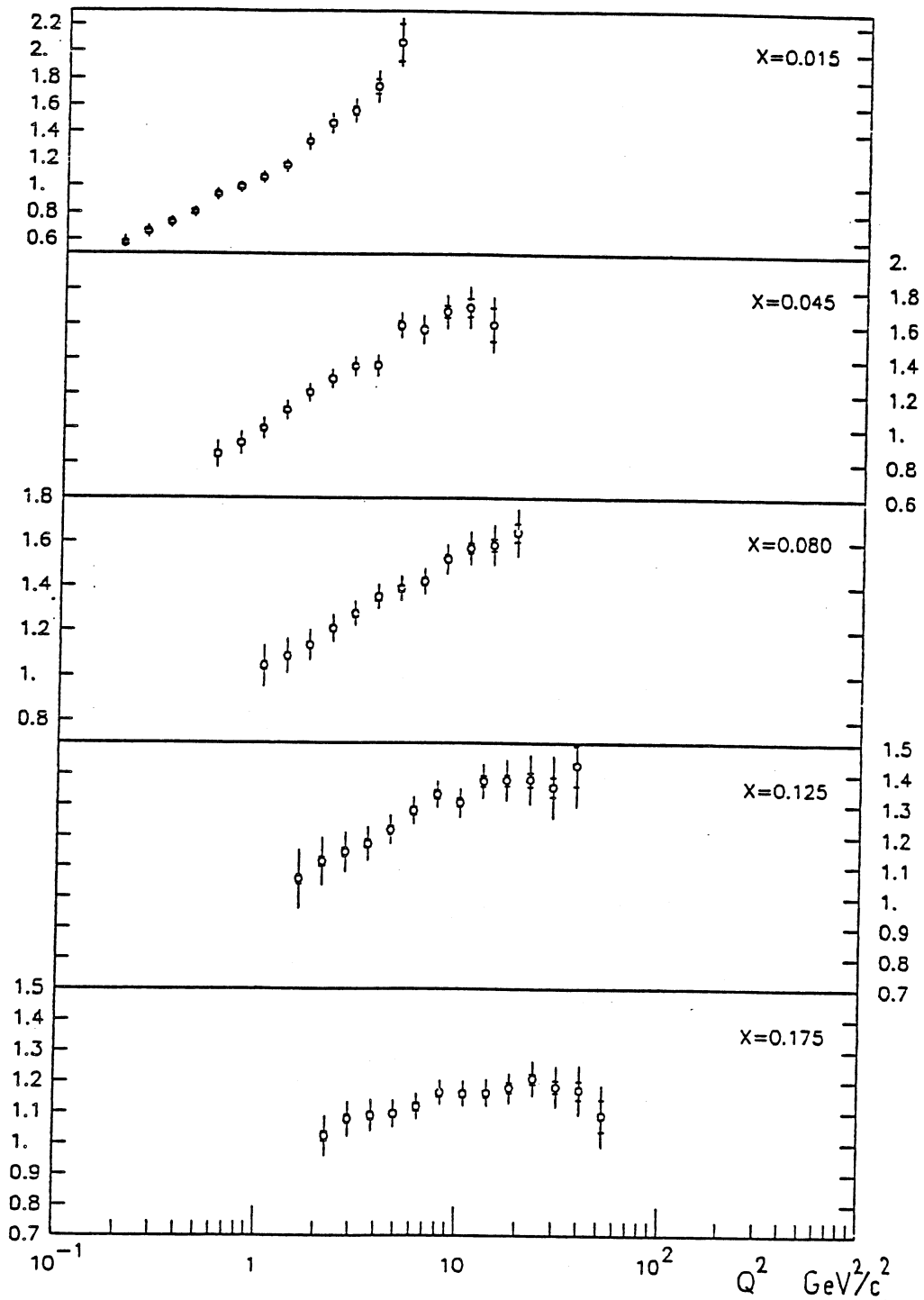


Figure VIII.4 a). Evolution en Q^2 de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ pour $x < 0,2$.

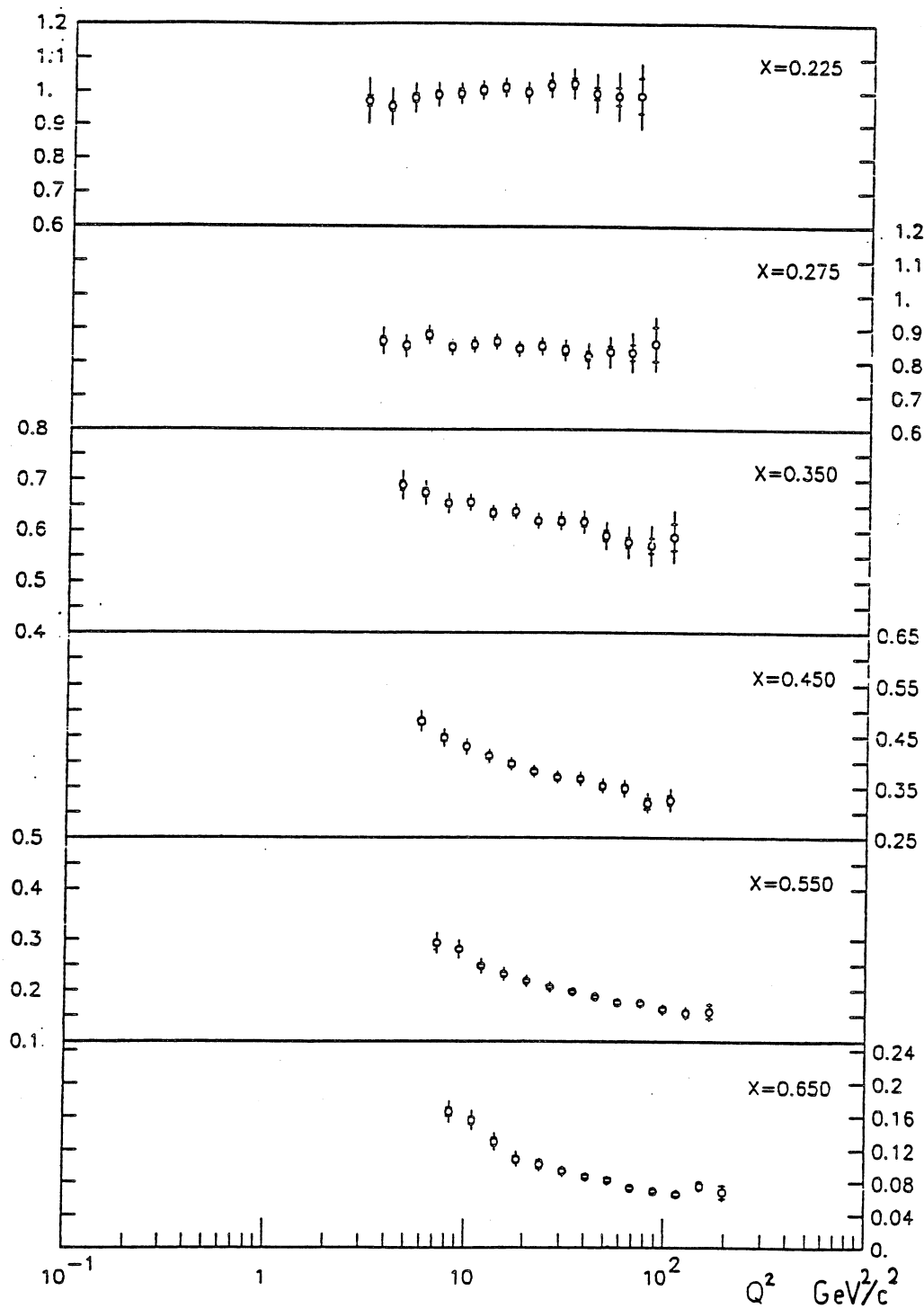


Figure VIII.4 b). Evolution en Q^2 de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ pour $x > 0,2$.

2) F_2 indépendant de R .

Ainsi que nous l'avons mentionné, à moyen et bas y , F_2 est peu sensible à R , alors qu'à très grand y c'est le cas de $2xF_1$. Ceci a déjà été illustré sur la figure VIII.3 où la combinaison mesurée F_w coïncide avec F_2 à bas Q^2 et avec $2xF_1$ à grand Q^2 .

Dans le but d'extraire des fonctions "indépendantes de R ", nous avons cherché les domaines en y dans lesquels le fait de changer R :

$$\text{de : } R(x, Q^2) = 0,0 \quad \text{à} \quad R(x, Q^2) = \frac{1,5 (1-x)^4}{\ln \frac{Q^2}{(0,20)^2}}$$

induit un changement de F_2 ou $2xF_1$ inférieur à l'erreur statistique.

Nous avons ainsi trouvé pour chaque point (x, Q^2) des valeurs de y maximales pour la détermination de F_2 et des valeurs de y minimales pour celle de $2xF_1$. Afin d'être plus restrictif encore, vu l'incertitude sur R , nous avons déterminé les domaines en fonction de x seulement, en imposant qu'à x fixé, la fonction de structure soit "indépendante de R " à toutes les valeurs de Q^2 accessibles.

Ces domaines sont donnés sur la table VIII.1. Pour $2xF_1$ il est impossible de trouver un domaine au dessous de $x = 0,125$. Pour F_2 par contre, il existe toujours un domaine à bas y et seuls les points de grand Q^2 sont supprimés par la coupure (jusqu'à $x = 0,225$).

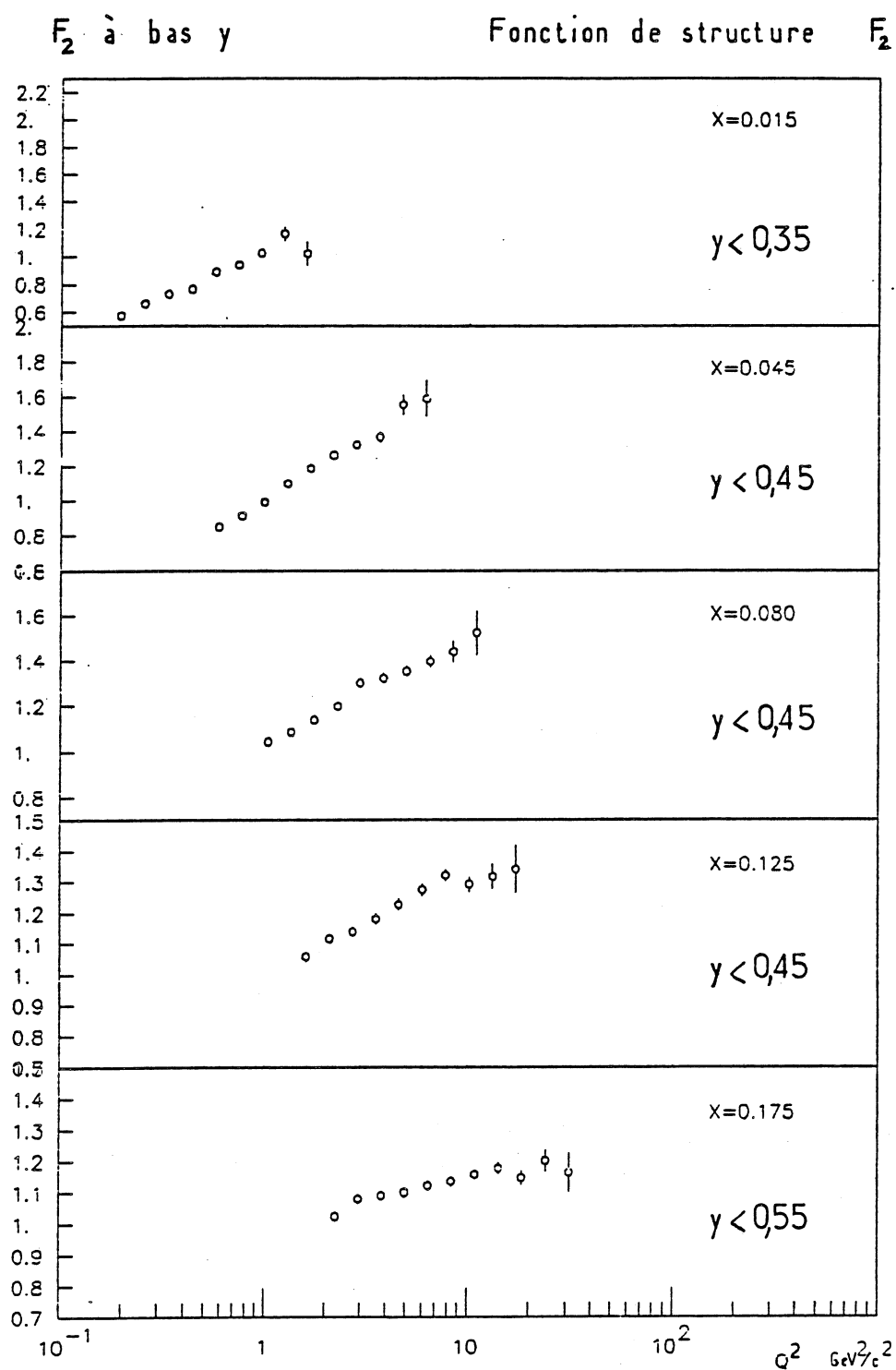


Figure VIII.5. F_2 "indépendant de R " à bas x .

x	$2xF_1$	F_2
0,015	Φ	$Y < 0,35$
0,045	Φ	$Y < 0,45$
0,080	Φ	$Y < 0,45$
0,125	$Y > 0,75$	$Y < 0,45$
0,175	$Y > 0,75$	$Y < 0,55$
0,225	$Y > 0,55$	$Y < 0,75$
0,275	$Y > 0,55$	tout Y
0,350	$Y > 0,45$	tout Y
0,450	$Y > 0,09$	tout Y
0,550	$Y > 0,09$	tout Y
0,650	$Y > 0,09$	tout Y

Table VII.2

Valeurs | minimales de y pour la détermination de $2xF_1$
maximales de y pour la détermination de F_2 .

La fonction F_2 ainsi déterminée est portée sur la figure VIII.5. Les erreurs statistiques ont augmenté, principalement aux plus grands Q^2 accessibles à bas x. Cette détermination est en bon accord avec la fonction F_2 utilisant la paramétrisation de R, ce qui montre que cette fonction dépend peu de y et de ce fait que la paramétrisation de R est correcte au niveau de précision requis.

3) $\bar{q}_Y$ déterminé avec ou sans hypothèse sur R.

L'ajustement de la distribution en y de $\bar{q}_w$ donne simultanément $\bar{q}_Y$ et q_L . Si pour q_L il n'est pas possible de déterminer la dépendance complète en x et Q^2 , la situation est un peu meilleure en ce qui concerne $\bar{q}_Y$. Sur la figure VIII.6 sont comparés les résultats de $\bar{q}_Y$ obtenus par cette méthode et ceux obtenus avec notre paramétrisation de R.

Les résultats sont en bon accord. Ainsi présenté, la méthode de l'ajustement semble bien moins précise que celle de la moyenne statisti-

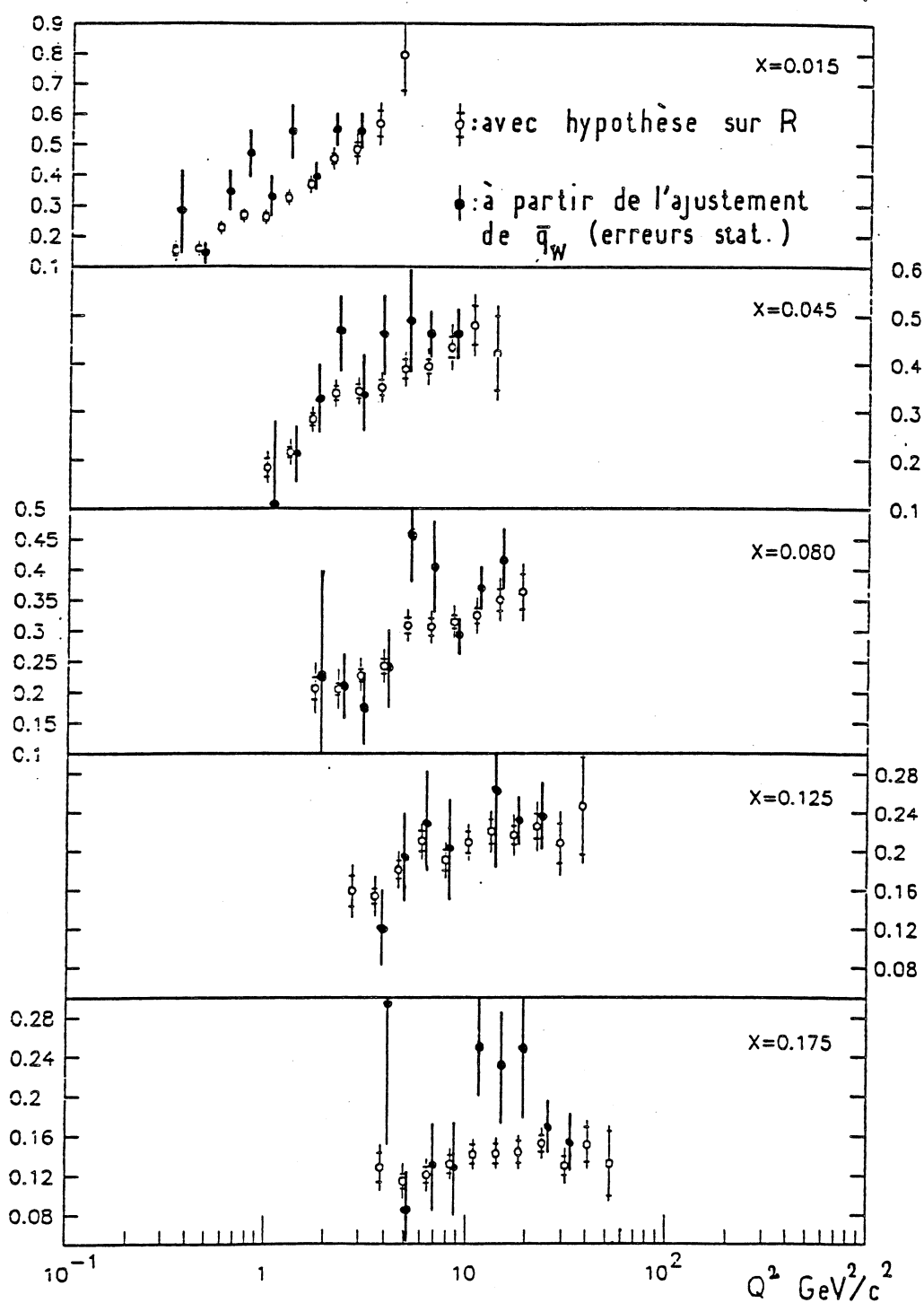


Figure VIII.6 a). Comparaison de $\bar{q}_v$ obtenu à partir de l'ajustement en y ou avec l'hypothèse sur R pour $x < 0,2$.

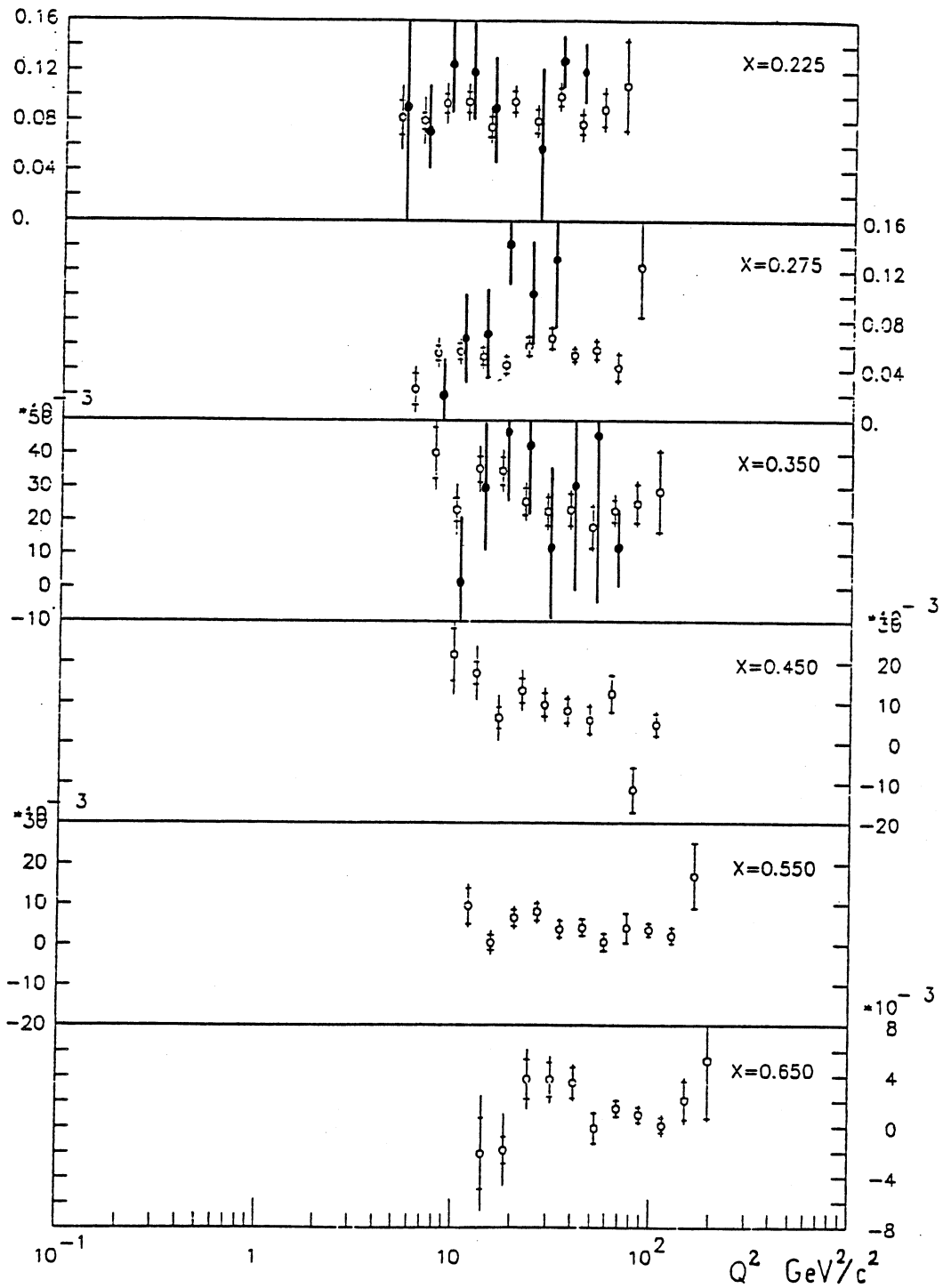


Figure VIII.6 b). Comparaison de $\bar{q}$ obtenu à partir de l'ajustement en y ou avec l'hypothèse sur R pour $x > 0,2$.

que. Rappelons toutefois que le découpage de l'espace de phase utilisé en y n'a pas été optimisé pour cet ajustement à grand y .

E - ERREURS SYSTEMATIQUES ADDITIONNELLES

Les causes d'erreurs systématiques envisagées sur les fonctions de structure F_2 , $2xF_1$ et $F_D(\bar{\nu}N)$ sont les mêmes que celles envisagées sur xF_3 au chapitre VII ; l'effet de mesure dominant est cette fois l'erreur constante de 0,5 GeV sur l'énergie hadronique qui affecte la région de (bas x , bas Q^2). Toutefois ces fonctions de structure font appel à deux hypothèses supplémentaires :

- L'erreur sur C_{sc} est $\pm 0,1$. L'effet sur F_2 est important à grand y , donc à grand Q^2 , particulièrement aux basses valeurs de x . L'amplitude maximale est de l'ordre de 5 % pour $x = 0,045$.
- Aucune incertitude n'a été mise sur R puisque la donnée du couple (a, F_w) permet d'utiliser toute paramétrisation de R pour déterminer les fonctions de structure F_2 et $2xF_1$.

CHAPITRE IX : LES DISTRIBUTIONS DE QUARKS

A - UTILISATION DU MODELE D'EXCITATION DU CHARME

1) Données du problème

- Jusqu'à présent, nous avons identifié l'expression de la section efficace en termes de fonctions de structure phénoménologiques à l'expression donnée dans le modèle des quarks-partons de la façon suivante :

L'expression

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2_{ME}}{\pi} \left[\frac{y^2}{2} 2xF_1^{\nu} + (1-y)F_2^{\nu} + \left(y - \frac{y^2}{2}\right)xF_3^{\nu} \right] \quad (IX,A,1)$$

était identifiée à

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2_{ME}}{\pi} \left[x[u(x)+d(x)+2s(x)] + x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)+2\bar{c}(x)](1-y)^2 + xq_L(x)(1-y) \right] \quad (IX,A,2)$$

- Si maintenant on se place dans le cadre du modèle d'excitation du charme décrit dans l'Appendice B, les sections efficaces différentielles s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G_{ME}^2}{\pi} & \left[x[u(x)+d(x)] \cos^2 \theta_c + \xi[u(\xi)+d(\xi)] \sin^2 \theta_c T(S) \right. \\ & + 2xs(x) \sin^2 \theta_c + 2\xi s(\xi) \cos^2 \theta_c T(S) \quad (IX,A,3) \\ & \left. + (1-y)^2 [x(\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{c}(x))] + (1-y)xq_L(x) \right] \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G_{ME}^2}{\pi} & \left[x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)] \cos^2 \theta_c + \xi[\bar{u}(\xi)+\bar{d}(\xi)] \sin^2 \theta_c T(S) \right. \\ & + 2x\bar{s}(x) \sin^2 \theta_c + 2\xi\bar{s}(\xi) \cos^2 \theta_c T(S) \quad (IX,A,4) \\ & \left. + (1-y)^2 [x(u(x) + d(x) + 2c(x))] + (1-y)xq_L(x) \right] \end{aligned}$$

$$\text{avec } \xi = x(1+m_c^2/Q^2)$$

$$\text{et } T(S) = 1 - y + x/\xi y \quad (\text{facteur de seuil})$$

L'identification de (IX,A,3) à (IX,A,1) et des équations homologues dans le cas antineutrino, montre que les fonctions de structure "neutrino" et "antineutrino" diffèrent, ce qui empêche la réduction du nombre de fonctions et leur extraction par la méthode exposée jusqu'ici.

- Dans ce chapitre nous allons montrer que l'application d'une correction "de seuil" aux sections efficaces différentielles permet de retrouver une interprétation simple pour ces sections efficaces différentielles corrigées.

En contrepartie, on devra renoncer à la détermination des fonctions de structure $2xF_1, F_2$ et $x F_3$: les quantités accessibles seront cette fois les distributions de quarks $x(q-\bar{q})$ et $x(q+\bar{q}+q_L)$.

2) La correction de non-isoscalarité.

Nous nous sommes efforcés de conserver, comme dans les chapitres précédents, des corrections factorisées. Toutefois, la correction du seuil qui fait intervenir les variables x et y n'est pas aisément factorisable en même temps que les corrections de non-isoscalarité et de mer étrange.

Nous avons appliqué la correction de non isoscalarité de la cible explicitement de la façon suivante :

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{d^2\sigma^{\nu Fe}}{dx dy} \left[1 - \frac{\delta}{2A} \left[1 - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] \right] + \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} Fe}}{dx dy} \frac{\delta}{2A} \left[1 - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right]$$

et

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{d^2\sigma^{\nu Fe}}{dx dy} \frac{\delta}{2A} \left[(1-y)^2 - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] + \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} Fe}}{dx dy} \left[1 - \frac{\delta}{2A} \left[(1-y)^2 - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right] \right]$$

avec :

$$A = \frac{1-(1-y)^2}{2} + \delta \left[\frac{1+(1-y)^2}{2} + \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} \right]$$

En toute rigueur cette correction qui fait intervenir le modèle des quarks-partons devrait également tenir compte du seuil de production de charme. Dans ce cas la partie de la valence en $\sin^2\theta_c$ doit être corrigée ; la présence du facteur $N-Z/N+Z = 0,07$ rend cette nouvelle correction inutile au niveau de précision requis.

3) La correction de seuil.

la correction de seuil de production du charme consiste dans la pratique à ajouter à la section efficace différentielle mesurée (corrigée de non-isoscalarité) les contributions supprimées par le seuil de production du charme. On obtient ainsi des sections efficaces corrigées qui peuvent être identifiées aux expressions des sections efficaces données

par le simple modèle des partons. Cette correction s'écrit explicitement :

$$\frac{\pi}{G_{ME}^2} \frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy}_{SR} = \frac{\pi}{G_{ME}^2} \frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} + \left[x[u(x)+d(x)] - \xi[u(\xi)+d(\xi)]T(S) \right] \sin^2 \theta_c + [2xs(x) - 2\xi s(\xi)T(S)] \cos^2 \theta_c$$

et

$$\frac{\pi}{G_{ME}^2} \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy}_{SR} = \frac{\pi}{G_{ME}^2} \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} + \left[x[\bar{u}(x)+\bar{d}(x)] - \xi[\bar{u}(\xi)+\bar{d}(\xi)]T(S) \right] \sin^2 \theta_c + [2xs(x) - 2\xi s(\xi)T(S)] \cos^2 \theta_c$$

Techniquement, cette correction a été effectuée de façon "relative" en multipliant la section efficace différentielle mesurée (corrigée de non-isoscalarité) par le rapport de paramétrisations suivant :

$$d^2 \sigma^{MC}/dx dy(QPM) / d^2 \sigma^{MC}/dx dy(QPM + SR)$$

où :

- QPM = modèle des quarks-partons
- (QPM + SR)=modèle des quarks partons avec seuil de production du charme
- $d^2 \sigma^{MC}/dx dy$ provient des paramétrisations de l'appendice C

Cette correction rehausse chacune des sections efficace différentielles à la valeur qu'elle aurait eu en l'absence de seuil de production du charme. La plus grande partie de la correction provient de la mer étrange en $\cos^2 \theta_c$; elle corrige de la même façon les sections efficaces νN et $\bar{\nu} N$.

Il est alors possible de déterminer les distributions de quarks $x(q-\bar{q})$, $x(q+\bar{q})$, $x(q+\bar{q}+q_L)$, x_L , $x\bar{q}$ par simples combinaisons linéaires des quantités obtenues.

L'analyse qui mène à ces distributions est quasi-identique à celle qui a fourni xF_3 et F_2 dans les chapitres VII et VIII. Comme on peut s'y attendre, les différences entre :

$$xF_3 \text{ et } x(q-\bar{q})$$

$$F_2 \text{ et } x(q+\bar{q}+q_L)$$

sont petites en moyenne mais plus grandes que les erreurs statistiques dans une partie du domaine cinématique. Ces différences ne proviennent que de l'interprétation des fonctions de structure dans le modèle des quarks-partons et méritent d'être soulignées.

B - DETERMINATION DE $(q - \bar{q})$.

Puisque nous utilisons des sections efficaces isoscalaires, $(q - \bar{q})$ est obtenu simplement par :

$$x(q - \bar{q})(x, y, Q^2) = \frac{\pi}{G_{ME}^2} \frac{\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy}_{SR} - \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy}_{SR}}{1 - (1-y)^2} \quad (IX, B, 1)$$

L'évolution de $x(q - \bar{q})$ en fonction de x et Q^2 est superposée à celle de xF_3 sur la figure IX.1.

Différence entre xF_3 et $x(q - \bar{q})$

La correction de seuil de production du charme sur la différence des sections efficaces s'écrit :

$$\frac{G_{ME}^2}{\pi} \left[x[u_V(x) + d_V(x)] - \xi[u_V(\xi) + d_V(\xi)]T(S) \right] \sin^2 \theta_c \quad (IX, B, 2)$$

- à bas x , la distribution de valence est croissante mais l'effet dû à $\xi > x$ est contrebalancé par $T(S) < 1$. De fait, $x(q - \bar{q})$ diffère peu de xF_3 à bas x .
- à grand x , la distribution de valence décroît et l'effet dû à $\xi > x$ renforce la suppression due à $T(S)$. La différence entre $x(q - \bar{q})$

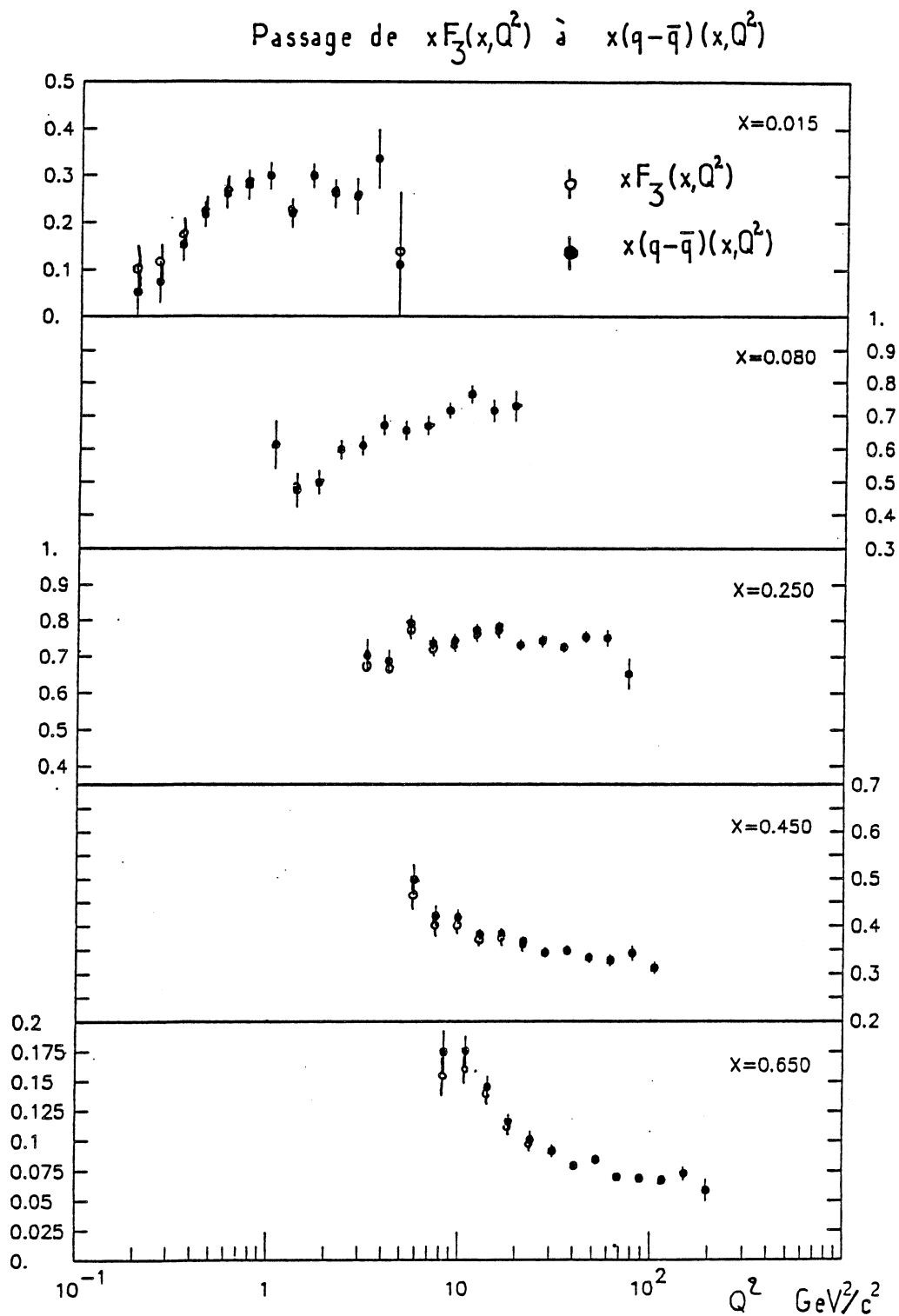


Figure IX.1. Effet de la correction de seuil de production du charme sur $x(q-\bar{q})$.

et xF_3 peut atteindre 10 % et pour les premières valeurs de Q^2 à $x > 0,35$.

- Dans le reste du domaine cinématique $x(q-\bar{q})$ et xF_3 sont compatibles et peuvent être utilisées indifféremment pour une analyse QCD des violations d'invariance d'échelle.

C - DETERMINATION DE $(q + \bar{q} + q_L)$

Dans ce paragraphe, nous suivrons la même démarche que dans le chapitre VIII :

1) Correction de mer étrange.

La correction de mer étrange se fait sous les mêmes hypothèses que précédemment. Toutefois, puisqu'on a rehaussé les sections efficaces différentielles, il nous faut soustraire une contribution de mer rehaussée elle aussi en tenant compte du seuil de production du charme. Nous avons donc utilisé :

$$C_{sc} = x(s-c)/x\bar{q} = 0,2 \quad (\text{IX,C,1})$$

qui correspond à : $2s/(\bar{u}+\bar{d}) = 0,5$ (Cf. [I.10])

2) Prise en compte du terme longitudinal.

Dans le modèle des partons modifié pour tenir compte du seuil de production du charme, un terme en $(1-y)$ apparaît même en l'absence de contributions d'objets de spin 0. Si l'on utilise des sections efficaces corrigées pour le seuil de production du charme, cette contribution à q_L disparaît. Nous avons à nouveau extrait q_L en utilisant des pseudo-distributions de quarks qui décrivent les mélanges de :

($q+\bar{q}$) et ($q+\bar{q}+q_L$)
 et de $\bar{q}_\nu$ et q_L

La distribution $q_L(x)$ trouvée est compatible avec celle obtenue précédemment, mais montre des valeurs inférieures de 30 % à bas x . Considérant l'erreur de mesure sur $q_L(x)$, nous avons choisi d'utiliser pour la détermination de ($q+\bar{q}+q_L$) la paramétrisation de R donnée précédemment (VIII.C.11)

3) Détermination de $x(q+\bar{q}+q_L)$

Nous travaillerons sous l'hypothèse que $x(q+\bar{q})$ et $x(q+\bar{q}+q_L)$ peuvent jouer dans R respectivement les rôles de $2xF_1$ et F_2 , c'est à dire :

$$R = \frac{x(q+\bar{q}+q_L) (1+Q^2/\nu^2) - x(q+\bar{q})}{x(q+\bar{q})} \quad (\text{IX,C,2})$$

Nous déterminons $x(q+\bar{q}+q_L)$ qui, de la même façon que F_2 , est moins sensible que $x(q+\bar{q})$ à la supposition sur R :

$$x(q+\bar{q}+q_L) = \frac{\pi}{G^2_{ME}} \frac{(1+Csc) \frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy_{SR}} + (1-Csc) \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy_{SR}}}{2 \left[1 - y - \frac{y^2}{4} \frac{Q^2}{\nu^2} + \left[\frac{y^2}{2} + Csc(y - \frac{y^2}{2}) \right] \left[\frac{1+Q^2/\nu^2}{1+R} \right] \right]} \quad (\text{IX,C,3})$$

Différence entre F_2 et $x(q+\bar{q}+q_L)$

L'effet du modèle d'excitation du charme peut être visualisé en comparant directement $x(q+\bar{q}+q_L)$ à F_2 (cf. fig. IX.2) l'effet est maximal à bas x et à bas Q^2 où il vaut jusqu'à 20 %. A grand x et par conséquent grand Q^2 , l'effet disparaît totalement et F_2 coïncide avec $x(q+\bar{q}+q_L)$.

Passage de $F_2(x, Q^2)$ à $x(q+\bar{q}+q_L)(x, Q^2)$.

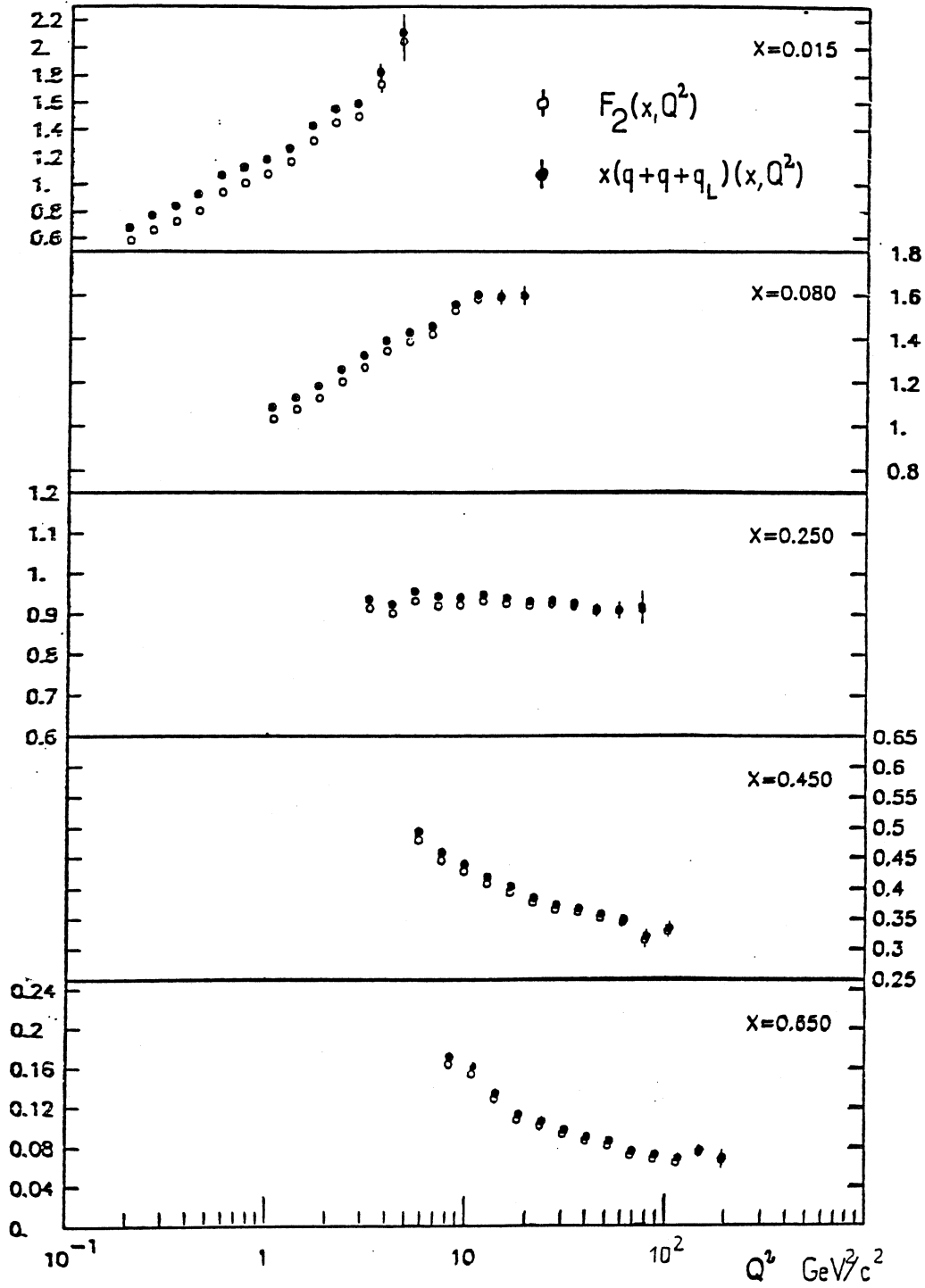


Figure IX.2. Effet de la correction de seuil de production du charme sur $x(q+\bar{q}+q_L)$.

D - CONCLUSIONS

Nous avons vu dans ce chapitre que les distributions de quarks déterminées en utilisant le modèle d'excitation du charme sont très proches des fonctions de structure.

- $x(q-\bar{q})$ est quasi-identique à xF_3 . Les différences sont situées à x moyen pour les points de plus bas Q^2 .
- $x(q+\bar{q}+q_L)$ présente des différences de 20 % avec F_2 à bas x (donc bas Q^2). Ces différences doivent être gardées à l'esprit lorsque l'on compare les résultats de différentes expériences, notamment dans les comparaisons de fonctions de structure obtenues en diffusion profondément inélastique de leptons neutres et chargés.

CHAPITRE X : COMPARAISONS AUX RESULTATS DES AUTRES EXPERIENCES

A - PRINCIPE DES COMPARAISONS

Nos fonctions de structure ne seront comparées qu'aux résultats des expériences à haute statistiques.

1) *Ce dont il faut tenir compte.*

Nous avons insisté au chapitre II sur la difficulté à comparer les fonctions de structure de différentes expériences du fait que les hypothèses physiques utilisées sont souvent différentes et jouent un rôle non négligeable sur les valeurs attribuées aux fonctions de structure.

De plus, les fonctions de structure publiées ont été déterminées pour chaque (x, Q^2) à une valeur y_{eff} fixée par le spectre du faisceau et le découpage en (y, E) de l'espace de phase. On ne peut avoir accès à y_{eff} que si les "gradients" de la fonction, c'est à dire les valeurs de la fonction sous différentes hypothèses, sont fournis.

Supposons que les hypothèses que nous avons utilisées au chapitre VIII décrivent la réalité des interactions et que les fonctions de structure sont parfaitement indépendantes de y . De nouvelles fonctions de structure extraites sous des hypothèses différentes dépendront de y , et la valeur moyenne de la fonction correspondra à un y_{eff} fixé par le découpage et le spectre du faisceau ; un faisceau NBB donnera une valeur

y_{eff} typiquement plus basse et une valeur moyenne différente de la fonction de structure.

La situation n'est en fait pas si dramatique car d'une part les corrections sont faibles presque partout, d'autre part les valeurs de y_{eff} ne sont pas très différentes lorsque l'on passe d'un faisceau NBB (y_{eff} centré dans le domaine accessible en y) à un faisceau WBB (y_{eff} vers les grandes valeurs de y) :

- Nous avons extrait deux jeux de fonctions de structure sous les mêmes hypothèses. Toutefois les erreurs sur les sections efficaces différentielles ont été augmentées d'un facteur :

$$\left[\frac{4 + \exp.(E_{\text{max}}/35)}{4 + \exp.(E/35)} \right]^{1/2} \quad ; \text{ avec } E_{\text{max}} = 187$$

pour l'extraction du deuxième jeu de fonctions, de façon à simuler approximativement un faisceau NBB.

- La comparaison de ces deux jeux montre des différences qui atteignent au maximum 3-4 % sur F_2 , sans tendance systématique.

Nous concluons de cette étude préliminaire que les fonctions de structure peuvent être comparées d'une expérience à l'autre même si les hypothèses physiques utilisées paraissent très loin de la réalité et si les faisceaux diffèrent.

2) Une méthode de comparaison.

Nos fonctions de structure seront comparées aux autres résultats comme suit :

- L'influence du faisceau et de y_{eff} sera négligée.

- A partir de nos sections efficaces différentielles seront produits différents jeux de fonctions par ajustement de nos hypothèses à celles des autres expériences en ce qui concerne :

- R
- le terme de mer étrange
- la normalisation
- la correction du seuil du charme.

Les comparaisons obtenues donneront alors les différences entre expériences avec une précision de 3-4 % , ce qui semble suffisant vu l'ordre de grandeur des désaccords observés dans le passé.

B - DIFFUSION PROFONDEMENT INELASTIQUE DE LEPTONS NEUTRES

1) CDHS (83).

La comparaison aux résultats de 1983 [II,7] est intéressante puisque, hormis les hypothèses physiques et le faisceau employé, les biais systématiques possibles sont inchangés. Nous avons utilisé les hypothèses suivantes :

- $R = 0,1$
- $C_{sc} = 0,2$
- $\sigma(\nu N)/E = 0,62$; $\sigma(\bar{\nu} N)/E = 0,30$
(unité $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$)

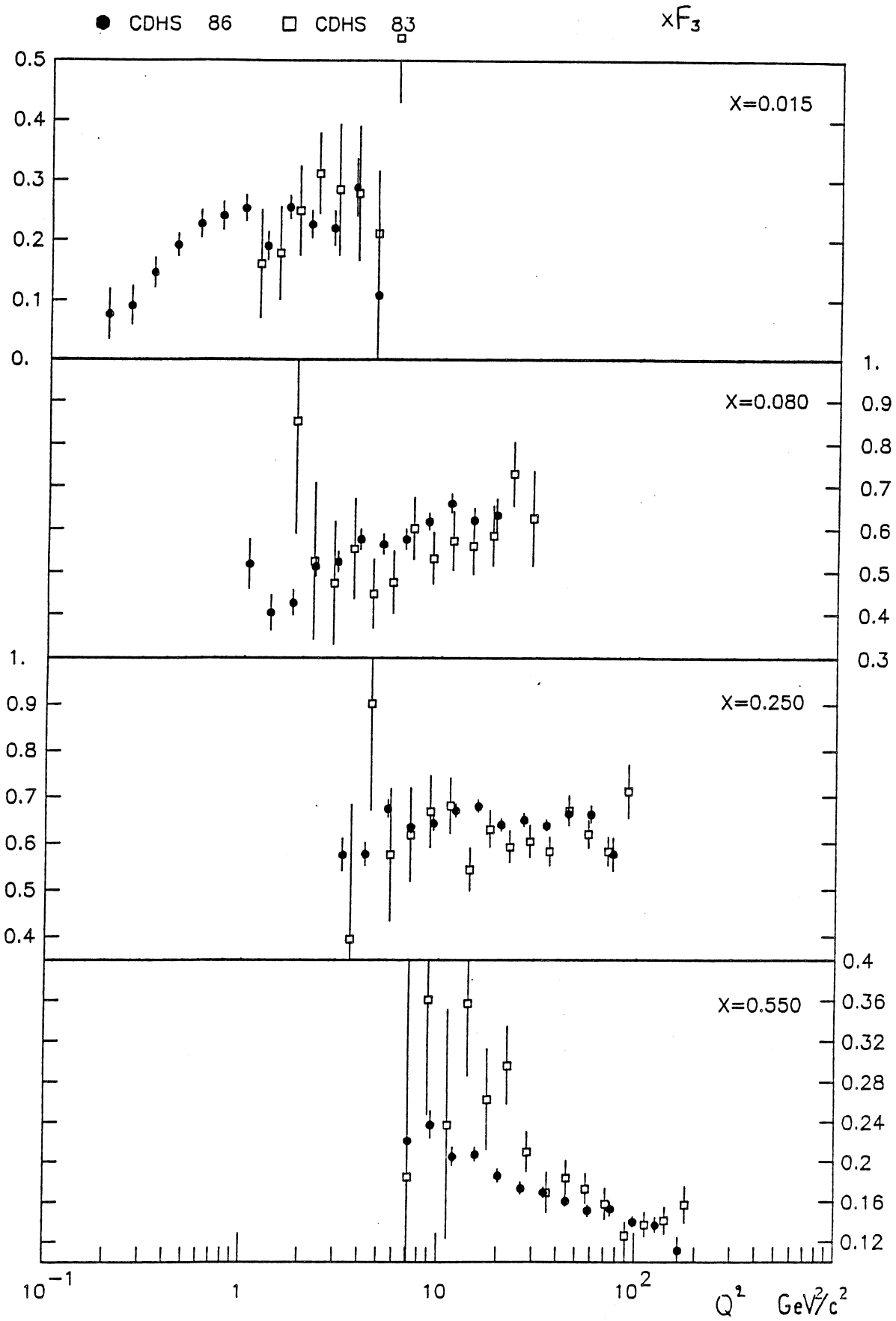


Figure X.1. Comparaison de xF_3 mesuré par CDHS en 1983 et 1986.

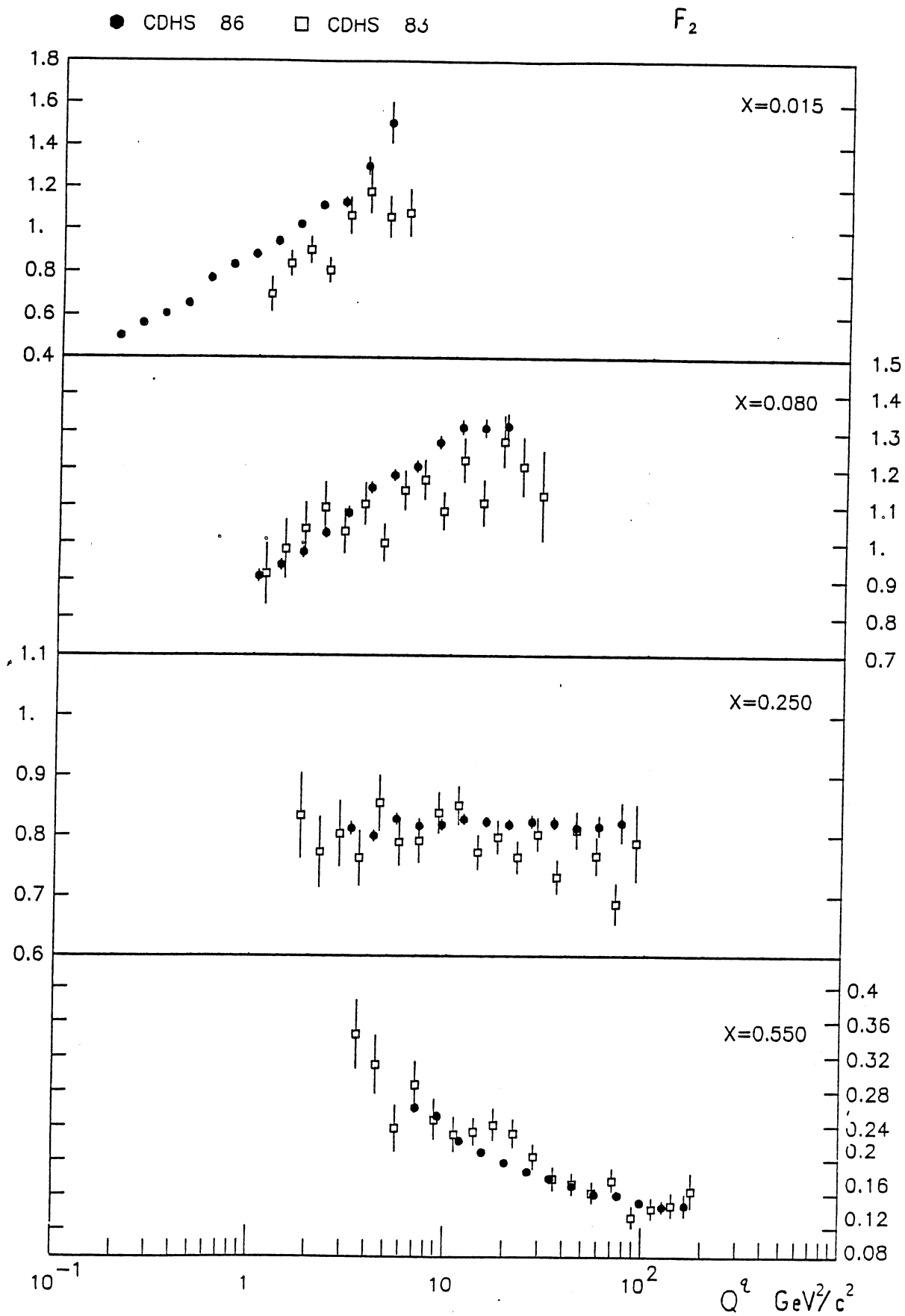


Figure X.2. Comparaison de F_2 mesuré par CDHS en 1983 et 1986.

Notre détermination de xF_3 confirme la mesure de 1983 en forme et en norme (fig. X.1). Celles-ci sont maintenant plus précisément connues puisque les erreurs ont diminué d'un facteur 4 en moyenne.

La comparaison de F_2 laisse apparaître des désaccords en moyenne de 5 % sauf à bas x où ils atteignent 15 % (fig. X.2). Ceci est partiellement explicable par les différences entre corrections radiatives (5 % à bas x). D'autre part, à très bas x les méthodes d'extraction des fonctions (à Q^2 fixé en 83, à E_{had} fixé pour notre analyse) peuvent jouer un rôle (Cf fig. VII.4).

2) CHARM (83).

Les fonctions de structure de CHARM [II,8] sont extraites de données WBB sous les hypothèses :

- $R = 0,0$
- $C_{\text{sc}} = 0,0$
- $\sigma(\nu N)/E = 0,604$; $\sigma(\bar{\nu} N)/E = 0,301$
(unité $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$).

Ces fonctions de structure ont de plus été corrigées pour tenir compte du mouvement de Fermi et passer des fonctions de structure de noyaux à celles du nucléon. En raison des incertitudes liées aux modèles nucléaires impliqués, CDHS n'applique pas cette correction. Celle-ci affecte particulièrement la distribution en x mais pas l'évolution en Q^2 des fonctions ; elle est de + 5 % pour $x < 0,4$ puis s'annule et diverge négativement vers $x = 0,7$. Ne disposant pas d'une méthode clairement définie pour effectuer cette correction, nous nous contenterons de comparer l'évolution en Q^2 de la fonction F_2 ; l'accord est qualitativement correct excepté pour $x = 0,015$ (fig. X.3). Signalons qu'une analyse des données WBB de 1983 prises par CHARM est en cours et devrait permettre dans un proche avenir des comparaisons quantitatives.

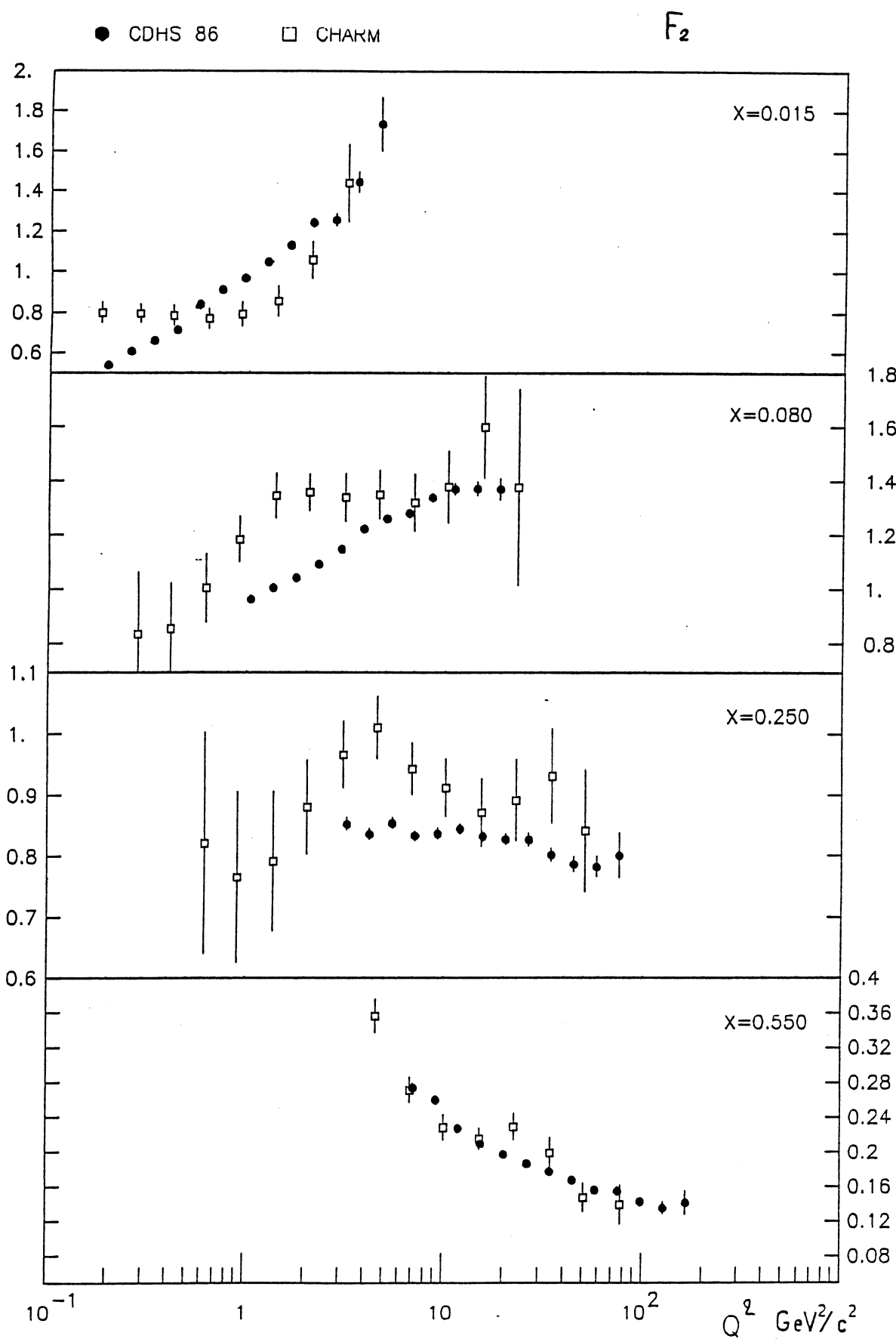


Figure X.3. Comparaison des formes des violations d'invariance d'échelle de F_2 mesurées par CDHS en 1986 et CHARM en 1983.

3) CCFRR (84).

Les hypothèses utilisées par la collaboration CCFRR [II.9] sont proches de celles utilisées au chapitre 7 pour la détermination des distributions de quarks :

$$- R = \frac{0,73 (1-x)^{3,7}}{\ln \frac{Q^2}{(0,24)^2}}$$

$$- C_{sc} = 0,2$$

$$- \sigma(\nu N)/E = 0,669 ; \quad \sigma(\bar{\nu} N)/E = 0,34$$

(unité $10^{-38} \text{ cm}^2 (\text{GeV})$)

La cible est également en fer. Le seuil de production du charme a été pris en compte en appliquant les prescriptions du modèle de Barnett comme nous l'avons fait. Toutefois, les distributions de quarks ont conservé les dénominations " $x F_3$ " pour $x(q-\bar{q})$ et " F_2 " pour $x(q+\bar{q}+q_L)$, ce qui peut prêter à confusion. Les valeurs de $x(q-\bar{q})$ sont comparables, ce qui n'est pas très significatif puisque les erreurs de CCFRR sont relativement élevées (fig. X.4). La comparaison des valeurs de $x(q+\bar{q}+q_L)$ montre un bon accord à 5 % en moyenne sur tout le domaine cinématique (fig. X.5).

4) Ordre de grandeur de l'effet des hypothèses.

Les corrections aux fonctions de structure dues aux hypothèses physiques sont en général petites. Toutefois, la région des bas x pour F_2 subit l'accumulation des effets :

- de la correction de mer étrange qui y est maximale
- de la correction de q_L (ou R) qui y est maximale

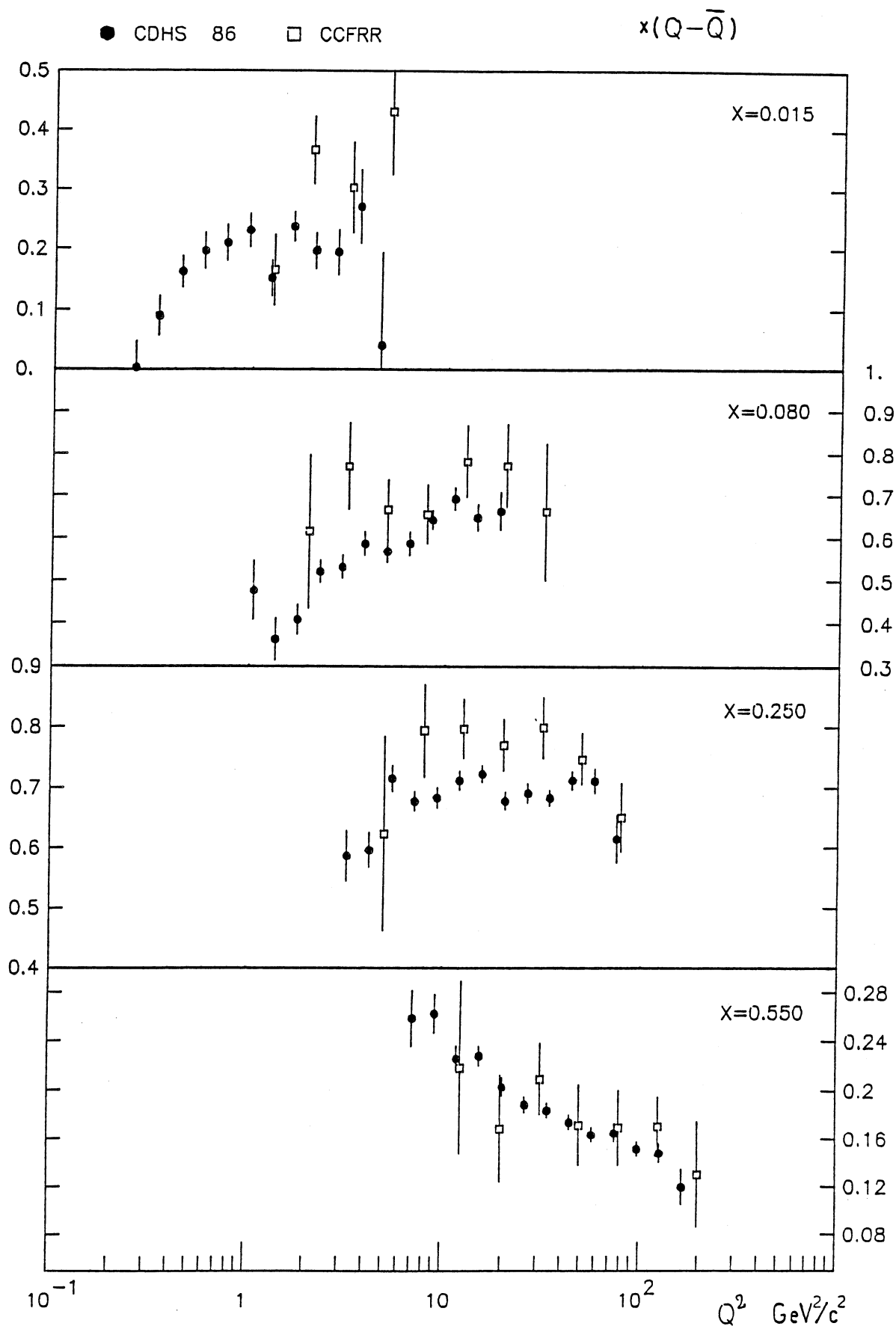


Figure X.4. Comparaison de $x(q-\bar{q})$ mesuré par CDHS en 1986 et CCFRR en 1984.

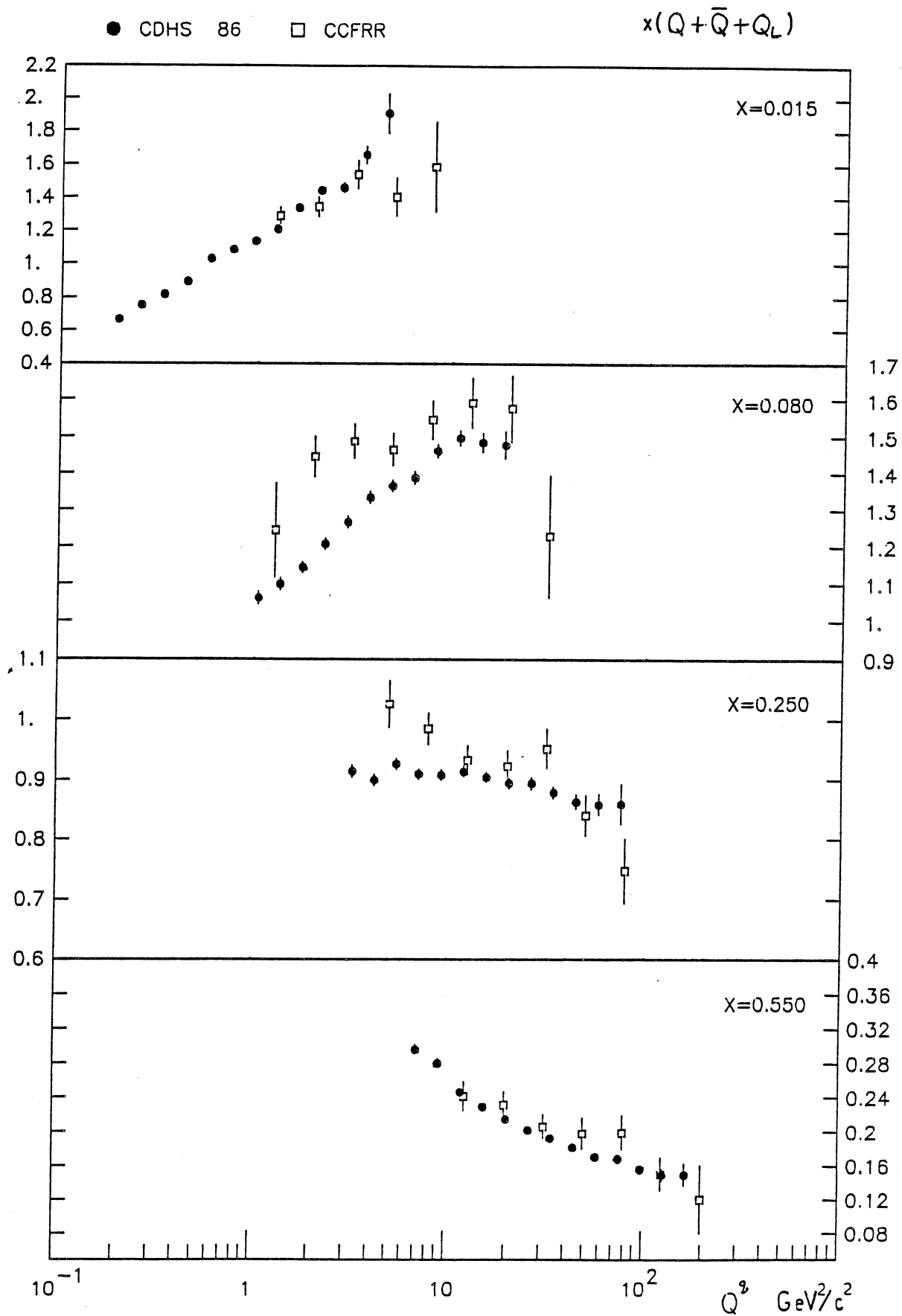


Figure X.5. Comparaison de $x(q + \bar{q} + q_L)$ mesuré par CDHS en 1986 et CCFRR en 1984.

- de la correction du seuil de production du charme qui est importante à bas Q^2 et intervient principalement par le terme de mer étrange.

Nous avons schématisé sur la figure (X.6) les changements qui interviennent sur " F_2 " lorsque l'on utilise tour à tour les groupes d'hypothèses données dans la table X.1.

Groupe	I	II	III	IV	V
Correction de seuil.	oui	non	non	non	non
R	R^{QCD}	R^{QCD}	0,1	0,1	0,1
Mer étrange	0,2	0,1	0,1	0,2	0,2
Normalisations	0,70;0,33	0,70;0,33	0,70;0,33	0,70;0,33	0,62;0,30

Table X.1

où $R^{QCD} \Leftrightarrow R = 1,5(1-x)^4 / \ln[Q^2/0,2^2]$

De I à V, on passe des distributions de quarks du chapitre IX aux fonctions de structure du chapitre VIII, puis les hypothèses deviennent progressivement celles de l'ancienne analyse CDHS (83). L'effet total des hypothèses est de 40 % à bas x ; il décroît pour ne plus être pratiquement qu'un effet de normalisation à grand x .

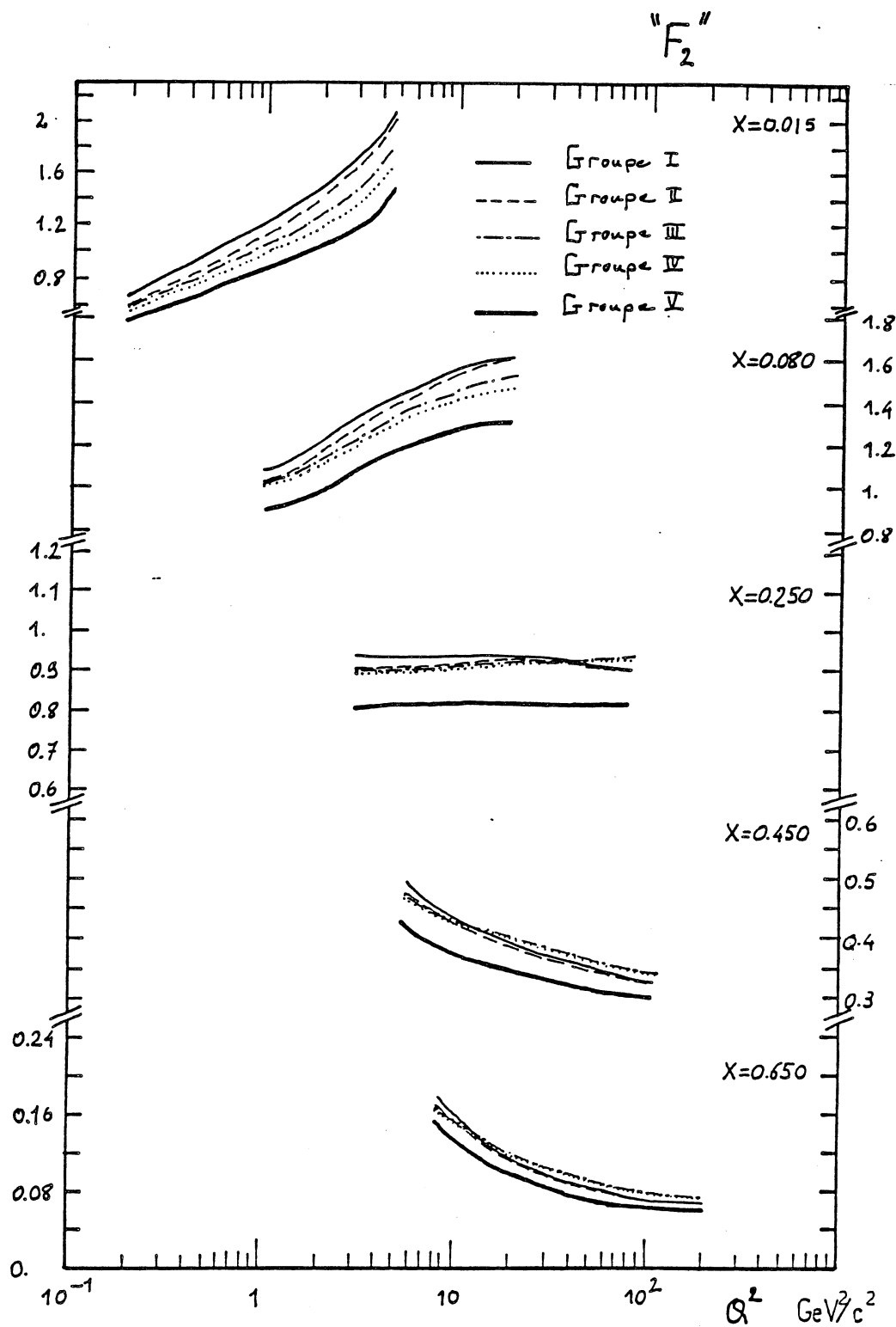


Figure X.6. Effet des hypothèses physiques sur " F_2 "

C - DIFFUSION PROFONDEMENT INELASTIQUE DE LEPTONS CHARGES

1) Mesure de F_2 .

a) EMC (86).

La collaboration EMC a récemment présenté [X.1] des résultats finals provenant d'approximativement 10^6 événements sur cible de fer, dans un domaine cinématique proche du nôtre :

$$0,04 \leq x \leq 0,7 \quad ; \quad 3,5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 220 \text{ GeV}^2$$

Ils correspondent à quatre prises des données aux énergies de muon incidentes 120, 200, 250 et 280 GeV.

Pour cette étude, la fonction de structure $18/5 F_2^{\mu N}$ est comparée à :

$$x(q+\bar{q}+q_L)[1-3/5 (s+\bar{s}/q+\bar{q})]$$

où l'on a calculé $x(q+\bar{q}+q_L)$ sous les hypothèses :

- $R = 0,0$
- $C_{sc} = 0,2$
- Correction du seuil de production du charme.

Le facteur correctif de mer étrange a été calculé en utilisant les paramétrisation de l'appendice C. Il est maximal à bas x où il abaisse la distribution de quarks en moyenne de 7,5 % ; l'effet n'est plus que 1,5 % à $x = 0,275$ puis devient négligeable à grand x .

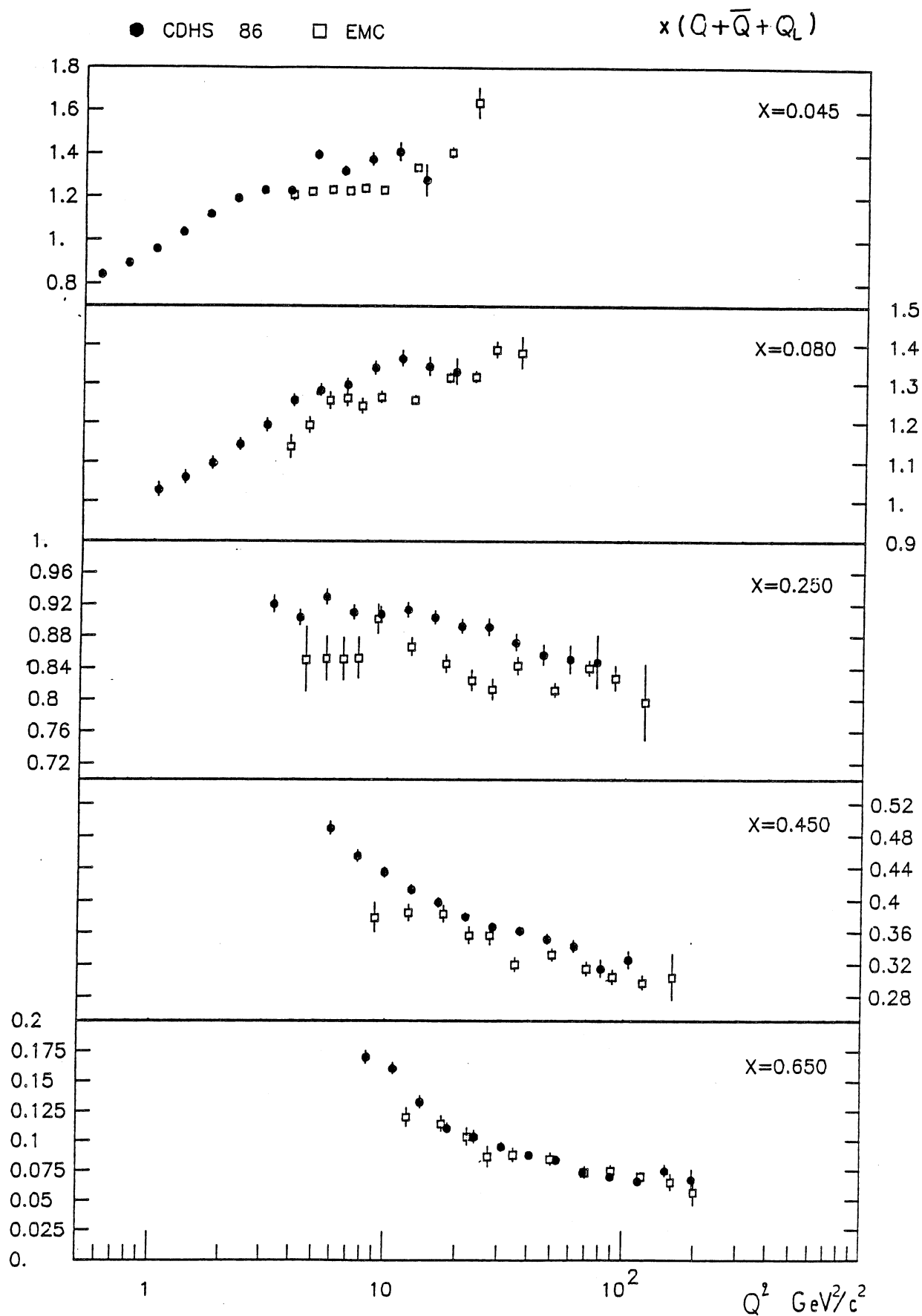


Figure X.7. Comparaison des résultats de CDHS en 1986 et EMC en 1986.

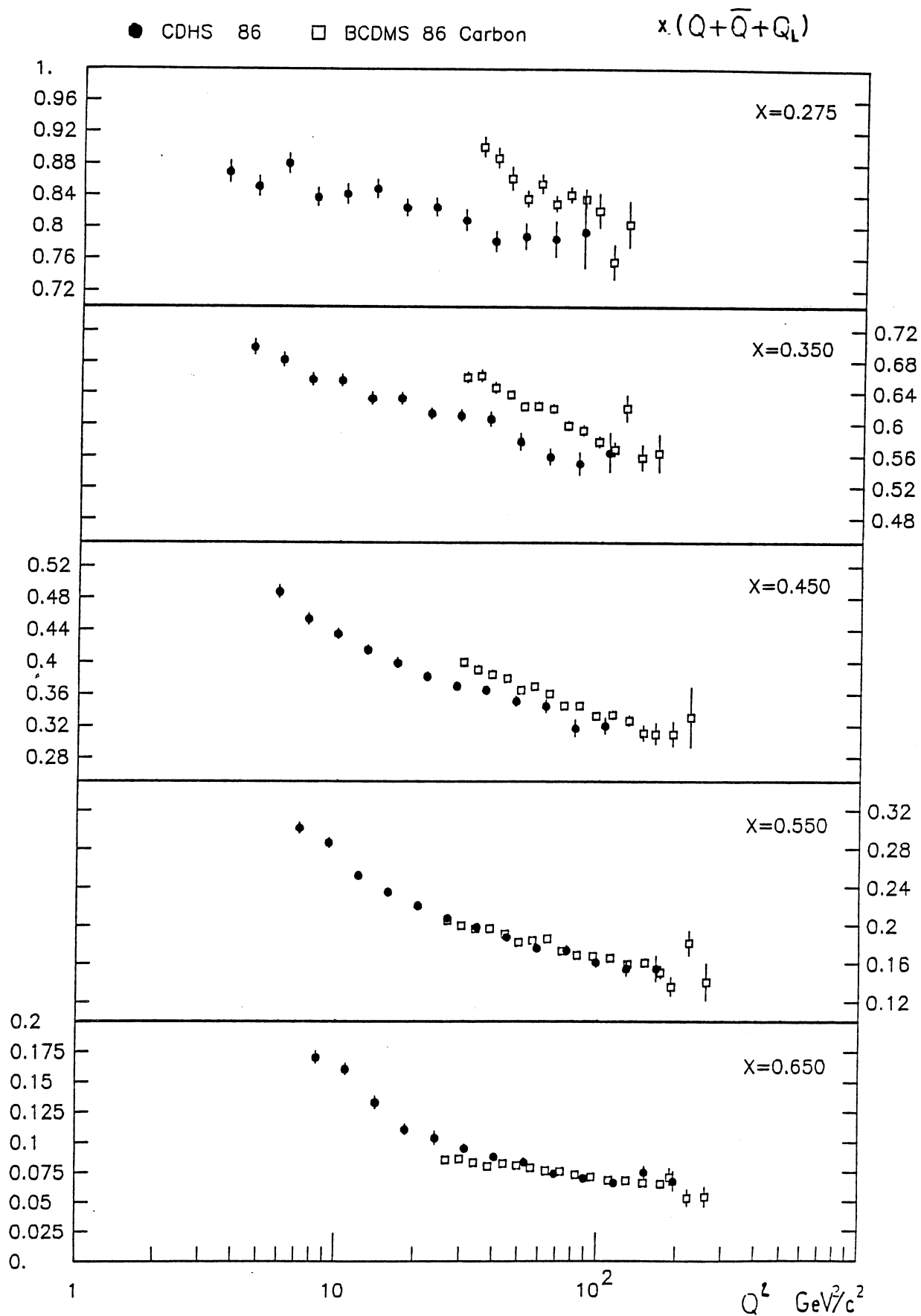


Figure X.8. Comparaison des résultats de CDHS en 1986 et BCDMS en 1986.

Dans le domaine cinématique commun, l'accord en norme est bon (5 %) à bas x et grand x (fig.X.7). Par contre à x moyen ($x = 0,25$) les distributions de quarks mesurées par CDHS sont systématiquement plus élevées, en moyenne de 10 %. Les pentes en Q^2 des fonctions de structure sont en très bon accord pour toutes les valeurs de x excepté $x = 0,05$.

b) BCDMS (86).

Plus récemment encore [X.2], la collaboration BCDMS a présenté des résultats préliminaires provenant de l'analyse de $1,3 \cdot 10^6$ événements sur cible de carbone aux énergies incidentes 120, 200, 280 GeV. Le domaine cinématique couvert est :

$$0,25 \leq x \leq 0,7 \quad ; \quad 25 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 280 \text{ GeV}^2$$

Dans la région commune, l'accord est moyen (10 %) jusqu'à $x = 0,45$ (fig. X.8) : non seulement les normes mais aussi les pentes différent et F_2 mesuré par BCDMS est systématiquement plus grand, principalement à bas Q^2 . Pour $x \geq 0,55$ l'accord est très bon.

2) *Mesure de R.*

R est déterminé en diffusion de muons de haute énergie par comparaison de F_2 mesuré à différentes énergies (Cf Chapitre 2). Sur la figure X.9 sont portées les valeurs de R de EMC, BCDMS ainsi que la valeur trouvée dans notre analyse. Les valeurs moyennes de Q^2 pour chaque x sont reportées pour EMC et CDHS sur la Table X.2 ; pour BCDMS la valeur moyenne de Q^2 est $50 \text{ GeV}^2/c^2$ pour $x \geq 0,25$.

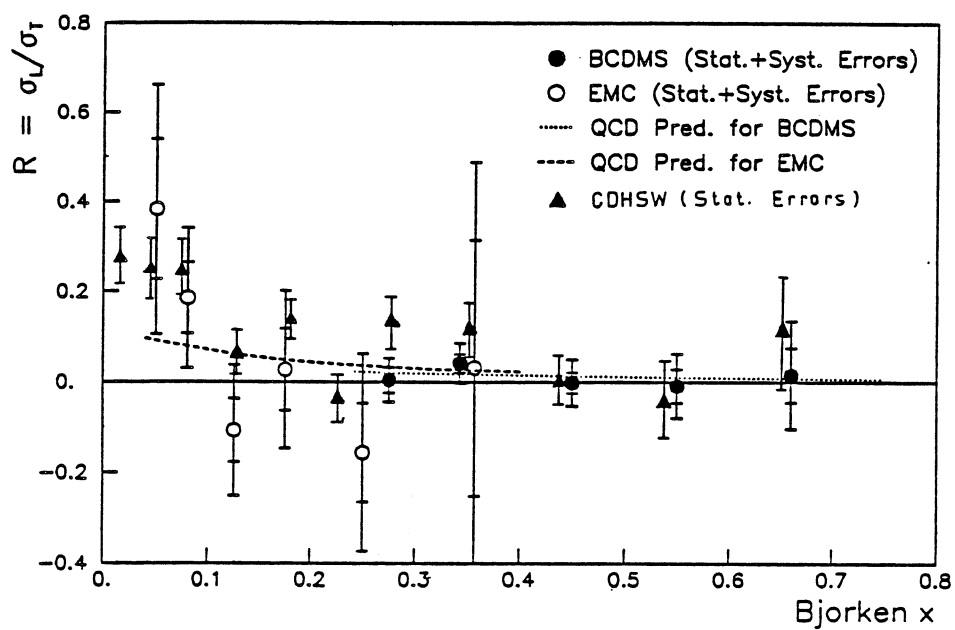


Figure X.9. Comparaison de $R(x)$ mesuré par CDHS, EMC, BCDMS.

x	Q^2 CDHSW	Q^2 EMC
0,015	1,6	
0,045	5,1	
0,05		12,5
0,08	10,2	17,5
0,125	14,8	25
0,175	20	25
0,225	30	
0,25		34
0,275	35	
0,35	45	44
0,45	64	
0,55	72	
0,65	69	

Table X.2

Valeurs moyennes de Q^2 pour chaque x dans la détermination de R par CDHSW et EMC.

Les trois déterminations sont compatibles et, considérant le niveau de précision obtenu, les différences dans les valeurs moyennes de Q^2 peuvent être négligées (de plus, la dépendance théorique prédite est logarithmique en Q^2). En diffusion de leptons chargés, la valeur de R choisie reste proche de 0 :

$$\begin{aligned}
 R^{EMC} &= 0,026 \pm 0,037 \text{ (stat)} \pm 0,174 \text{ (syst)} \\
 R^{BCDMS} &= 0,008 \pm 0,014 \text{ (stat)} + 0,038 \text{ (syst)} \\
 &\quad - 0,035 \text{ (syst)}
 \end{aligned}$$

alors que nos points semblent en faveur de la prédiction de QCD [I.17] à bas x.

D - CONCLUSIONS

Dans ce chapitre nous avons effectué dans la mesure du possible des comparaisons quantitatives avec les résultats des autres expériences. Si l'on effectue ces comparaisons sous des hypothèses identiques :

- La nouvelle détermination des fonctions de structure est en accord avec les résultats de CDHS publiés en 1983 à 5 % , sauf à très bas x où une différence de 10-15 % persiste.
- Les distributions de quarks sont compatibles avec celles de CCFRR à 5 % .
- Un bon accord est trouvé avec F_2 mesuré par EMC sur la presque totalité du domaine en (x, Q^2) . La comparaison à BCDMS montre encore des différences notables pour $x \leq 0,45$.
- La valeur de R diffère significativement de 0 à bas x . Cette mesure concorde avec la détermination de R par EMC et confirme la mesure de CHARM [II.11]. A plus grand x un consensus semble s'établir pour donner une valeur nulle à R .

Les résultats attendus de CHARM et de E140 à SLAC [II.20] pour la mesure de R à basse énergie ne devraient pas modifier les grandes lignes du tableau des comparaisons que nous avons brossé.

Les désaccords observés au chapitre 2 entre les résultats de différentes expériences ont été en grande partie compris dans la limite où ils proviennent des hypothèses physiques utilisées.

En conclusion, les fonctions de structure F_2 déterminées par les divers groupes sont maintenant compatibles à 10 % et pour la première fois la précision obtenue sur xF_3 peut permettre une confrontation quantita-

tive à la chromodynamique quantique. Cette étude est l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE XI : INTERPRETATION DES RESULTATS DE L'EXPERIENCE

A - INTRODUCTION

Le résultat le plus marquant de notre analyse est la précision avec laquelle sont maintenant établies les violations d'invariance d'échelle en diffusion inélastique dans la région.

$$0,015 < x < 0,65$$

$$5 \text{ GeV} < \nu < 160 \text{ GeV}$$

La figure XI.1 montre les distributions en x de F_2 , xF_3 et $\bar{q}_\nu$ pour différents intervalles de ν . L'avantage par rapport à des intervalles de Q^2 est que tout le domaine en x est disponible à chaque valeur de ν . Le déplacement des distributions vers les bas x lorsque ν (et donc Q^2) augmente est bien visible.

Nous nous consacrerons dans ce chapitre à l'étude de la distribution des quarks de valence $x(q-\bar{q})(x, Q^2)$. L'évolution avec Q^2 peut être interprétée dans le cadre de QCD perturbatif, en incluant éventuellement des effets d'opérateurs de rang élevé ("Higher Twists").

Dans le cadre de QCD perturbatif seulement, l'évolution de cette distribution non-singulete est décrite par l'équation d'Altarelli Parisi :

$$\frac{dx(q-\bar{q})(x, Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_{x/y}^1 \frac{dy}{y^2} x y(q-\bar{q})(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \quad (\text{XI,A,1})$$

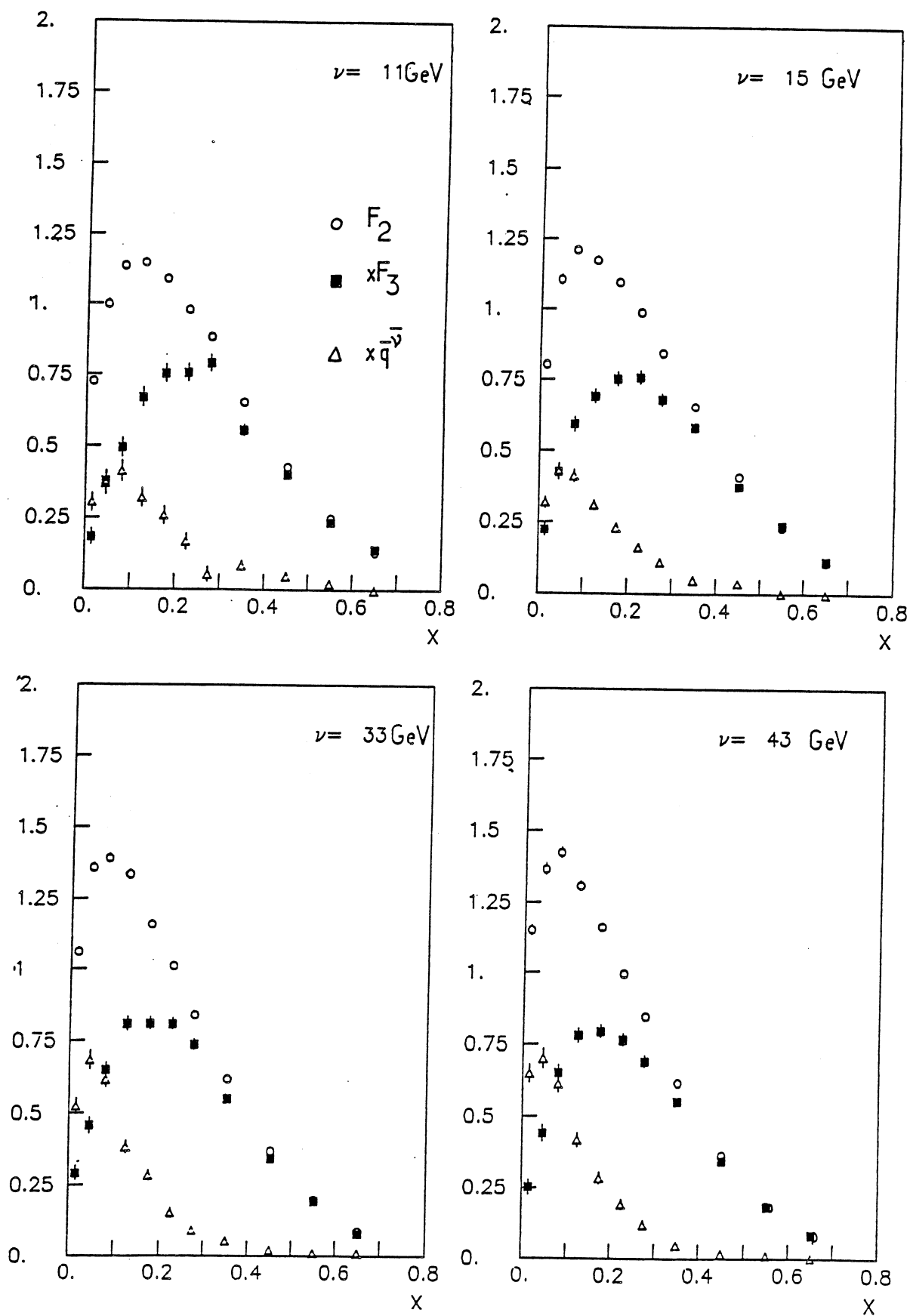


Figure XI.1 a). Distributions en x de F_2 , xF_3 , $\bar{q}\bar{q}$ à ν fixé pour $\nu < 50 \text{ GeV}$.

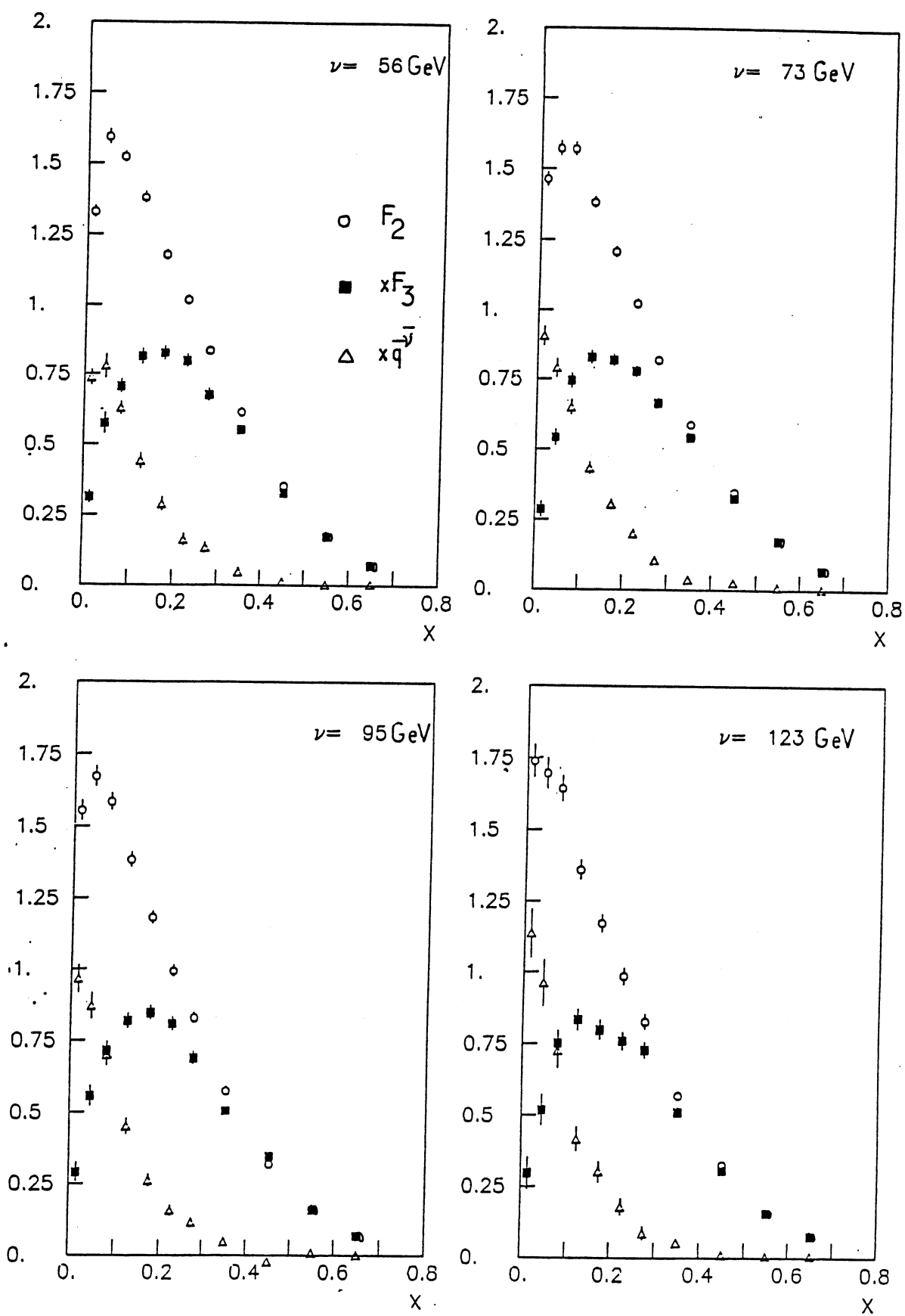


Figure XI.1 b). Distributions en x de F_2 , xF_3 , $\bar{q}$ à ν fixé pour $\nu > 50 \text{ GeV}$.

Le membre de gauche est la "pente" logarithmique de la distribution de valence, qui caractérise son évolution en Q^2 . Dans le membre de droite on trouve l'intégrale de convolution de la distribution de valence et de la probabilité d'obtenir un quark à partir d'un quark par le processus de rayonnement de gluon. La constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ peut donc être calculée en déterminant, à partir des valeurs mesurées, la pente et l'intégrale pour laquelle on connaît exactement la fonction de dédoublement P_{qq} . Le paramètre Λ auquel elle est simplement reliée (Chap.1) est alors déduit.

Jusqu'à présent, l'étude de $x(q-\bar{q})$ n'a pas autorisé la mesure de Λ de cette façon en raison de l'incertitude expérimentale. En effet $x(q-\bar{q})$ provient de la différence de sections efficaces et affiche une erreur relative beaucoup plus importante que $x(q+\bar{q})$ qui provient de la somme de sections efficaces. La mesure de Λ dans le passé utilisait la fonction de structure F_2 qui, étant singulete, nécessite des hypothèses supplémentaires sur la distribution des gluons (Cf équation (I,H,3) Chap.1).

Notre étude de l'évolution de $x(q-\bar{q})$ débutera par une étude simple des pentes logarithmiques $d\ln x(q-\bar{q})/d\ln Q^2$ de $x(q-\bar{q})$. Ensuite $x(q-\bar{q})$ sera confrontée aux prédictions de QCD perturbatif à l'aide d'un programme d'évolution. Nous incluerons enfin des termes non-perturbatifs pour tenter de donner une meilleure description. Dans la partie C nous comparerons nos valeurs de Λ et α_s à des résultats obtenus en diffusion profondément inélastique ainsi que dans d'autres domaines de la physique des hautes énergies.

B - INTERPRETATION DES VIOLATIONS D'INVARIANCE D'ECHELLE de $(q-\bar{q})$

1) Etude des pentes de $(q-\bar{q})$.

a) Principe.

La comparaison des pentes logarithmiques du membre de gauche de l'équation (XI,A,1) à l'intégrale de convolution permet une mesure directe de $\alpha_S(Q^2)$. Chaque point (x, Q^2) fournit en fait une valeur de $\alpha_S(Q^2)$ et celle-ci est en théorie indépendante de x . Pour différents Q^2 on obtient la variation de la constante de couplage et un ajustement global à différents Q^2 permet la détermination de Λ :

$$\alpha_S^0(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3} N_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

Nous avons procédé de la façon suivante :

- Calcul de l'intégrale de convolution. Cette intégrale portant sur x à Q^2 fixé, on se placera à une valeur de Q^2 telle que la plus grande partie possible de la distribution en x soit connue. Les domaines accessibles en Q^2 pour les valeurs de x extrêmes ne se recouvrant pas, et la mesure s'arrêtant à $x = 0,65$, nous donnerons une forme à la distribution en x , par exemple :

$$x(q-\bar{q})(x, Q^2) = A x^\alpha (1-x)^\beta (1+\delta x).$$

Les paramètres sont ajustés à la distribution expérimentale, ce qui rend possible l'intégration.

- Calcul des pentes. Les fluctuations point à point qui apparaissent dans l'évolution de $x(q-\bar{q})$ en fonction de Q^2 sont encore trop importantes pour que l'on puisse estimer des pentes locales par interpolation linéaire entre deux points de mesure. Les pentes

logarithmiques de la fonction de structure sont donc déterminées de façon globale en supposant pour chaque x une forme du type :

$$\begin{aligned} (a) \quad \ln x(q-\bar{q}) &= a_1 + b_1 \ln Q^2 \\ (b) \quad \ln x(q-\bar{q}) &= a_2 + b_2 \ln Q^2 + c_2 \ln \ln Q^2 \\ (c) \quad \ln x(q-\bar{q}) &= a_3 + b_3 \ln Q^2 + c_3 (\ln Q^2)^2 \end{aligned}$$

Un ajustement de la distribution en Q^2 pour chaque x permet de déterminer la pente $dx(q-\bar{q})(x, Q^2)/d\ln Q^2$ en chaque point (x, Q^2) .

b) Observations.

- Dépendance de la forme en Q^2 choisie.

Nous avons restreint le domaine étudié à la région dans laquelle $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ et $W^2 > 5 \text{ GeV}^2$. Il apparaît clairement que nos données présentent des variations de pente à une même valeur de x , importantes dans la région de bas x notamment. En conséquence les pentes issues du choix (a) qui sont positives à bas x pour tout Q^2 sont différentes des pentes correspondant aux choix (b) et (c) qui à bas x peuvent changer de signe lorsque Q^2 augmente.

Les pentes $d\ln x(q-\bar{q})(x, Q^2)/d\ln Q^2$ qui pour la forme (a) correspondent au coefficient b_1 pour tout Q^2 sont indiquées sur la figure XI.2.

- Dépendance de la coupure en Q^2 .

Supposons que nous utilisions la forme (a) qui donne des pentes $d\ln x(q-\bar{q})/d\ln Q^2$ indépendantes de Q^2 . L'augmentation de la valeur de la coupure rejette des points particulièrement dans la région des bas x . Ainsi, les pentes correspondant à une valeur de x peuvent changer de signe lorsque la valeur de la coupure augmente. D'une façon générale, lorsque la coupure en Q^2 augmente, les pentes diminuent à bas x et deviennent moins négatives à grand x .

- Comparaison aux pentes prédites par QCD.

Les pentes prédites par l'intégrale de la distribution et pour différentes valeurs de Λ ont été comparées aux pentes estimées précédemment. Les pentes prédites par QCD à bas x sont petites et prati-

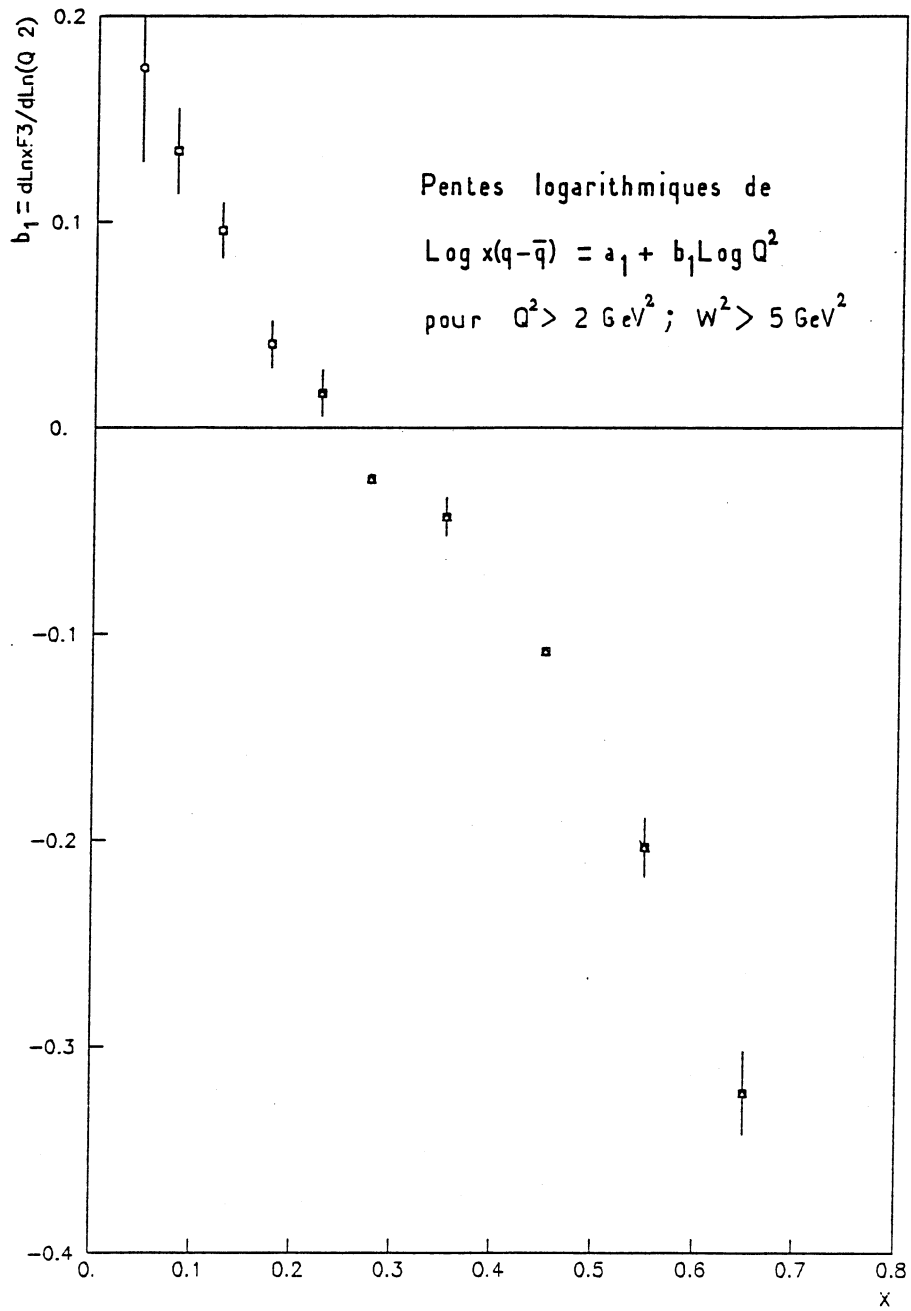


Figure XI.2. Pentes $d \ln x(q-\bar{q}) / d \ln Q^2$ en fonction de x .

quement indépendantes de Λ . Quand x augmente ces pentes sont d'autant plus négatives que Λ est grand.

QCD ne fournit pas de prescription précise pour la valeur de la coupure. Il suffit que $Q^2 \gg \Lambda^2$ pour justifier le calcul de QCD perturbatif. Pour une petite valeur de la coupure ($Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$), les pentes observées correspondant à la forme en Q^2 la plus simple (a) sont plus positives que celles prédites par QCD à bas x et plus négatives à grand x . Pour des valeurs plus importantes de la coupure (10 ou 20 GeV^2), ce qui réduit fortement le domaine cinématique exploré, un accord peut être trouvé avec la pente prédite correspondant à $\alpha_s(Q^2=30)=0,18$. La comparaison de ces pentes est indiquée sur la figure XI.3 où les trois courbes correspondent aux valeurs de Λ : 50, 200, 600 MeV. Toutefois cet accord n'est pas suffisamment significatif pour privilégier une valeur de Λ .

c) Conclusion.

Cette méthode donne une idée de l'accord entre les pentes expérimentales et la théorie. A bas x et pour des faibles valeurs de la coupure en Q^2 les pentes globales observées sont mal décrites par QCD perturbatif, mais elles proviennent d'un domaine en Q^2 où les effets non perturbatifs peuvent être importants. L'accord obtenu avec QCD dépend également fortement des formes imposées aux distributions en Q^2 et x . Ce n'est qu'en effectuant une coupure à grand Q^2 que les pentes de la distribution de valence $x(q-\bar{q})$ peuvent être décrites par QCD perturbatif ; dans ce cas une grande partie de la distribution expérimentale est écartée et nos données ne peuvent alors assigner précisément une valeur à Λ par cette méthode. L'arbitraire lié aux formes en x et Q^2 peut être levé si l'on utilise un programme effectuant l'évolution en Q^2 des distributions de partons suivant les prescriptions de QCD perturbatif.

2) Utilisation d'un programme d'évolution.

L'évolution des fonctions de structure de neutrino-production qui permet de déterminer le paramètre Λ , et d'une certaine façon la distribution des gluons, a suscité un grand intérêt dans la dernière décennie.

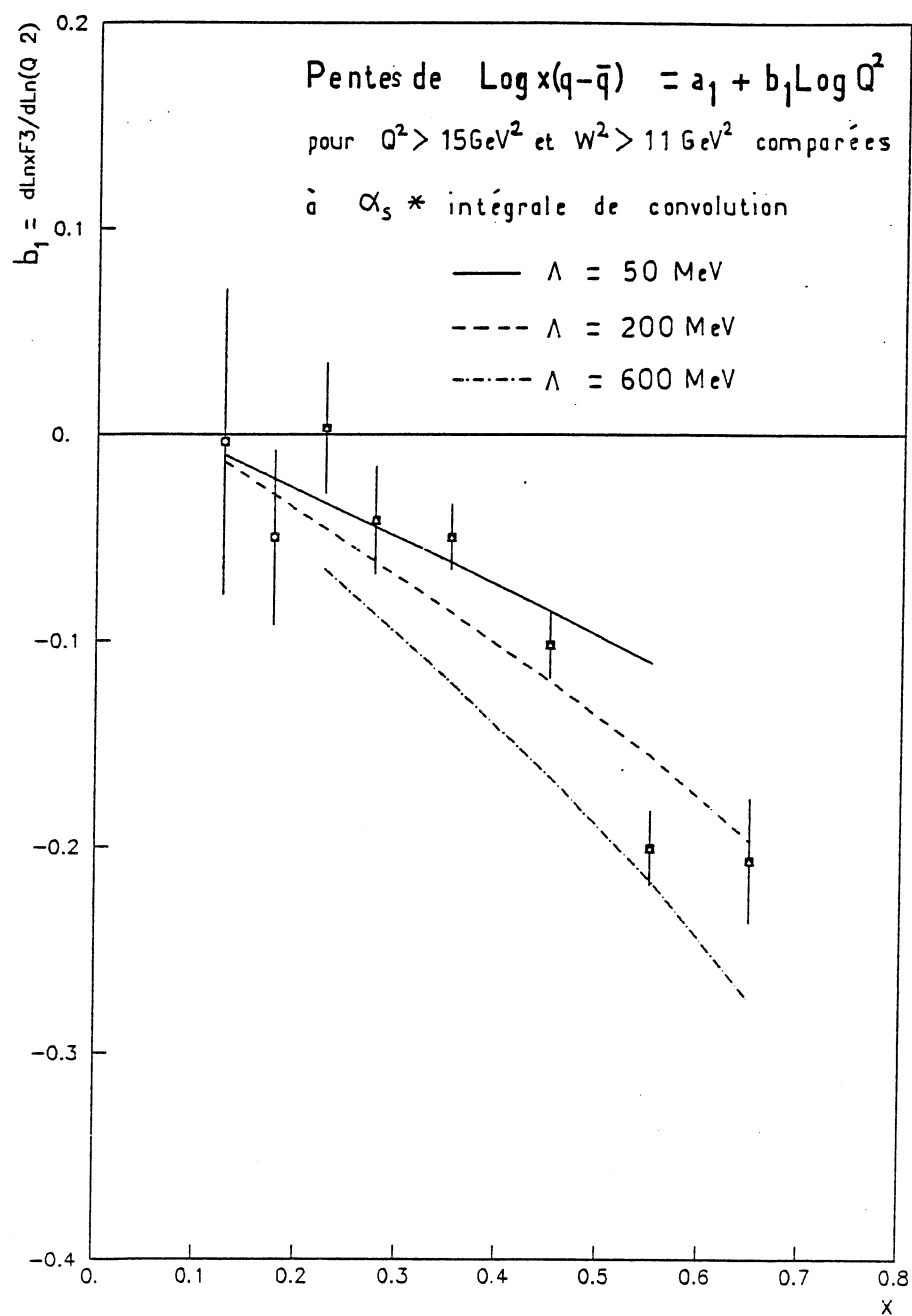


Figure XI.3. Pentes $d \ln x(q-\bar{q})/d \ln Q^2$ en fonction de x dans le cas d'une coupure à grand Q^2 .

Ainsi il existe de nombreux programmes de comparaison des fonctions de structure aux prédictions de QCD perturbatif. Parmi ceux-ci, les programmes de :

- Lacaze [XI.1].
- Furmanski - Petronzio [XI.2].
- Gonzales - Arroyo - Lopez - Yndurain (GALY) [XI.3].
- Devoto - Duke - Owens - Roberts [XI.4].
- Abbott - Barnett [XI.5].

ont été retenus. Nous avons effectué le test préliminaire suivant :

Le calcul analytique de l'évolution de la distribution de valence a été effectué par Shiers. Cette évolution a été comparée aux évolutions fournies au premier ordre par chacun de ces programmes. Pour cela, la distribution de valence $x(q-\bar{q})$, paramétrisée à une valeur de départ $Q_0^2 = 1$ en :

$$x(q-\bar{q})(x, Q_0^2=1) = A x^{1/2} (1-x)^{3,5} (1+3,5 x)$$

a été évoluée jusqu'à $Q^2 = 200 \text{ GeV}^2$. Le facteur A a été fixé par la règle de somme de Gross-Llewellyn-Smith (GLS) :

$$\int_0^1 (q-\bar{q})(x, Q^2=1) dx = 3$$

et l'évolution a été faite en supposant $\Lambda_{LO} = 100 \text{ MeV}$.

Les évolutions fournies par les programmes de Lacaze, G.A.L.Y, Abbott-Barnett sont identiques a celles fournies par le calcul exact.

Au second ordre avec $\Lambda_{MS} = 266 \text{ MeV}$ et en fixant le facteur A également par la règle GLS :

$$\int_0^1 (q-\bar{q})(x, Q^2=1) dx = 3 \left[1 - \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi} \right]$$

ces trois programmes donnent des évolutions en Q^2 comparables. Nous utiliserons ici le programme de Lacaze.

a) Principe.

La méthode utilisée consiste à faire évoluer la distribution en x des quarks de valence de Q_i^2 à $Q_j^2 = Q_i^2 (1+\Delta)$. La distribution évoluée à Q_j^2 est donnée par l'équation d'Altarelli-Parisi :

$$x(q-\bar{q})(x, Q_j^2) = x(q-\bar{q})(x, Q_i^2) + \Delta \frac{\alpha_S(Q_i^2)}{2\pi} \int_{x/y}^1 \frac{dy}{y^2} x y(q-\bar{q})(y, Q_i^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \quad (XI, B, 1)$$

L'évolution peut se faire avec un accroissement Δ positif ou négatif mais toujours très inférieur au facteur 1,3 entre deux points de mesure consécutifs, et ceci à partir d'une valeur de départ quelconque Q_0^2 . A cette valeur, on donne à la fonction $x(q-\bar{q})(x, Q_0^2)$ une forme analytique simple :

$$x(q-\bar{q})(x, Q_0^2) = a(1+bx)(1-x)^c x^d \quad (XI, B, 2)$$

Cette forme de départ est interpolée par des fractions rationnelles en un développement en padé afin de faciliter l'intégration. Ce développement est évolué par (XI, B, 1) et les coefficients des padés sont recalculés à chaque pas. Par contre, on ne cherche pas à ajuster la forme analytique de départ pour d'autres valeurs que Q_0^2 .

La comparaison à la distribution expérimentale est effectuée aux points (x, Q^2) de mesure. Ayant utilisé un découpage en (x, ν) et non en (x, Q^2) , les valeurs de Q^2 où la distribution expérimentale est mesurée diffèrent d'une valeur de x à une autre (au plus d'un facteur $(1,3)^{1/2}$). On se ramène à des valeurs identiques de Q^2 pour tout x en décalant légèrement les points le long de la distribution de valence $x(q-\bar{q})^{MC}(x, Q^2)$ de la paramétrisation de l'appendice C.

L'écart entre la distribution mesurée et la distribution évoluée est minimisé par rapport aux cinq paramètres physiques :

$$\Lambda, a, b, c, d$$

en utilisant la méthode du χ^2 minimum.

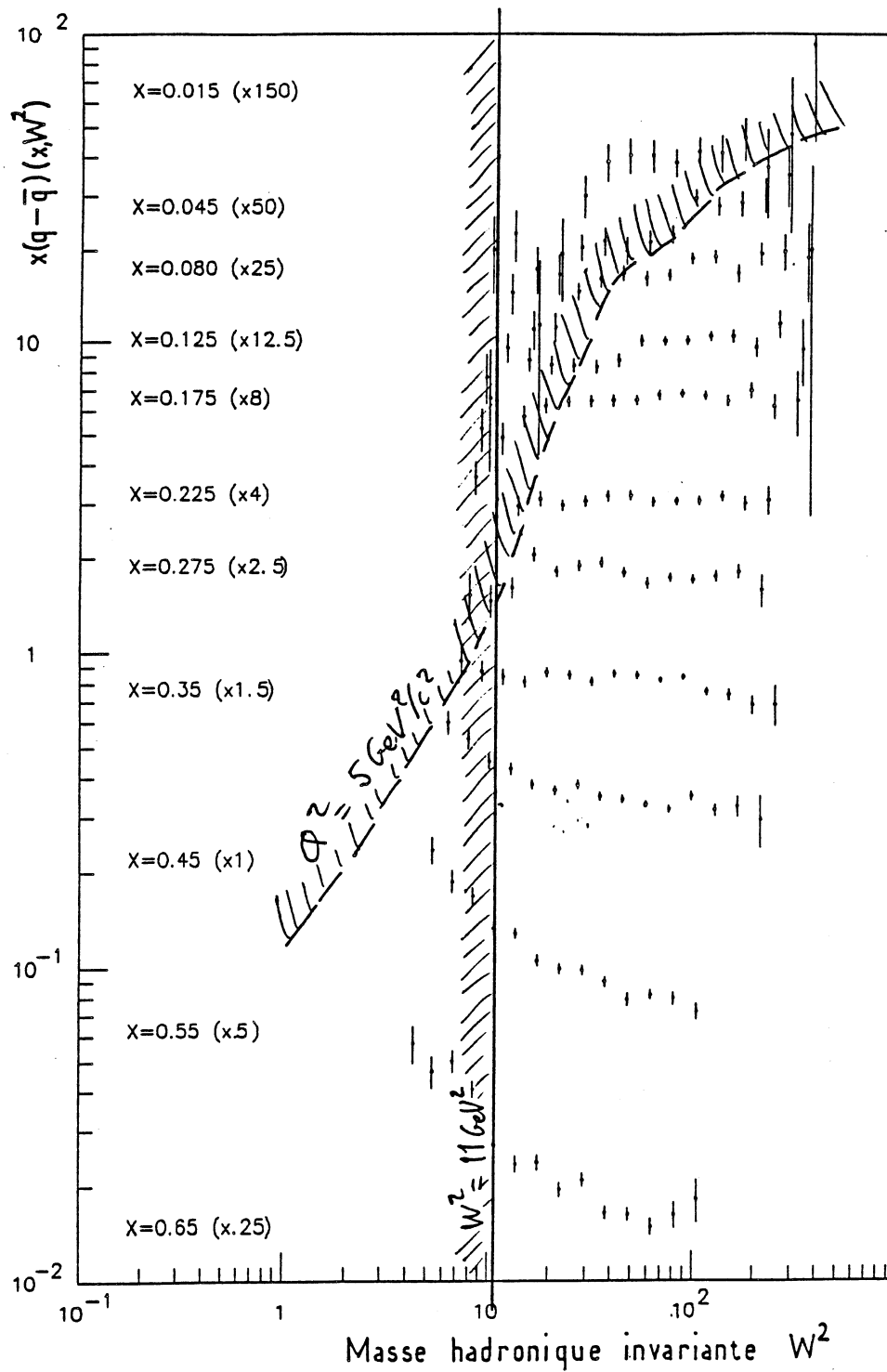


Figure XI.4. Coupures en W^2 et Q^2 :
 $W^2 > 11 \text{ GeV}^2$; $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2/c^2$

Au second ordre, ce programme effectue l'évolution dans le cadre du schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$.

b) Confrontation de $(q-\bar{q})$ à QCD perturbatif.

Si l'on veut effectuer la comparaison des distributions expérimentale et prédite dans le seul cadre de QCD perturbatif, il est préférable d'écarter de notre domaine cinématique les régions dans lesquelles.

- $Q^2 < 5 \text{ GeV}^2/c^2$. La justification de cette coupure ne peut en fait venir qu'à posteriori une fois que Λ est déterminé et que l'on vérifie $Q^2 \gg \Lambda^2$. Cette coupure rejette tous les points mesurés à $x < 0,03$.
- $W^2 < 11 \text{ GeV}^2$. Cette coupure écarte la région des résonances dans l'état hadronique final et minimise les effets de masse de cible et d'opérateurs de rang élevés en limitant :

$$Q^2/\nu^2 < 0,1$$

Cette coupure rejette un petit nombre de points à grand x et bas Q^2 .

L'effet de ces deux coupures est indiqué sur la figure XI.4. La distribution expérimentale étudiée comporte alors 89 points dans le plan (x, Q^2) .

Nous avons choisi une valeur de départ $Q_0^2 = 8 \text{ GeV}^2/c^2$ à l'intérieur du domaine cinématique accepté. La norme de la forme analytique n'a pas été contrainte par la règle de GLS.

- On obtient au premier ordre :

$$\begin{aligned}
\Lambda_{LO} &= 53 \pm 18 \text{ MeV} \\
a &= 6,58 \pm 0,18 \\
b &= -0,68 \pm 0,06 \\
c &= 3,07 \pm 0,07 \\
d &= 0,77 \pm 0,02
\end{aligned}$$

avec : $\chi^2/\text{NDF} = 173/84$

l'accord est indiqué sur la figure XI.5.

- au deuxième ordre on obtient :

$$\begin{aligned}
\Lambda_{\overline{MS}} &= 98 \pm 29 \text{ MeV} \\
a &= 5,14 \pm 0,08 \\
b &= -1,10 \pm 0,02 \\
c &= 2,20 \pm 0,02 \\
d &= 0,68 \pm 0,01
\end{aligned}$$

avec : $\chi^2/\text{NDF} = 147,3/84.$

Les valeurs de χ^2 obtenues signifient dans les deux cas un accord peu satisfaisant entre la distribution expérimentale et la distribution évoluée. Il est possible d'inclure les effets de masse de cible qui sont purement cinématiques de la façon décrite par Georgi et Politzer [XI.6] : La variable d'échelle devient :

$$\xi = 2x/[1 + (1+4M^2x^2/Q^2)^{1/2}]$$

et en définissant :

$$\nu = (1+4M^2x^2/Q^2)^{-1/2}$$

la distribution de valence mesurée s'écrit :

$$x(q-\bar{q})(x, Q^2) = \frac{x^2 \nu^2}{\xi^2} F(\xi, Q^2) + \frac{4M^2 x^3 \nu^3}{Q^2} \int_{\xi}^1 dx' \frac{F(x', Q^2)}{x'^2}$$

et la fonction F obéit alors à l'équation d'évolution. Pour $Q^2 \gg M^2$, $x(q-\bar{q})(x, Q^2) \rightarrow F(x, Q^2)$. Ce remplacement n'amène aucun changement notable dans le domaine ($Q^2 > 5 \text{ GeV}^2/c^2$; $w^2 > 11 \text{ GeV}^2$) et la qualité des ajustements n'est pas améliorée.

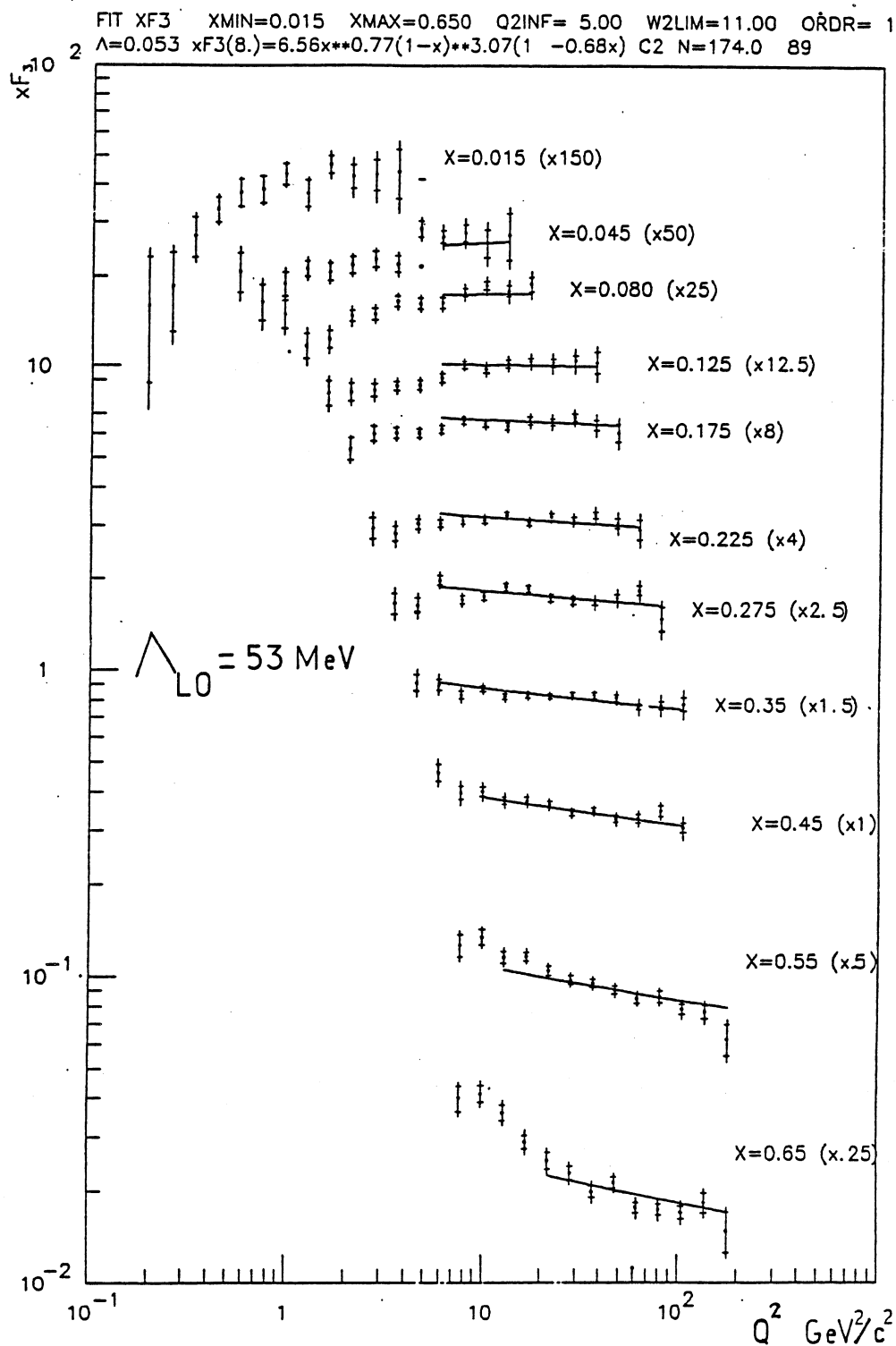


Figure XI.5. Ajustement de la distributions expérimentale au premier ordre.

En conclusion de cette première comparaison, la distribution expérimentale de la valence est moyennement décrite par QCD si l'on restreint le domaine cinématique par les seules coupures $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$ et $W^2 > 11 \text{ GeV}^2$.

c) Optimisation du domaine cinématique.

Nous avons vu lors de l'étude simple des pentes que de grands changements sur la valeur de Λ n'amènent que des petites variations sur les pentes prédites par QCD à bas x . De plus, la région de bas x est entachée de grandes erreurs systématiques. Il est donc possible que de fortes contributions au χ^2 proviennent d'un mauvais ajustement dans la région de bas x qui a un faible pouvoir prédictif sur la valeur de Λ . Il s'avère que, dans la région $x < 0,25$, la variation totale de pente autorisée par les effets systématiques est bien supérieure à la variation de pente correspondant à un changement de 50 MeV sur Λ .

Nous restreindrons donc notre domaine cinématique à :

$$x > 0,25 ; Q^2 > 5 \text{ GeV}^2/c^2 ; W^2 > 11 \text{ GeV}^2$$

Nous y avons comparé la distribution expérimentale à la distribution évoluée :

- au premier ordre le meilleur accord est obtenu pour le jeu de paramètres suivant :

$$\begin{aligned} \Lambda_{LO} &= 80 \pm 23 \text{ MeV} \\ a &= 7,82 \pm 0,78 \\ b &= -0,76 \pm 0,03 \\ c &= 3,09 \pm 0,04 \\ d &= 0,88 \pm 0,06 \end{aligned}$$

avec : $\chi^2/\text{NDF} = 103/48$; l'accord est indiqué sur la figure XI.6.

- de la même façon au second ordre :

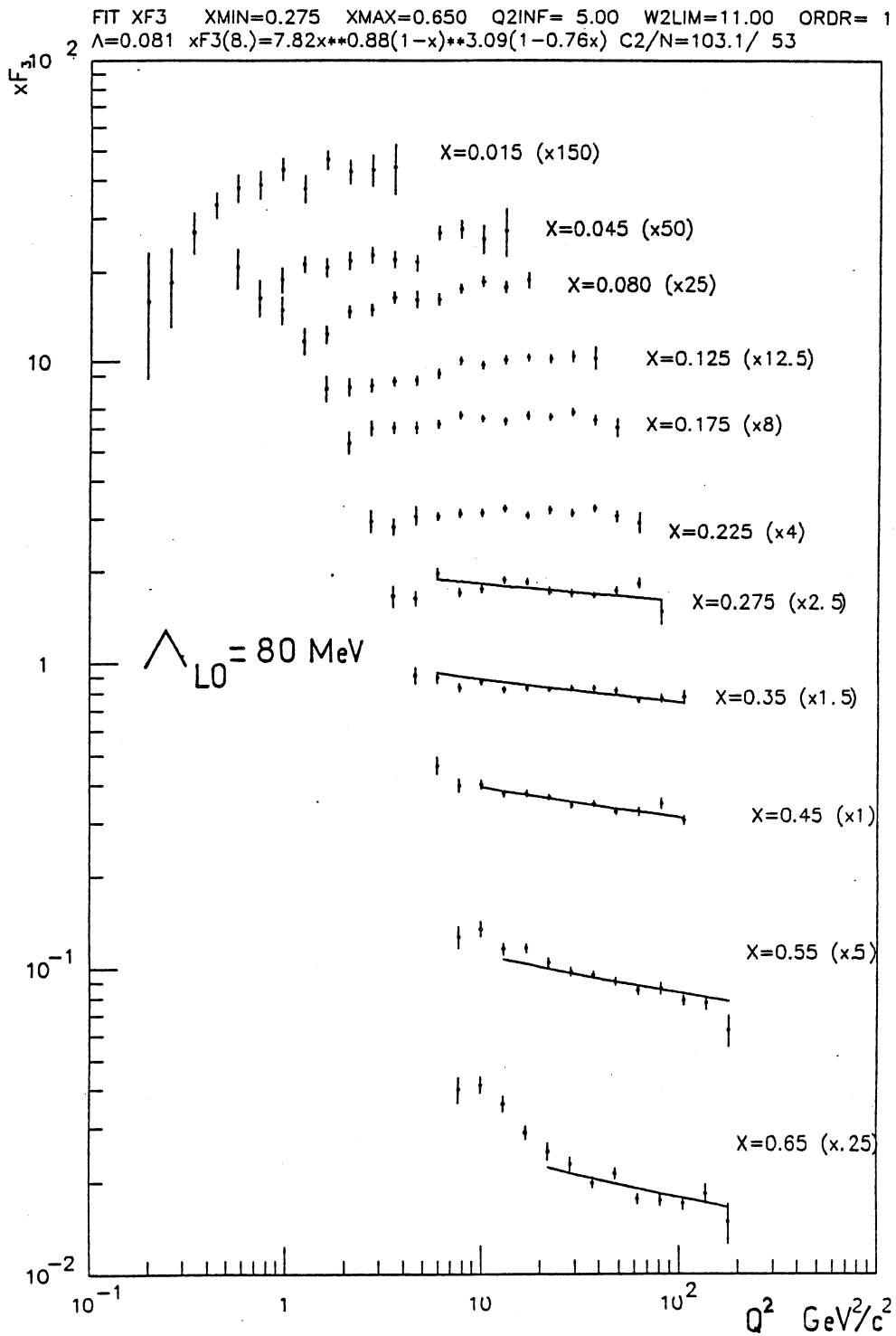


Figure XI.6. Ajustement de la distributions expérimentale au premier ordre en se restreignant au domaine $x > 0,25$.

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 123 \pm 33 \text{ MeV}$$

$$a = 7,21 \pm 0,69$$

$$b = -0,81 \pm 0,04$$

$$c = 2,93 \pm 0,04$$

$$d = 0,84 \pm 0,06$$

avec : $\chi^2/\text{NDF} = 96/43$

Les valeurs de χ^2/NDF indiquent ici encore un accord moyen entre la distribution expérimentale et QCD. Nous en concluons que dans la région cinématique étudiée doivent exister des effets non-perturbatifs importants. Une façon brutale de s'en affranchir consiste à couper à très grand Q^2 , en considérant les comportements en $1/Q^2$ et $1/Q^4$ des premiers termes d'opérateurs de rang élevé.

Pour : $x > 0,25$; $Q^2 > 20 \text{ GeV}^2/c^2$; $W^2 > 11 \text{ GeV}^2$
on obtient au premier ordre et second ordre :

$\Lambda_{LO} = 139 \pm 53 \text{ MeV}$	$\Lambda_{\overline{MS}} = 188 \pm 58 \text{ MeV}$
$a = 7,33 \pm 0,59$	$a = 7,60 \pm 0,52$
$b = -0,92 \pm 0,5$	$b = 0,83 \pm 0,04$
$c = 2,80 \pm 0,03$	$c = 2,91 \pm 0,03$
$d = 0,83 \pm 0,06$	$d = 0,87 \pm 0,05$
et : $\chi^2/\text{NDF} = 42,7/33$	$\chi^2/\text{NDF} = 40/33$

L'accord avec QCD est cette fois acceptable mais la plus grande partie de la distribution expérimentale est écartée ce qui diminue considérablement la précision sur la mesure de Λ . Il nous faut donc élargir le cadre de notre étude et inclure des effets non perturbatifs. Il a été montré que ces effets pouvaient avoir une influence non négligeable dans l'interprétation des violations d'invariance d'échelle de la distribution de valence [XI.7].

d) Prise en compte de termes non-perturbatifs.

La séparation des effets de QCD perturbatif et des effets d'opérateurs de rang élevé n'obéit pas à des règles très précises. Une méthode pratique [XI.8] consiste à écrire :

$$x(q-\bar{q})(x, Q^2) = x(q-\bar{q})^{LT}(x, Q^2) \left[1 - \frac{\mu_4^2}{Q^2} \frac{x^\alpha}{1-x} + \left[\frac{\mu_6^2}{Q^2} \frac{x^\alpha}{1-x} \right]^2 \right]$$

où :

- $x(q-\bar{q})^{LT}$ est la distribution de valence obtenue par résolution de l'équation d'Altarelli-Parisi dans le cadre de QCD perturbatif ("Leading Twist").
- μ_4^2 , μ_6^2 , α sont inconnus.

Il a été montré [XI.8] que la prise en compte de deux termes pouvait expliquer la totalité des violations d'invariance d'échelle observées. Nous ne considérerons ici que le premier terme de rang 4.

Nous avons envisagé trois formes simples pour le terme correctif à la distribution évoluée par QCD perturbatif :

$$(a) \quad 1 + h_4 \frac{1}{1-x} \frac{1}{Q^2}$$

$$(b) \quad 1 + h_4 \frac{x}{1-x} \frac{1}{Q^2}$$

$$(c) \quad 1 + h_4 \left(\frac{x}{1-x} \right)^2 \frac{1}{Q^2}$$

Aucun de ces choix ne permet une amélioration sensible de la qualité de la comparaison à la distribution expérimentale. Nos données favorisent néanmoins la présence d'un terme h_4 négatif.

e) Estimation de l'erreur systématique.

La comparaison des distributions expérimentale et évoluée a été effectuée en ne considérant que l'erreur statistique sur $x(q-\bar{q})$. Il est intéressant d'observer que si l'on substitue aux erreurs statistiques la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques, on obtient pour $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2/c^2$; $W^2 > 11 \text{ GeV}^2$ et au premier ordre :

$$\Lambda_{LO} = 67 \pm 40 \text{ MeV}$$

$$a = 6,1 \pm 0,14$$

$$b = -0,98 \pm 0,06$$

$$c = 2,59 \pm 0,07$$

$$d = 0,75 \pm 0,02$$

avec : $\chi^2/\text{NDF} = 52/84$

Ce résultat signifie que la prise en compte des erreurs systématiques peut autoriser un accord direct avec QCD perturbatif ; Néanmoins la qualité de cet accord reste mauvaise puisqu'il n'est rendu possible que grâce à l'augmentation des erreurs, ainsi qu'en témoigne l'augmentation de l'erreur sur Λ_{LO}

Nous avons pris en compte les erreurs systématiques de la façon suivante : la distribution de valence correspondant à chaque effet systématique a été comparée^a la distribution évoluée par QCD dans la région $Q^2 > 20 \text{ GeV}^2$; $W^2 > 11 \text{ GeV}^2$, déterminant ainsi pour chaque effet une valeur de Λ . L'erreur résultante est estimée par la somme quadratique des écarts à la valeur centrale de Λ . Elle est de 80 MeV, provenant pour moitié des effets d'appareillage et pour moitié des effets de normalisation.

Nous avons d'autre part vérifié que la valeur de Λ ne dépend pas de la valeur Q_0^2 choisie. Elle dépend par contre substantiellement de la valeur des coupures choisies. Cependant ces coupures amènent à travailler dans des régions cinématiques différentes et ne conduiront pas à une erreur systématique additionnelle.

C - CONCLUSION SUR LA MESURE DE Λ

Au cours de ce chapitre nous avons confronté la distribution $x(q-\bar{q})$ aux prédictions de QCD. La précision obtenue dans la mesure de $x(q-\bar{q})$ est une contrainte très forte lorsque l'on veut ajuster l'évolution prédite par QCD par la méthode du χ^2 minimum. Les pentes de xF_3 ou $x(q-\bar{q})$ à bas x ne peuvent être reproduites par QCD perturbatif et ne sont pas attendues à partir des effets non-perturbatifs envisagés. La prise en compte d'effets non-perturbatifs d'opérateurs de rang élevé n'a pas permis à l'heure actuelle une meilleure description des violations d'invariance d'échelle observées.

Au premier ordre le meilleur ajustement est obtenu pour :

$$\Lambda_{LO} = 53 \pm 18 \text{ (Stat)} \pm 80 \text{ (Syst) MeV}$$

$$\Lambda_{LO} = 80 \pm 23 \text{ (Stat)} \pm 80 \text{ (Syst) MeV pour } x > 0,25$$

Au second ordre dans le schéma de renormalisation $\overline{MS}$, nous avons obtenu :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 98 \pm 29 \text{ (Stat)} \pm 80 \text{ (Syst) MeV}$$

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 123 \pm 33 \text{ (Stat)} \pm 80 \text{ (Syst) MeV pour } x > 0,25$$

Une coupure à très grand Q^2 ($Q^2 > 20 \text{ GeV}^2$) permet d'obtenir un bon accord avec l'évolution prédite par QCD perturbatif. La valeur trouvée est alors :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 188 \pm 58 \text{ (Stat)} \pm 80 \text{ (Syst)}$$

Cette valeur peut être comparée aux valeurs trouvées par les analyses non-singulettes de F_2 en diffusion inélastique de leptons chargés dans le même domaine cinématique (Cf paragraphe D). Rappelons que l'analyse de xF_3 présente l'avantage de ne faire aucune hypothèse sur la forme de la distribution des gluons.

La qualité de la description de la distribution de valence par QCD perturbatif à bas x doit être gardée à l'esprit si l'on veut tenter d'extraire la distribution des gluons à partir de l'évolution de la fonction de structure F_2 .

D - COMPARAISON AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons sélectionné ici quelques champs d'application de QCD perturbatif qui permettent la mesure de α_s . Une description incluant des tests de phénoménologie de QCD peut être trouvée dans la référence [XI.9].

1) Diffusion profondément inélastique.

a) Diffusion de neutrinos.

La détermination de Λ par CDHS en 1983 [II,7] utilise une moyenne des valeurs obtenues par une analyse non-singulete de xF_3 donc statistiquement peu significative, et une analyse "non-singulete de F_2 " à grand x , par le programme d'évolution de Abbott - Barnett. A grand x , q_L est nul et la distribution de la mer s'annule ; ceci indique que la distribution des gluons doit s'annuler à grand x . Dans ce cas, il est possible de mesurer Λ par une analyse non-singulete utilisant xF_3 pour $x < 0,4$ et F_2 pour $x > 0,4$; l'intérêt d'une telle analyse "non-singulete" de F_2 est que F_2 est déterminé de façon beaucoup plus précise que xF_3 dans la région de grand x où $F_2 \equiv xF_3$.

Dans le domaine cinématique $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$; $W^2 > 11 \text{ GeV}^2$, la valeur moyenne est :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 250^{+150}_{-100} \text{ (Stat + Syst) MeV}$$

provenant de :

- analyse de xF_3 seul : $\Lambda_{\overline{MS}} = 0,2^{+0,2}_{-0,1} \text{ (Stat) GeV}$
- analyse de xF_3 et de F_2^{NS} : $\Lambda_{\overline{MS}} = 0,3 \pm 0,075 \text{ (Stat) GeV.}$

La valeur favorisée par notre analyse dans ce domaine :

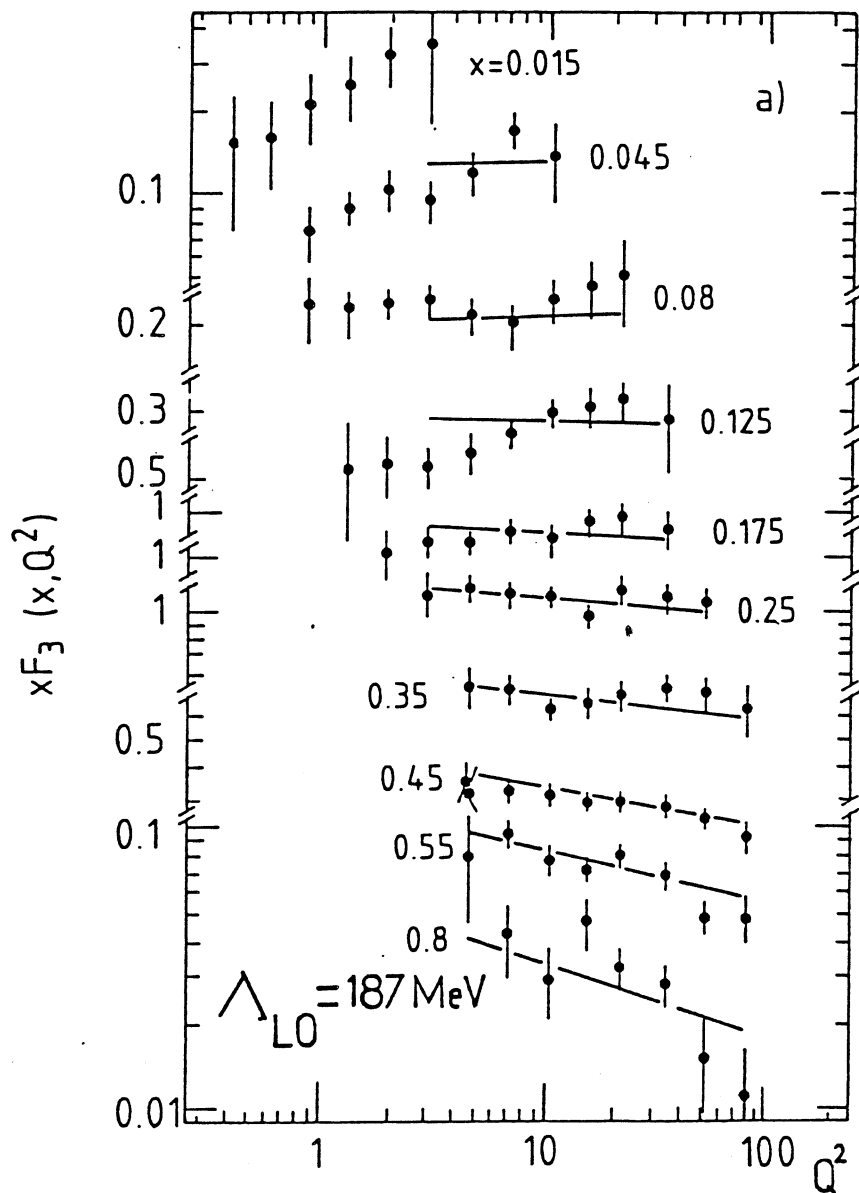


Figure XI.7. Comparaison des distributions expérimentale et ajustée par CHARM ($\Lambda_{LO} = 187 \text{ MeV}$) à l'aide du programme Furmansk-Petronzio.

$\Lambda_{\overline{MS}} = 98 \pm 29$ MeV est nettement plus basse mais reste compatible dans les erreurs.

La collaboration CHARM [II.8], [XI.10] utilisant le programme de Furmanski et Petronzio, a obtenu :

$$\Lambda_{LO} = 187_{-110}^{+130} \text{ (Stat)} \pm 70 \text{ (Syst) MeV}$$

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 310 \pm 140 \text{ (Stat)} \pm 70 \text{ (Syst) MeV}$$

L'accord entre la distribution expérimentale et la distribution évoluée est indiquée sur la figure XI.7.

La collaboration CCFRR [II,9] a présenté les valeurs :

- analyse de $x F_3$ seul :

$$\Lambda_{LO} = 80_{-78}^{+163} \text{ MeV} \iff \alpha_S(12,6 \text{ GeV}^2) = 0,204 \pm 0,079$$

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 120_{-106}^{+200} \text{ MeV} \iff \alpha_S(12,6 \text{ GeV}^2) = 0,176 \pm 0,062$$

par le programme de Abbott-Barnett, et :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 193_{-156}^{+272} \text{ MeV} \iff \alpha_S(12,6 \text{ GeV}^2) = 0,201 \pm 0,07$$

par le programme de Devoto - Duke - Owens - Roberts. L'accord obtenu est indiqué sur la figure XI.8.

- analyse de $x F_3$ et F_2^{NS} .

$$\Lambda_{LO} = 266_{-104}^{+114} \text{ MeV} \iff \alpha_S(12,6 \text{ GeV}^2) = 0,291 \pm 0,047$$

Les valeurs des diverses déterminations ne peuvent être comparées directement. L'influence du programme utilisé est très grande ainsi que le montre CCFRR. Les résultats obtenus par le programme de Abbott-Barnett sont en bon accord avec ceux que nous a fourni le programme de Lacaze, avec dans le cas de CCFRR un bon accord entre la distribution expérimentale et évoluée : $\chi^2/NDF = 44,2/45$. Toutefois, il faut être prudent dans l'interprétation de la valeur de χ^2/NDF [XI.11] ; L'accord avec la forme théorique est d'autant plus difficile à obtenir que la mesure est précise. En conséquence, la qualité d'un ajustement ne peut être jugée qu'en considérant à la fois la valeur de χ^2/NDF et l'erreur relative sur

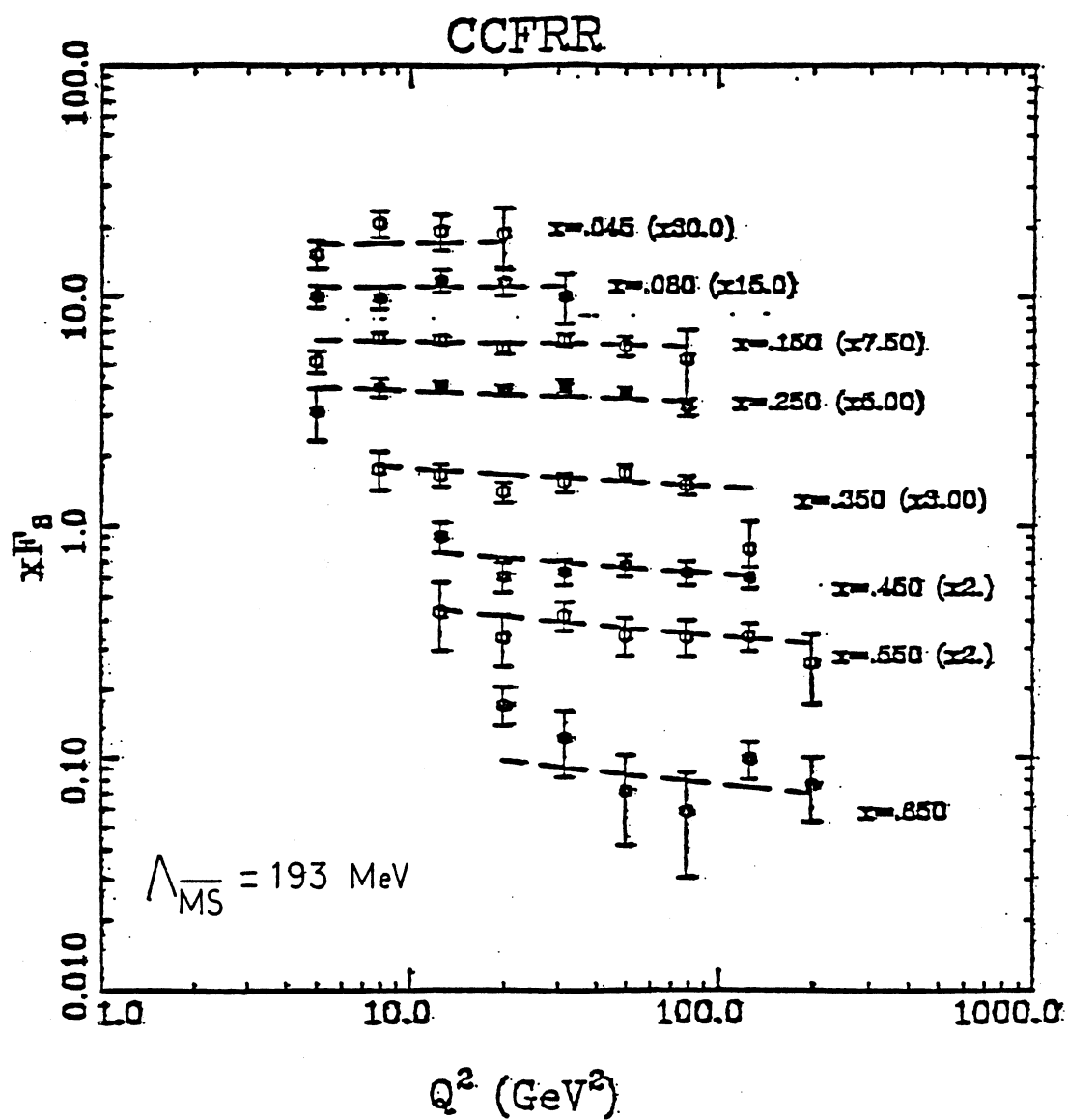


Figure XI.8. Ajustement de $x(q-\bar{q})$ ($\equiv xF_3^{\text{CCFRR}}$) par CCFRR à l'aide du programme de Devoto-Duke-Owens-Roberts au deuxième ordre.

les paramètres. Ainsi un "bon accord" peut être absolument sans signification si l'incertitude sur Λ est très grande.

b) Diffusion de muons de haute énergie.

Les récents résultats de EMC et BCDMS ont une précision comparable en ce qui concerne $F_2^{\mu N}$.

- La collaboration EMC [X.1] obtient par une analyse non-singulete de F_2 à l'aide du programme Abbott-Barnett pour $Q^2 \geq 5 \text{ GeV}^2/c^2$ et $0,35 \leq x \leq 0,65$:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 115 \pm 10 \text{ (Stat)}_{-45}^{+90} \text{ (Syst) MeV correspondant à :}$$

$$\alpha_s(Q^2 = 22,5 \text{ GeV}^2/c^2) = 0,16 \pm 0,01_{-0,02}^{+0,03}$$

l'accord est indiqué sur la figure XI.9.

- La collaboration BCDMS [X.2] a effectué également une analyse non-singulete de F_2 avec le programme de G.A.L.Y pour $Q^2 \geq 25 \text{ GeV}^2/c^2$ et $x \geq 0,275$. Il en ressort :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 220 \pm 20 \text{ (Stat)}_{-70}^{+90} \text{ (Syst) MeV}$$

l'accord est indiqué sur la figure XI.10.

Les erreurs statistiques sur Λ dans ces deux mesures sont remarquables. Dans le même domaine cinématique que BCDMS, mais en utilisant la distribution $x(q-\bar{q})$ statistiquement moins bien déterminée, nous avons obtenu en utilisant le programme de Lacaze :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 188 \text{ MeV} \pm 58 \text{ MeV (Stat)} \pm 80 \text{ MeV (Syst)}$$

Ces deux déterminations sont en très bon accord.

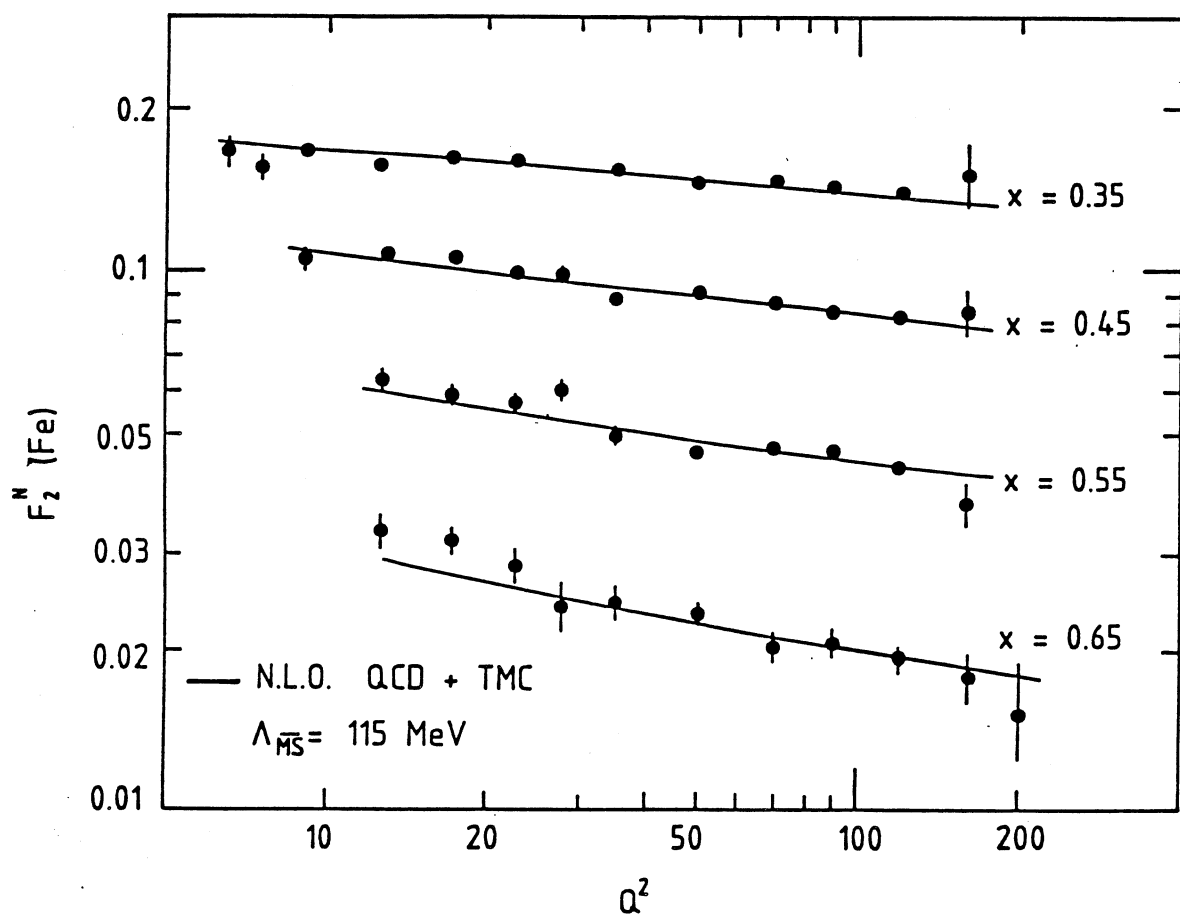


Figure XI.9. Ajustement de F_2^{NS} à grand x par EMC pour $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} = 115 \text{ MeV}$ (programme Abbott Barnett).

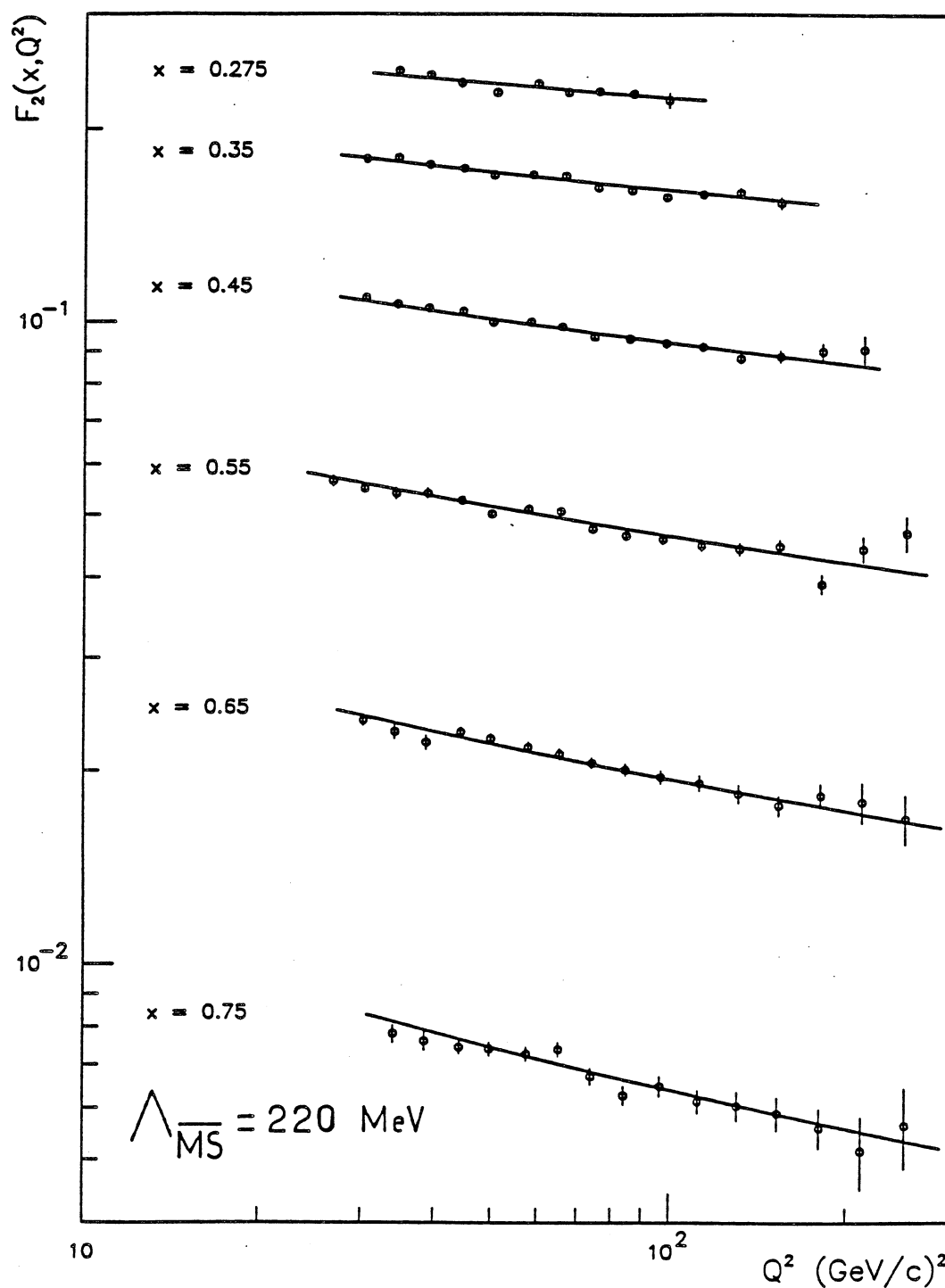


Figure XI.10. Ajustement de F_2^{NS} à grand x par BCDMS pour $\Lambda_{\overline{MS}} = 220 \text{ MeV}$ ($\chi^2/\text{NDF} = 181/151$) (programme G.A.L.Y.).

2) Collisions e^+e^- et pp^-

a) Annihilation e^+e^-

Dans ce type de collisions le nombre d'événements à trois jets $q\bar{q}g$ est proportionnel à α_s . En pratique la détermination de α_s fait appel à des modèles car la fragmentation des quarks et des gluons en hadrons n'est pas actuellement calculable par QCD. La collaboration CELLO remarqua en 1983 la dépendance de la valeur de α_s en fonction de ces modèles [XI.12]. Sjostrand [XI.13] a récemment montré que les variations de α_s avec le modèle peuvent être de 30 à 40 % ; par exemple les valeurs fournies par le modèle de Lund sont systématiquement plus hautes que celles provenant du modèle de Hoyer et Ali.

Les expériences JADE, TASSO, CELLO, MARK J obtiennent pour des énergies de 34 GeV des valeurs :

$$0,12 < \alpha_{S,\overline{MS}} < 0,19$$

que nous ne détaillerons pas. A titre d'exemple :

$$\alpha_{S,\overline{MS}} = 0,13 \text{ (Mark J)} \iff \Lambda_{\overline{MS}} = 180 \text{ MeV}$$

$$\alpha_{S,\overline{MS}} = 0,159 \text{ (CELLO)} \iff \Lambda_{\overline{MS}} = 360 \text{ MeV}$$

Les erreurs expérimentales typiques sur α_s sont de l'ordre de 0,01.

La détermination de α_s en annihilation e^+e^- est sujette à la grandes erreurs "théoriques". Ces incertitudes doivent être levées pour que l'on puisse effectuer une mesure précise de α_s par cette voie. Elles sont liées à l'énergie disponible et une détermination plus précise de α_s peut être envisagée aux énergies de LEP.

b) Collision $p\bar{p}$ et pp .

Le rapport des taux d'événements à trois jets et à deux jets permet également de mesurer la quantité.

$$\alpha_{S,LO} = \alpha_{S,HO} K_3/K_2$$

où :

- $\alpha_{S,HO}$ est la valeur de α_S au delà de l'ordre dominant.
- K_2 et K_3 représentent les contributions en provenance de corrections d'ordres plus élevés en α_S aux sections efficaces exclusives de deux jets et trois jets.

Le rapport K_3/K_2 pourrait être proche de l'unité mais n'est pas actuellement calculable.

Trois expériences ont récemment présenté des résultats :

- AFS [XI.14] à $\sqrt{S} = 63 \text{ GeV}$ et $Q^2 = 300 \text{ GeV}^2/c^2$

$$\alpha_S \frac{K_3}{K_2} = 0,18 \pm 0,03 \pm 0,04$$

- UA1 [XI.15] à $\sqrt{S} = 546 \text{ GeV}$ et $Q^2 = 4000 \text{ GeV}^2/c^2$

$$\alpha_S \frac{K_3}{K_2} = 0,16 \pm 0,02 \pm 0,03$$

- UA2 [XI.16] à $\sqrt{S} = 630 \text{ GeV}$ et $Q^2_{\text{moyen}} = 1700 \text{ GeV}^2/c^2$

$$\alpha_S \frac{K_3}{K_2} = 0,23 \pm 0,01 \pm 0,04$$

La variation de $\alpha_S K_3/K_2$ avec l'énergie mesurée par UA2 est indiquée sur la figure XI.11.

Les différences entre UA1 et UA2 proviennent en partie de définitions différentes, notamment de Q^2 , utilisées dans les deux analyses. L'extrapolation des résultats mesurés en collision e^+e^- aux énergies du collisionneur $p\bar{p}$ est inférieure de 30 % aux résultats de UA1 et UA2. Cette

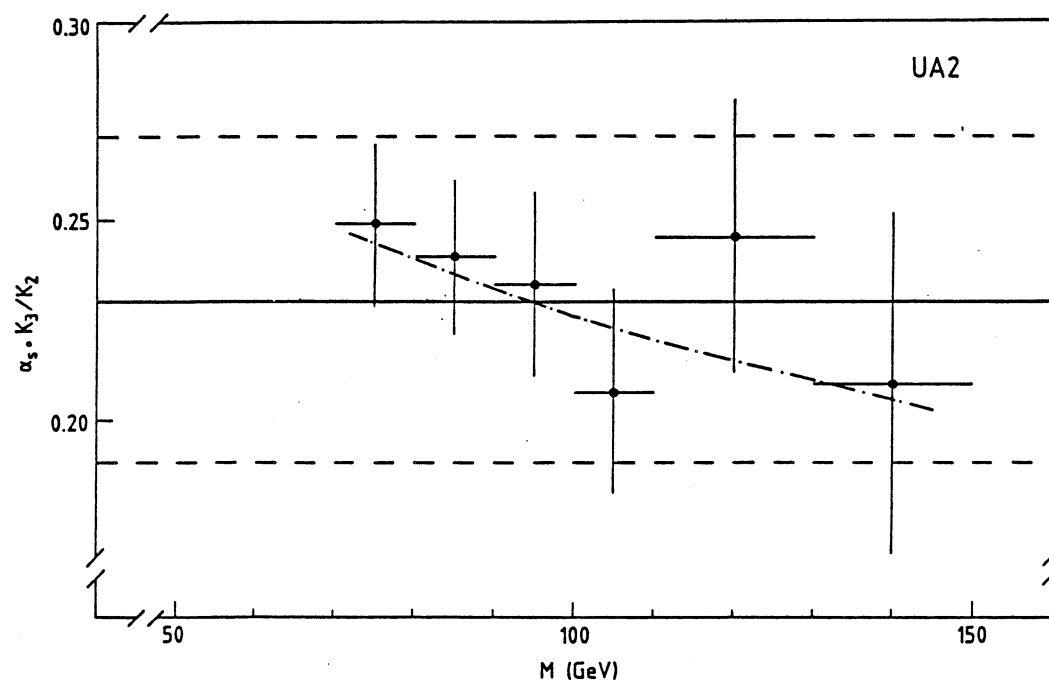


Figure XI.11. Variations de $\alpha_s K_3/K_2$ en fonction de la masse M du système multijet. La courbe correspond à la variation prédite par QCD (7 %).

différence peut provenir des corrections QCD d'ordres supérieurs dans K_3 et K_2 . Cette ambiguïté ne peut être écartée tant que ces corrections ne sont pas calculées.

Mats Bengtsson et al., ont récemment souligné [XI.17] que la précision des déterminations de α_s en collision hadronique était, comme en collision e^+e^- , limitée certainement plus par les incertitudes des théories sous-jacentes que par les erreurs expérimentales. L'influence des modèles de fragmentation peut être un facteur 2 aux énergies des ISR, 20 % aux énergies du SPPS.

La comparaison aux valeurs obtenues en diffusion profondément inélastique ne peut donc amener une conclusion définitive.

3) Commentaires sur la mesure de Λ .

La précision de la détermination de Λ dans les collisions e^+e^- et $p\bar{p}$ semble dominée par les incertitudes théoriques sur les modèles de fragmentation.

En diffusion profondément inélastique, la meilleure méthode du point de vue des incertitudes théoriques est la mesure de Λ par évolution de la fonction de structure non singulete de valence. Deux points doivent être soulignés :

- Si les programmes donnent en règle générale des résultats identiques au premier ordre, ils divergent largement au deuxième ordre. Ces différences, partiellement explicables par des définitions différentes dans le schéma de renormalisation choisi, contribuent à la dispersion des résultats observée et empêchent l'attribution d'une valeur précise à Λ malgré la précision des expériences actuelles.

- Une grande partie du domaine cinématique doit être écartée si l'on veut effectuer une confrontation non-ambigue des distributions expérimentales aux prédictions de QCD perturbatif.

Une solution possible à ce dernier point serait l'élargissement du domaine accessible à des Q^2 de l'ordre de $1000 \text{ GeV}^2/c^2$. L'étude de l'évolution de $x(q-\bar{q})$ dans la région.

$$20 < Q^2 < 1000 \text{ GeV}^2/c^2$$

pourrait alors permettre la détermination de Λ dans le cadre unique de QCD perturbatif. L'évolution de la distribution trouvée vers les plus basses valeurs de Q^2 (jusqu'à $Q^2 \sim 1 \text{ GeV}^2/c^2$) autoriserait alors la séparation des corrections perturbatives et non-perturbatives dues aux interactions entre quarks.

CONCLUSION

L'utilisation du détecteur de la collaboration CDHS exposé au faisceau de neutrinos à bande large a permis une mesure précise des sections efficaces différentielles ν -Fe et $\bar{\nu}$ -Fe. À partir de :

570 000 événements courant-chargé ν Fe

370 000 événements courant-chargé $\bar{\nu}$ Fe

après toutes coupures, nous avons déterminé les fonctions de structure dans le cadre du modèle des quarks partons, couvrant un domaine cinématique :

$$0,015 < x < 0,65$$

$$0,2 < Q^2 < 200 \text{ GeV}^2/c^2$$

Nous avons extrait la fonction de structure q_L qui mesure la violation de la loi de Callan-Gross. La distribution $q_L(x)$ diffère significativement de 0 à bas x et favorise la forme prédite par QCD.

Les fonctions de structure F_2 et xF_3 sont déterminées précisément, l'incertitude dominante provenant des effets systématiques. Cette détermination est compatible avec la précédente analyse de CDHS si l'on utilise les mêmes hypothèses. L'effet des hypothèses qui entrent dans la détermination des fonctions a été étudié soigneusement ; Il en résulte que la majeure partie des différences entre fonctions mesurées par différents groupes en diffusion profondément inélastique de leptons neutres ou chargés provient des hypothèses différentes utilisées dans les analyses. Des désaccords très supérieurs aux erreurs de mesure persistent toutefois, notamment à x moyen ou notre mesure diffère de celles d'EMC et BCDMS.

La confrontation de l'évolution en Q^2 de la distribution non singulete des quarks de valence ($q-\bar{q}$) aux prédictions de chromodynamique quantique permet une estimation du paramètre d'échelle Λ . Pour $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$ et $W^2 > 11 \text{ GeV}^2$ on obtient :

- au premier ordre :

$$\Lambda_{LO} = 53 \text{ MeV} \pm 18 \text{ MeV(Stat)} \pm 80 \text{ MeV(Syst)}$$

- au deuxième ordre :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 98 \text{ MeV} \pm 29 \text{ MeV(Stat)} \pm 80 \text{ MeV(Syst)}$$

Les effets systématiques agissent de façon significative sur les pentes de xF_3 à bas x . Cette région n'a toutefois qu'un faible pouvoir prédictif sur la valeur de Λ . Si l'on effectue une coupure additionnelle $x > 0,25$, les valeurs de Λ deviennent :

- au premier ordre :

$$\Lambda_{LO} = 80 \text{ MeV} \pm 23 \text{ MeV(Stat)} \pm 80 \text{ MeV(Syst)}$$

- au deuxième ordre :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 123 \text{ MeV} \pm 33 \text{ MeV(Stat)} \pm 80 \text{ MeV(Syst)}$$

Pour $Q^2 < 1$ (bas x), les pentes de xF_3 observées ne peuvent être décrites par QCD. La tendance observée pourrait provenir d'un effet d'ombre nucléaire, diminuant la section efficace à (bas x , bas y).

Un bon accord avec QCD perturbatif n'est obtenu qu'en effectuant une coupure à grand Q^2 . Ainsi pour $Q^2 > 20 \text{ GeV}^2/c^2$ on obtient :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 188 \text{ MeV} \pm 58 \text{ MeV(Stat)} \pm 80 \text{ MeV(Syst)}$$

Aussi précise que puisse être notre détermination des fonctions de structure, il est toujours pensable d'améliorer cette mesure, ou d'étendre le domaine cinématique accessible. La réalisation de ce nouveau pas nécessiterait :

- Une statistique plus élevée pour permettre un ajustement de la distribution en y des sections efficaces différentielles et ainsi déterminer les fonctions de structure sans dépendre d'un modèle.
- Une meilleure résolution angulaire pour explorer la région des très bas x ($x < 0,01$). Ceci permet notamment une vérification précise de la règle de somme de Gross-Llewellyn-Smith.
- Une énergie plus grande pour obtenir des quadrimoments de transfert Q^2 correspondant plus à la limite de Bjorken ; dans cette région les termes en Q^2/ν^2 s'annulent et les effets d'opérateurs de rang élevé ou de masse de cible peuvent être négligés, autorisant une confrontation directe à QCD perturbatif.

Il est prévisible que dans un proche avenir les expériences de diffusion profondément inélastique ν -Fer au FERMILAB, à des énergies de l'ordre du TeV, ce qui se traduit par une valeur moyenne de Q^2 de $50 \text{ GeV}^2/c^2$ dans le cas du faisceau "quadrupôle triplet", réaliseront dans une certaine mesure ces objectifs.

Quoi qu'il en soit, ce n'est qu'à HERA dans l'étude de la diffusion e-p par courants neutres et chargés que seront explorées les régions de très bas x (10^{-4}) et de très grand Q^2 (jusqu'à $10\,000 \text{ GeV}^2/c^2$ avec une valeur moyenne de $4000 \text{ GeV}^2/c^2$).

APPENDICE A : EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

A - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

La théorie des collisions nous donne l'expression de la section efficace différentielle de la transition d'un état i (a+b) vers un état final f :

$$\frac{d\sigma}{i \rightarrow f} = \frac{1}{2E_a 2E_b (\vec{V}_a - \vec{V}_b)} |T_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \prod_j \frac{d^3 \vec{p}_j}{(2\pi)^3 2E_j} \quad (A,1)$$

En ce qui nous concerne, l'état i est constitué du lepton initial (K), du nucléon (P) ; l'état final f comprend le lepton sortant (K') et l'état hadronique X(P').

On reconnait dans le membre de droite de (A,1) :

- Le facteur de flux qui se réduit à 2S soit 4ME.
- L'élément de matrice de la transition T_{fi}
- Le facteur d'espace de phase.

Dans le cas d'une réaction inclusive, on ne mesure pas les détails du système hadronique ; on sommera donc sur les états finals hadroniques. On particularise par contre le lepton final ($E', \vec{K}'$). L'expression devient :

$$d\sigma = \frac{1}{4ME} |T_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \frac{d^3 \vec{k}'}{(2\pi)^3 2E'} \prod_{j=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_j}{(2\pi)^3 2E_j} \quad (A,2)$$

où le produit sur j s'étend sur les particules dans l'état X final.

La section efficace différentielle exprimée en fonction des variables du lepton final s'écrit alors :

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega'} = \int \frac{1}{4ME} |T_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \frac{K'}{2(2\pi)^3} \prod_{j=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_j}{(2\pi)^3 2E_j} \quad (A,3)$$

Il nous reste à évaluer l'élément de matrice de la transition.

Soit U l'opérateur d'évolution entre $t=-\infty$ et $t=+\infty$ tel que :

$$M_{fi} = \langle \psi_f | U | \psi_i \rangle$$

lié à T_{fi} par :

$$|M_{fi}|^2 = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) |T_{fi}|^2 \quad (A,4)$$

Considérons par analogie au processus $e\mu \rightarrow e\mu$, la diffusion $\nu_\mu \rightarrow \mu$ dans le champ créé par la transition $N \rightarrow X$. Dans le cadre du modèle standard la constante de couplage qui intervient au vertex du boson W est $e/[\sqrt{2} \sin\theta_w]$ et M_{fi} s'écrit :

$$M_{fi} = \frac{-ie}{\sqrt{2} \sin\theta_w} \int d^4x \bar{\psi}_f(x) A(x) \psi_i(x) \quad (A,5)$$

où $A(x) = \gamma_\mu A^\mu(x)$, $A^\mu(x)$ désignant le quadrivecteur potentiel. Sachant que le courant faible ne fait intervenir que des spineurs gauches, et en écrivant les spineurs des leptons :

$$\begin{aligned} \psi_{\ell i}(x) &= u_i(\vec{k}) e^{-iKx} \\ \psi_{\ell f}(x) &= u_f(\vec{k}') e^{-iK'x} \end{aligned}$$

(A,5) Se réécrit :

$$M_{fi} = \frac{-ie}{\sqrt{2} \sin\theta_w} \bar{u}_f(\vec{k}') \gamma_\mu \left[\frac{1-\gamma_5}{2} \right] u_i(\vec{k}) \int d^4x \langle H | A^\mu(x) | N \rangle e^{-i(K-K')x} \quad (A,6)$$

A^μ est lié à la partie hadronique du courant par l'équation de Klein Gordon

$$(\Pi + m^2)A^\mu = J^\mu \quad (A,7)$$

En théorie du propagateur (Cf Bjorken and Drell, 1964, Chap. 6), on résout cette équation en introduisant la fonction de Green $D_F(x - y)$ solution de :

$$(\Pi + m^2) D_F(x - y) = \delta^4(x - y)$$

Le propagateur D_F est alors donné par :

$$D_F(x-y) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} e^{-iq(x-y)} \left(\frac{-1}{q^2 - m^2 + i\epsilon} \right) \quad (A,8)$$

et la solution pour le potentiel est donnée par :

$$A^\mu(x) = \int d^4y D_F(x - y) J^\mu(y) \quad (A,9)$$

Dans le cas de l'échange d'un W de masse M_W , le courant $J^\mu(y)$ étant proportionnel à $e/2\sqrt{2} \sin\theta_w$; l'expression de $A^\mu(x)$ devient :

$$A^\mu(x) = - \int d^4y \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{e^{-iq(x-y)}}{q^2 - M_W^2 + i\epsilon} \frac{e}{2\sqrt{2} \sin\theta_w} J^\mu(y) \quad (A,10)$$

d'où en remplaçant dans (A,6) et en intégrant sur x :

$$M_{fi} = \frac{ie^2}{8 \sin^2\theta_w} \bar{u}_f(\vec{k}') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(\vec{k}) \int d^4q d^4y \frac{\delta^4(K' - K - q)}{q^2 - M_W^2 + i\epsilon} e^{iqy} \langle H | J^\mu(y) | N \rangle \quad (A,11)$$

L'intégration sur q donne alors :

$$M_{fi} = \frac{ie^2}{8 \sin^2\theta_w} \frac{1}{(K' - K)^2 - M_W^2} \bar{u}_f(\vec{k}') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(\vec{k}) \int d^4y e^{i(K' - K)y} \langle H | J^\mu(y) | N \rangle \quad (A,12)$$

L'opérateur $J^\mu(y)$ est obtenu à partir de $J^\mu(0)$ par une translation P :

$$\begin{aligned} \langle H | J^\mu(y) | N \rangle &= \langle H | e^{iPy} J^\mu(0) e^{-iPy} | N \rangle \\ &= e^{i(P' - P)y} \langle H | J^\mu(0) | N \rangle \end{aligned}$$

En remplaçant dans (A,12) et en intégrant sur y, il vient :

$$M_{fi} = \frac{-ie^2}{8 \sin^2 \theta_w (Q^2 + M_w^2)} \bar{u}_f(\vec{k}') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(\vec{k}) (2\pi)^4 \delta^4(p' + k' - p - k) \langle H | J^\mu(0) | N \rangle \quad (A,13)$$

or : $e^2 / (8 \sin^2 \theta_w) = (G/\sqrt{2}) M_w^2$ avec $G = 1,03 \cdot 10^{-5} M^{-2}$

d'où $|T_{fi}|^2$ en sommant sur les spins s, s', σ et les états hadroniques H possibles :

$$|T_{fi}|^2 = \frac{G^2}{2} \left[\frac{M_w^2}{Q^2 + M_w^2} \right]^2 \sum_{ss'} \bar{u}_f(\vec{k}') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(\vec{k}) \bar{u}_i(\vec{k}) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) u_f(\vec{k}') \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sum_H \langle N | J_-^\mu(0) | H \rangle \langle H | J_+^\nu(0) | N \rangle$$

Réécrivons alors la section efficace (A,3) dans un intervalle d'angle solide et d'énergie du lepton final :

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega'} = \frac{G^2}{32\pi^2} \frac{1}{2M} \left[\frac{M_w^2}{Q^2 + M_w^2} \right]^2 \frac{K'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (A,14)$$

où $L_{\mu\nu}$ et $W^{\mu\nu}$ représentent respectivement les tenseurs leptoniques et hadroniques :

$$L_{\mu\nu} = \sum_s \sum_{s'} \bar{u}_f(\vec{k}') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(\vec{k}) \bar{u}_i(\vec{k}) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) u_f(\vec{k}')$$

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \int \sum_{\sigma} \sum_H (2\pi)^3 \delta^4(p_f - p_i) \langle N | J_-^\mu(0) | H \rangle \langle H | J_+^\nu(0) | N \rangle \prod_{j=1}^n \frac{d^3\vec{p}_j}{(2\pi)^3 2E_j}$$

Le tenseur $L_{\mu\nu}$ est calculable :

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= \text{tr} \left[[(1 - \gamma_5) K' + m(1 + \gamma_5)] \gamma_\mu K \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \right] \\ L_{\mu\nu} &= 2 \text{tr} K' \gamma_\mu K \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \\ L_{\mu\nu} &= 8 [K'_\mu K_\nu - K K'_\mu g_{\mu\nu} + K_\mu K'_\nu - i \epsilon_{\alpha\mu\beta\nu} K'^\alpha K^\beta] \end{aligned}$$

en revanche le tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ qui décrit le vertex nucléon - hadrons est inconnu. La forme la plus générale est conventionnellement mise sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2M} W^{\mu\nu} = & -g^{\mu\nu} W_1 + \frac{p^\mu p^\nu}{M^2} W_2 - i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \frac{p_\rho q_\sigma}{2M^2} W_3 \\ & + \frac{q^\mu q^\nu}{M^2} W_4 + \frac{p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu}{2M^2} W_5 + i \frac{p^\mu q^\nu - p^\nu q^\mu}{2M^2} W_6 \end{aligned}$$

Les coefficients W_i des tenseurs élémentaires du second ordre qui interviennent dans le tenseur hadronique sont les fonctions de structure du nucléon cible.

La complexité de ce tenseur disparaît partiellement lorsqu'il est contracté avec $L_{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2M} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = & 4 \left[4W_1 KK' + 2 \frac{W_2}{M^2} (2KpK'p - KK'M^2) \right. \\ & - 2 \frac{W_3}{M^2} (KK'Kp - m^2 Kp + KK'pK') \\ & \left. + 2 \frac{W_4}{M^2} m^2 KK' - 2 \frac{W_5}{M^2} m^2 Kp \right] \end{aligned}$$

Il suffit maintenant d'exprimer les produits de quadrivecteurs en fonction des quantités cinématiques dans le repère du laboratoire :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2M} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = & 4 \left[2W_1 (Q^2 + m^2) + W_2 (4EE' - Q^2 - m^2) \right] \\ & - \frac{W_3}{M} [(m^2 + Q^2)E - 2m^2 E + (m^2 + Q^2)E'] \\ & + \frac{W_4}{M^2} m^2 (Q^2 + m^2) - 2W_5 \frac{m^2 E}{M} \end{aligned}$$

d'où, en remplaçant dans (A,14), l'expression de $d^2\sigma/dE'd\Omega'$.

A ce stade, il est utile de remarquer que si l'on néglige la masse m du muon vis à vis des autres masses ou énergies mises en jeu, les termes en W_4 et W_5 disparaissent. L'expression de la section efficace différentielle en fonction de l'angle θ du muon émergent par rapport à la direction du neutrino incident s'écrit :

$$\frac{d^2 \sigma^\nu}{d\Omega' dE'} = \frac{G^2}{2\pi^2} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 (E')^2 \left[2 W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{(E+E')}{M} W_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (A,15)$$

Dans le cas de la diffusion d'antineutrino, le calcul est identique en effectuant la transformation :

$$\begin{aligned} K &\rightarrow -K' \\ K' &\rightarrow -K \end{aligned}$$

ce qui revient à intervenir les 2 indices α et β dans le tenseur complètement antisymétrique qui apparaît dans $L_{\mu\nu}$. Ceci se traduit par un changement de signe du terme en W_3 .

Notons que les fonctions de structure sont différentes à priori dans les cas de diffusion de neutrino et d'antineutrino.

On peut exprimer la section efficace différentielle en fonction d'autres couples de variables.

- en fonction de (Q^2, ν)

$$\frac{d^2 \sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{\pi}{EK'} \frac{d^2 \sigma}{dE' d\Omega'}$$

- en fonction des variables de Bjorken x et y

$$\frac{d^2 \sigma^{(\pm)}_\nu}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 \left[xy^2 M W_1^{(\pm)} + \nu W_2^{(\pm)} \left[1 - y - \frac{y^2 Q^2}{4\nu^2} \right] + \left(\frac{\pm}{-} \right) \nu W_3^{(\pm)} xy \left[1 - \frac{y}{2} \right] \right] \quad (A,16)$$

Cette formule est à la base de l'extraction des fonctions de structure. Le terme $(M_W^2 / Q^2 + M_W^2)^2$ qui provient du propagateur du W est toujours proche de 1 aux valeurs de Q^2 accessibles par notre expérience. Il est à noter que dans le cas de diffusion de leptons chargés par interaction électromagnétique, le terme de propagateur devient $1/Q^4$; de ce fait la section efficace correspondante décroît avec la quadri-impulsion

transférée, à l'inverse de la diffusion de neutrino où elle en est approximativement indépendante.

B - REMARQUE SUR L'ECRITURE ALTERNATIVE DE LA SECTION EFFICACE

Reproduisons la formule (I,C,2)

$$\frac{d^2 \sigma^{(-)}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 \left[\frac{y^2}{2} 2xF_1^{(-)} + \left[1-y - \frac{Mxy}{2E} \right] F_2^{(-)} + y \left[1 - \frac{y}{2} \right] xF_3^{(-)} \right]$$

La relation de Callan-Gross étant faiblement violée, on a $F_2 \sim 2xF_1$. On rencontre souvent dans les publications expérimentales la quantité :

$$xq_L = F_2 - 2xF_1 \quad (A,17)$$

Notons que xq_L diffère de F_L défini en (I,D,4) de $F_2 Q^2/\nu^2$. On peut également isoler dans la formule (I,C,2) le facteur en $Mxy/2E$ qui est de l'ordre de Q^2/ν^2 . Les sections efficaces peuvent alors se réécrire :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 \left[\frac{2xF_1^{\nu} + xF_3^{\nu}}{2} + \frac{2xF_1^{\nu} - xF_3^{\nu}}{2} (1-y)^2 + xq_L (1-y) - \frac{Mxy}{2E} F_2^{\nu} \right] \quad (A,18)$$

et :

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right]^2 \left[\frac{2xF_1^{\bar{\nu}} - xF_3^{\bar{\nu}}}{2} + \frac{2xF_1^{\bar{\nu}} + xF_3^{\bar{\nu}}}{2} (1-y)^2 + xq_L (1-y) - \frac{Mxy}{2E} F_2^{\bar{\nu}} \right] \quad (A,19)$$

A la limite $Q^2/\nu^2 \rightarrow 0$, (A,18) et (A,19) s'écrivent comme (I,D,6) et (I,D,7). En dehors de cette limite, ce qui est fréquemment le cas dans notre expérience, la mesure de R sera possible grâce aux équations

(I,D,5). Les équations (A,18) et (A,19) ne permettent de mesurer R que si l'on réinjecte la valeur de F_2 .

APPENDICE B : UN MODELE D'EXCITATION DES SAVEURS LOURDES

Le modèle que nous allons présenter est une correction au modèle naïf des partons qui permet de prendre en compte le seuil de production du charme. C'est à Barnett que revient la paternité de ce modèle ("Slow rescaling model") [1.9].

1) Exposé du modèle.

A titre de référence, considérons d'abord la diffusion

$$\nu_{\mu} + d \rightarrow \mu^{-} + u \text{ avec } m_d=0, m_u=0$$

alors $d\sigma/dy = G^2 S/\pi$ avec $S = \xi^2 2ME$. La fraction d'impulsion ξ du quark d s'identifie à la variable de Bjorken x et la section efficace s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} 2x d(x) \cos^2 \theta_c \quad (B,1)$$

En identifiant à l'expression générale (I,C,2) de la section efficace on obtient :

$$\begin{aligned} F_1 &= d(x) \cos^2 \theta_c \\ F_2 &= 2 x d(x) \cos^2 \theta_c \\ F_3 &= 2 d(x) \cos^2 \theta_c \end{aligned} \quad (B,2)$$

qui vérifie, en l'absence de terme longitudinal

$$F_2 = 2xF_1$$

Considérons maintenant la diffusion :

$\nu_{\mu} + d \rightarrow \mu^{-} + c$ avec $m_d = 0$ mais $m_c \neq 0$
alors :

$$d\sigma/dy = G^2(S - m_c^2)/\pi \quad \text{avec} \quad S = \xi^2 2ME$$

et la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} 2\xi d(\xi) \sin^2\theta_c \left(1 - \frac{m_c^2}{S}\right) \quad (B,3)$$

Que vaut ξ dans ce cas ?

Soient p et p' les quadrivecteurs des quarks initial et final respectivement :

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

$$\text{soit :} \quad 2pq - Q^2 = m_c^2$$

or $p = \xi P$ et $P \cdot q = Q^2/2x$ par définition

$$\text{d'où :} \quad \xi = x \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2}\right) \quad (B,4)$$

La fraction d'impulsion portée par le quark frappé ne s'identifie pas à la variable de Bjorken x .

Dans la section efficace (B,3) apparaît un facteur de seuil $T(S)$:

$$T(S) = 1 - m_c^2/S$$

soit en fonction de x, y . et ξ :

$$T(S) = 1 - y + x/\xi y \quad (B,5)$$

On voit que si Q^2 est très supérieur à m_c^2 , $\xi \rightarrow x$ et $T(S) \rightarrow 1$. Dans ce cas on retrouve, hormis le facteur de mélange, l'expression de la diffusion $\nu_{\mu} d \rightarrow \mu^{-} u$.

Si Q^2 est de l'ordre de m_c^2 , $\xi > x$ et $T(S) < 1$. On observe une diminution de la section efficace. De plus, la fraction d'impulsion ξ doit être inférieure ou égale à 1. Cette condition, équivalente à $w^2 \geq m_c^2 + M^2$ intervient dans la section efficace sous forme d'un facteur $\theta(1-\xi)$. Cette condition impose une diminution de l'espace de phase xy à :

$$y(1-x) \geq m_c^2 / 2ME \quad (B,6)$$

Ceci est illustré sur la figure B.1.

Réécrivons la contribution de la transition $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c$ à la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} 2\xi d(\xi) \left[1 - y + \frac{x}{\xi} y\right] \theta(1-\xi) \sin^2 \theta_c \quad (B,7)$$

L'identification à (I,C,2) donne dans ce cas :

$$\begin{aligned} F_1 &= d(\xi) \theta(1-\xi) \sin^2 \theta_c \\ F_2 &= 2 \xi d(\xi) \theta(1-\xi) \sin^2 \theta_c \\ F_3 &= 2 d(\xi) \theta(1-\xi) \sin^2 \theta_c \end{aligned} \quad (B,8)$$

La relation de Callan-Gross s'écrit cette fois : $F_2 = 2\xi F_1$. Par contre la différence $F_2 - 2xF_1$ n'est pas nulle, même en l'absence de partie longitudinale et vaut : $(2M^2 x/Q^2) d(\xi) \sin^2 \theta_c$.

2) Section efficace et fonctions de structure.

On peut, comme au paragraphe E du chapitre 1, sommer les différentes contributions aux sections efficaces différentielles. On trouve cette fois :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy} &= \frac{G^2 ME}{\pi} \left[x[u(x)+d(x)] \cos^2 \theta_c + \xi[u(\xi)+d(\xi)] \sin^2 \theta_c T(S) \right. \\ &\quad + 2xs(x) \sin^2 \theta_c + 2\xi s(\xi) \cos^2 \theta_c T(S) \\ &\quad \left. + (1-y)^2 [x(\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{c}(x)) + (1-y)xq_L(x)] \right] \end{aligned} \quad (B,9)$$

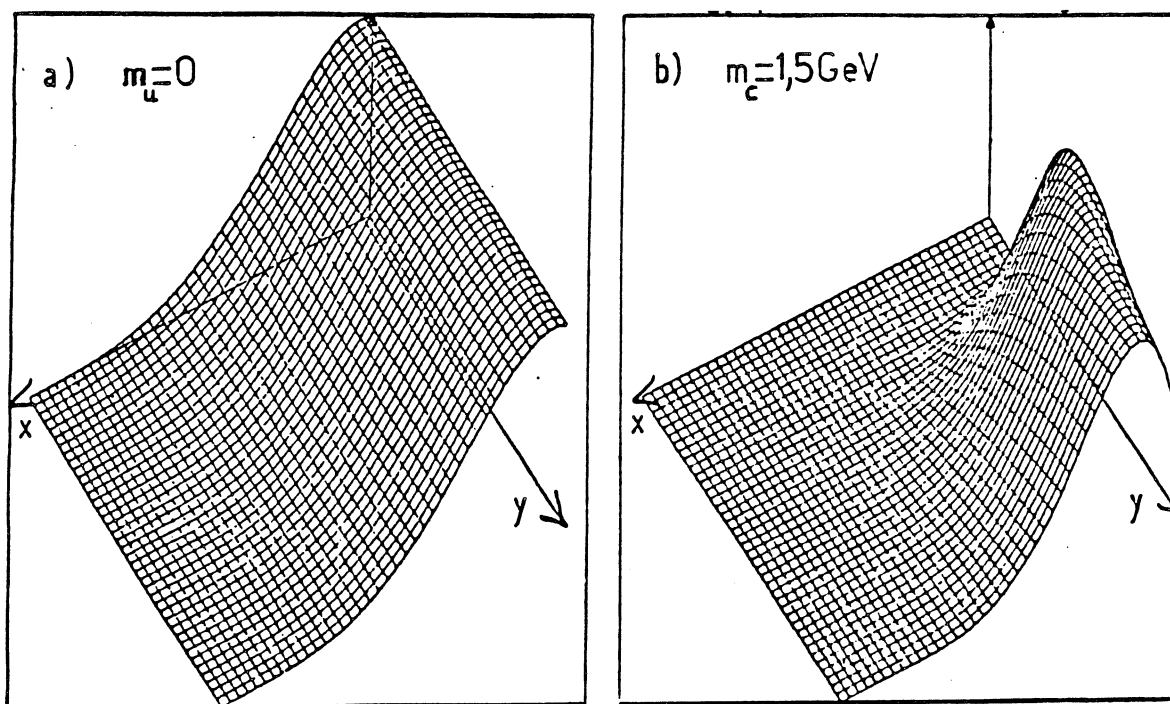


Figure B.1. Effet de la suppression due au seuil de production du charme dans le plan (x, y) .

a) $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$; $m_u = 0$.

b) $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c$; $m_c = 1,5 \text{ GeV}$.

Comme précédemment, on passe de $d^2\sigma(\nu N)/dx dy$ à $d^2\sigma(\bar{\nu} N)/dx dy$ par l'échange :

$$\begin{aligned} u &\longleftrightarrow \bar{u} ; d \longleftrightarrow \bar{d} \\ c &\longleftrightarrow \bar{c} ; s \longleftrightarrow \bar{s} \end{aligned}$$

L'identification de ces dernières expressions à (I,C,2) montre que dans le cadre de ce modèle :

$$\begin{aligned} F_1(\nu N) &\neq F_1(\bar{\nu} N) \\ F_2(\nu N) &\neq F_2(\bar{\nu} N) \\ F_3(\nu N) &\neq F_3(\bar{\nu} N) + 4x[s(x) - c(x)] \end{aligned} \quad (B,10)$$

L'extraction des fonctions de structure s'en trouvera un peu compliquée, comme nous le verrons dans le chapitre IX. Elle sera sujette à un arbitraire supplémentaire puisque la masse du quark charmé est un paramètre libre.

L'effet de l'utilisation de ce modèle sera particulièrement visible à bas x et bas Q^2 ;

- D'une part dans l'équation (B,9) c'est le terme de mer étrange en $\cos^2\theta_c$ qui est le plus affecté, et l'on sait par l'analyse des dimuons [I.10] que la mer étrange n'est importante qu'à bas x .
- D'autre part à grand Q^2 les variables ξ et x coïncident et l'interprétation des fonctions de structure en termes de distributions de partons redevient celle du simple modèle des partons :

$$\begin{aligned} 2xF_1(x) &= q(x) + \bar{q}(x) \\ F_2(x) &= q(x) + \bar{q}(x) + q_L(x) \\ xF_3(x) &= q(x) - \bar{q}(x) \end{aligned}$$

APPENDICE C : PARAMETRISATION DES DISTRIBUTION DE PARTONS

1) Généralités.

Les fonctions de structure publiées par CDHS en 1983) [II.7] ont été paramétrisées par Heinz Dieter Brummel [I,13]. Elles forment un ensemble cohérent que nous avons utilisé par exemple dans les sections efficaces différentielles qui pondèrent les événements pseudo-expérimentaux de la simulation.

Les distributions de partons ont été séparément paramétrisées et respectent les contraintes suivantes :

- Les distributions sont définies positives.
- Les distributions vérifient les règles de somme élémentaires :

$$\text{2 quarks u dans le proton : } \int_0^1 dx \frac{x u_v(x)}{x} = 2$$

$$\text{1 quark d dans le proton : } \int_0^1 dx \frac{x d_v(x)}{x} = 1$$

- L'impulsion est conservée. $\int_0^1 dx [F_2^{\nu N} + xg] = 1$

- L'évolution en Q^2 est établie par QCD.

- Les paramétrisations reproduisent les données de diffusion profondément inélastique.

Les paramétrisations trouvées sont valables dans le domaine cinématique suivant :

$$2 < Q^2 < 200\,000 \text{ GeV}^2$$

$$\nu > 3 \text{ GeV}$$

Définissons les variables :

$$s = \ln [\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]$$

$$s_5 = \ln [\ln(5/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]$$

$$\text{avec } \Lambda = 0,25 \text{ GeV et } Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$$

2) Distribution des gluons.

La distribution des gluons issue de l'analyse QCD de 1983 a été paramétrisée en :

$$\bullet \quad x g(x, Q^2 > 5 \text{ GeV}^2) = A(1+Bx)^E C(1-x)^D + F(1-x)^G + K[x(1-x)]^L$$

avec :

$$\begin{aligned} A &= 1,587 + 9,370(s-s_5) - 4,199(s-s_5)^2 \\ B &= 27,79 - 26,92(s-s_5) + 5,792(s-s_5)^2 \\ C &= 0,5664 - 0,2927(s-s_5) + 6,266(s-s_5)^2 \\ D &= 5,616 + 9,988(s-s_5) + 0,2511(s-s_5)^2 \\ E &= 1,000 + 4,578(s-s_5) - 2,924(s-s_5)^2 \\ F &= 0,2263(s-s_5) + 1,943(s-s_5)^2 \\ G &= -7,596 + 5,994/(1 - 0,5x)^{185,2} \\ K &= 0,4414(s-s_5)^{10,12} \\ L &= 9,421 - 4,279/s^{0,3396} \end{aligned}$$

$$\bullet \quad x g(x, Q_0^2 \leq Q^2 \leq 5 \text{ GeV}^2) = A(1+Bx)^E C(1-x)^D$$

avec :

$$\begin{aligned} A &= 0,0794 + 3,540s + 12,30s^2 \\ B &= 99 - 338s + 145s^2 \end{aligned}$$

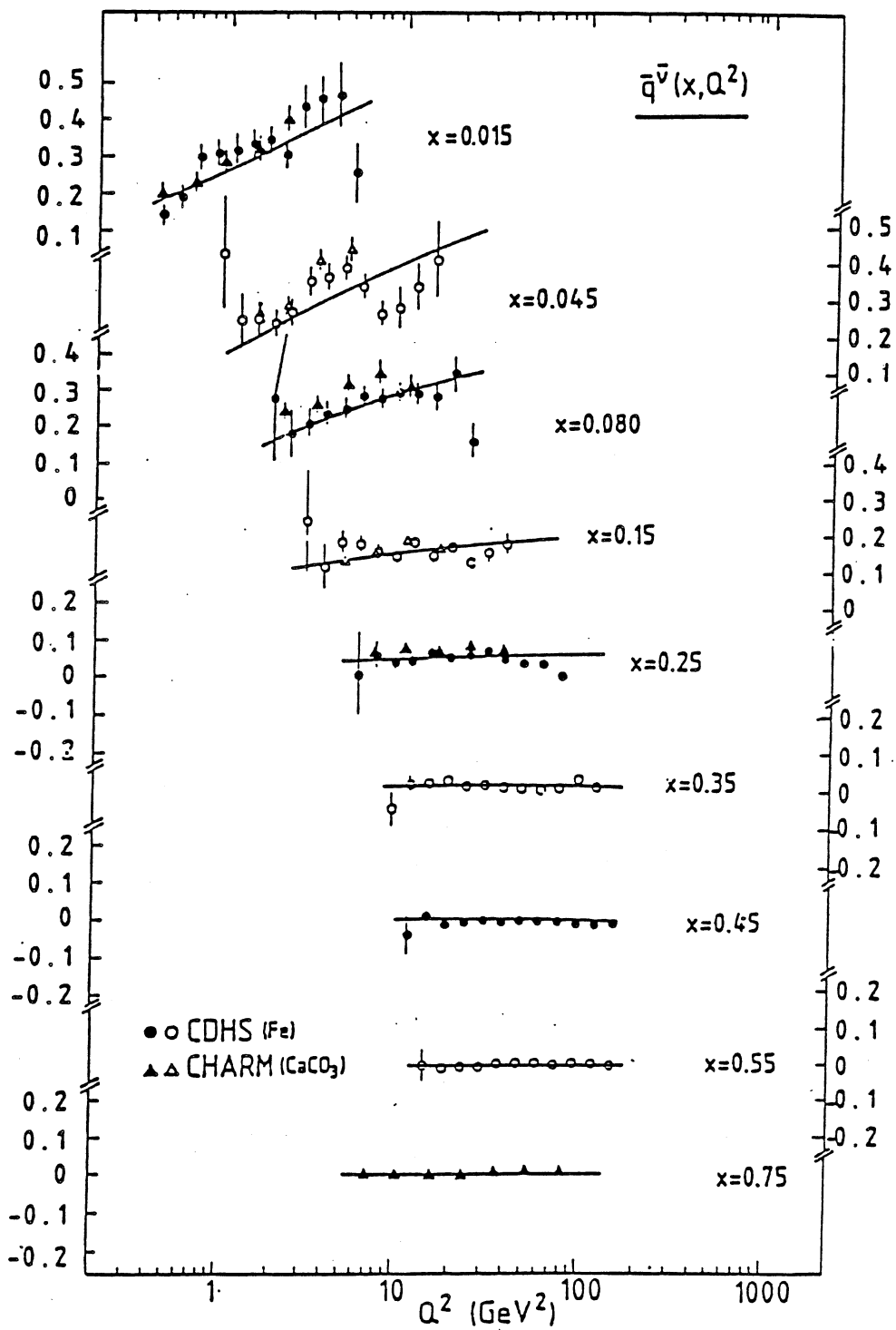


Figure C.1. Comparaison des paramétrisations de $\bar{q}_v$ et des mesures de CDHS (1983) et CHARM (1983).

$$C = 1,380 - 5,98s + 10,72s^2$$

$$D = 6,715 - 8,20s + 15,00s^2$$

- $x g(x, Q^2 < Q_0^2) = x g(x, Q_0^2)$

3) Distributions de la mer.

La distribution $\bar{q}_\nu$ et le rapport :

$$2\bar{s}/(\bar{u}+\bar{d}) = 0,5 \text{ pour } \nu = 30 \text{ GeV}$$

mesurés par CDHS sont utilisés. L'hypothèse $x\bar{u}(x, Q^2) = x\bar{d}(x, Q^2)$ favorisée par les résultats de BEBC-WA25 et CDHS-Hydrogène est également employée.

La paramétrisation de $x\bar{q}(q=u, d, s)$ est de la forme :

$$x\bar{q}(x, Q^2 \geq Q_0^2) = A(1-x)^B + C e^{-Dx}$$

$$x\bar{q}(x, Q^2 < Q_0^2) = x\bar{q}(x, Q^2 = Q_0^2) \alpha^E (1-x)^{\beta F}$$

avec : $\alpha = Q^2/Q_0^2$; $\beta = Q^2 - Q_0^2$

- $x\bar{u}(x, Q^2) = x\bar{d}(x, Q^2)$. Les coefficients sont :

$$A = 0,1434 + 0,1376s - 0,0664s^2$$

$$B = 6,342 + 1,583s + 0,0722s^2$$

$$C = -0,0881s + 0,2401s^2$$

$$D = 3,371 + 33,67s - 8,835s^2$$

$$E = 0,2688$$

$$F = -0,3164$$

- $x\bar{s}(x, q^2)$. Les coefficients sont :

$$A = -0,0112 + 0,2583s - 0,1043s^2$$

$$B = 5,626 + 3,435s - 0,7481s^2$$

$$C = 0,1028 - 0,2163s + 0,2742s^2$$

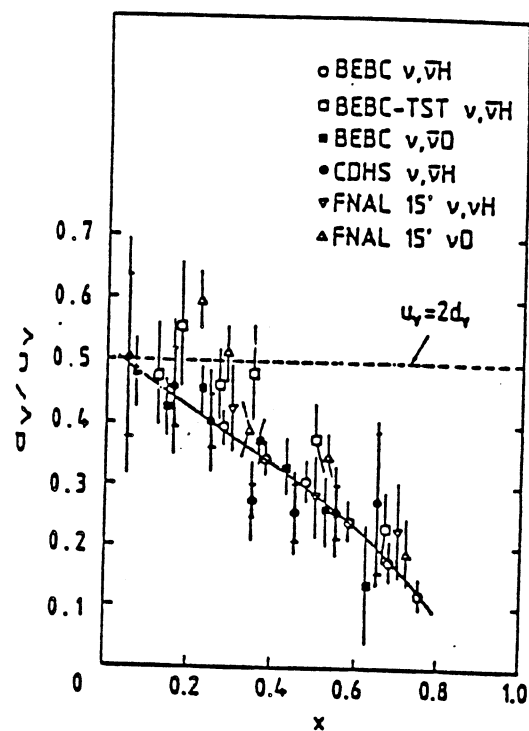


Figure C.2. Valeurs mesurées du rapport d_v/u_v .

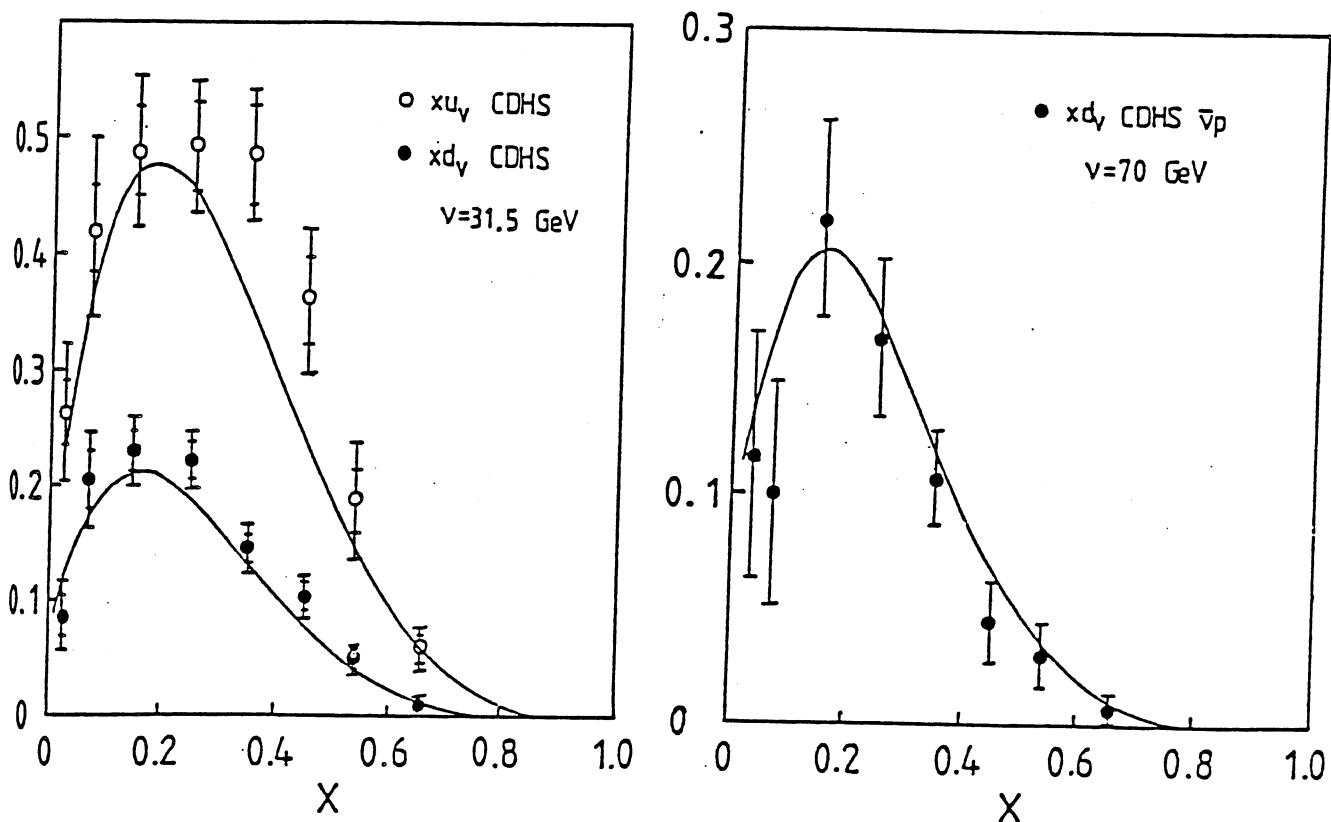


Figure C.3. Comparaison des paramétrisations de la valence et des distributions mesurées dans l'expérience CDHS-hydrogène.

$$D = 11,62 + 5,062s + 7,407s^2$$

$$E = 0,0123$$

$$F = -1,913$$

La paramétrisation résultante de $\bar{q}_v = x[\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s}]$ est comparée aux mesures de CDHS (83) et CHARM (83) sur la figure C-1.

4) Distributions de valence.

La distribution $x F_3$ mesurée par CDHS ainsi que le rapport d_v/u_v mesuré par différentes collaborations (cf figure C-2) sont utilisés ; ce rapport est approximativement égal à :

$$d_v/u_v = 0,55 (1 - x)$$

la courbe indiquée sur la figure provient des paramétrisations. Ces paramétrisations sont de la forme :

$$v = K/N x^A (1 - x)^B (1 + Cx^D) HT$$

$$\text{avec : } HT = 1 + (1,52 x^{3,693}) / [(1-x)Q^2]$$

$$\text{et : } N = [\Gamma(A)/\Gamma(A+B+1) + C\Gamma(A+D)/\Gamma(A+B+D+1)] \Gamma(B+1)$$

- $xu_v(x, Q^2 \geq 2,2 \text{ GeV}^2)$. Les coefficients sont :

$$K = 2$$

$$A = 0,1759 + 0,0958s - 0,0769s^2$$

$$B = 2,348 + 2,155s - 0,648s^2$$

$$C = 13,68 - 10,17s + 5,00s^2$$

$$D = 0,705 + 0,084s - 0,188s^2$$

$$\text{et : } xu_v(x, Q^2 < 2,2 \text{ GeV}^2) = xu_v(x, Q^2 = 2,2 \text{ GeV}^2)$$

- $xd_v(x, Q^2 \geq 2,2 \text{ GeV}^2)$. Les coefficients sont :

$$K = 1$$

$$A = 0,2055 - 0,0061s + 0,00218s^2$$

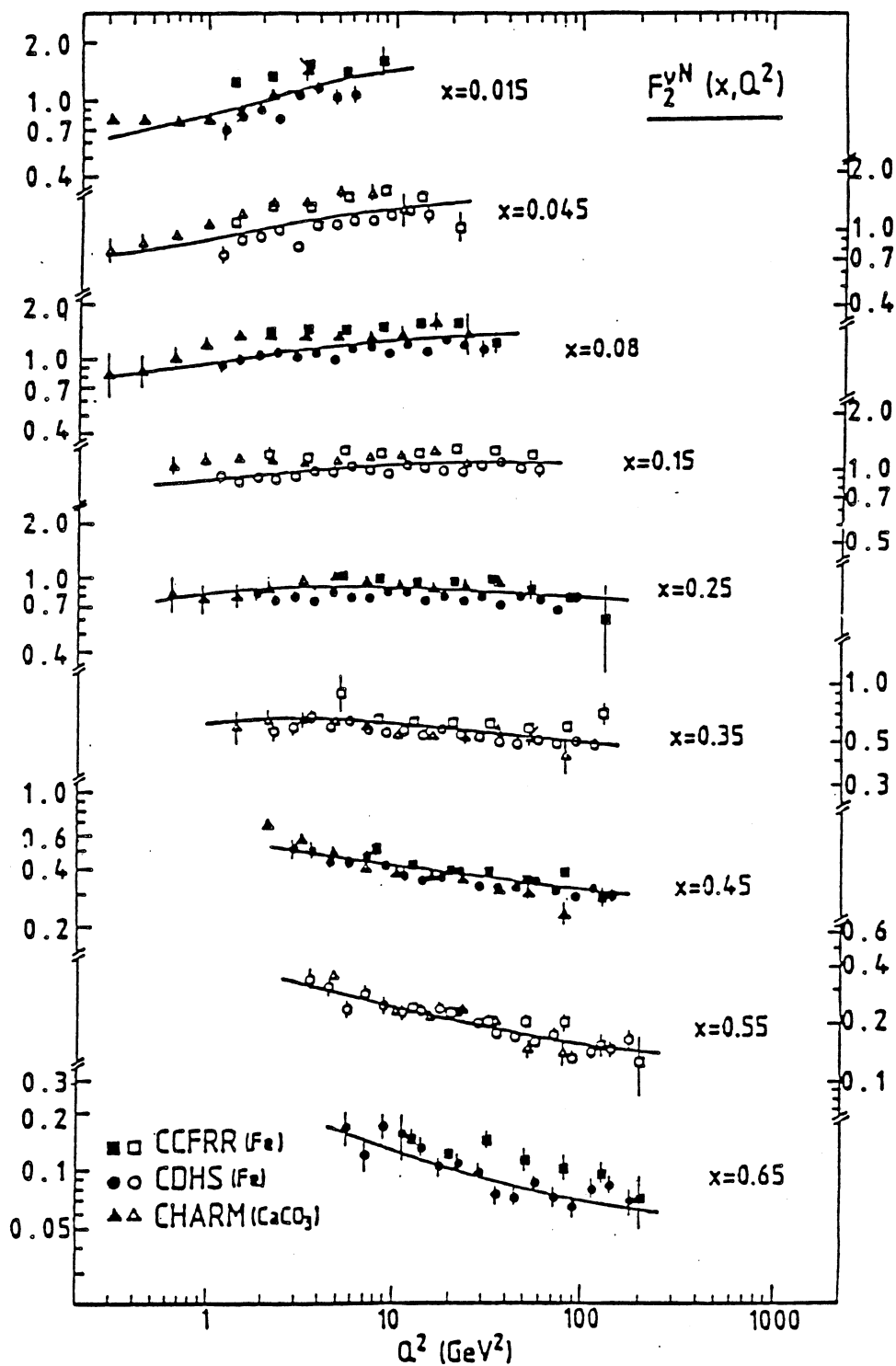


Figure C.4. Comparaison de la paramétrisation de F_2 aux distributions mesurées par CDHS (1983), CHARM (1983) et CCFRR (1984).

$$\begin{aligned}
B &= 4,228 + 0,794s - 0,012s^2 \\
C &= 21,02 - 16,49s + 3,75s^2 \\
D &= 1,181 - 0,353s + 0,016s^2 \\
\text{et : } x d_V(x, Q^2 < 2,2 \text{ GeV}^2) &= x d_V(x, Q^2 = 2,2 \text{ GeV}^2)
\end{aligned}$$

Ces paramétrisations sont comparées aux distributions expérimentales mesurées par CDHS-hydrogène sur la figure C-3. La paramétrisation de la fonction de structure F_2 reconstruite à partir des paramétrisations de valence, de mer et de la fonction de structure longitudinale (voir paragraphe suivant) est comparée aux distributions mesurées par CDHS(83), CHARM(83), CCFRR(84) sur la figure C-4.

5) Fonction de structure longitudinale.

La fonction de structure longitudinale F_L est prédite de façon absolue par QCD :

$$F_L[x, Q^2] = \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\frac{x}{y} \right]^2 \left[\frac{4}{3} F_2[y, Q^2] + 2N_f \left[1 - \frac{x}{y} \right] y g[y, Q^2] \right]$$

L'intégration numérique des paramétrisations de F_2 et de xg données précédemment, avec $\Lambda = 0,25 \text{ GeV}$, fournit donc une prédiction QCD de $F_L(x, Q^2)$. Cette fonction n'a pas été paramétrisée individuellement.

APPENDICE D : MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE EN WBB

1) Expressions de la section efficace différentielle.

Nous utiliserons les notations définies au chapitre VI. Rappelons les deux expressions reliant les nombres d'événements à la section efficace différentielle dans les données et la simulation :

$$D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx' dy' dE' \int_0^1 \int_0^1 \int_0^{E_{\max}} dx dy dE \quad (D,1)$$

$$R(x, y, E, x', y', E') A(x, y, E) \Phi(E) K \approx \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E)$$

et

$$MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx' dy' dE' \int_0^1 \int_0^1 \int_0^{E_{\max}} dx dy dE \quad (D,2)$$

$$R(x, y, E, x', y', E') A(x, y, E) \Phi^{MC}(E) \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x, y, E)$$

avec :

$$\Phi^{MC}(E) = \Phi(E)/\beta \quad (D,3)$$

et nous nous placerons dans le cas où :

$$d^2 \sigma / dx dy(x, y, E) = \alpha d^2 \sigma^{MC} / dx dy(x, y, E) \quad (D,4)$$

Alors (D,2) se réécrit :

$$MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx' dy' dE' \int_0^1 \int_0^1 \int_0^{E_{\max}} dx dy dE \quad (D,5)$$

$$R(x, y, E, x', y', E') A(x, y, E) \frac{\Phi(E)}{\beta} \frac{1}{\alpha} \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E)$$

α est obtenu par élimination des intégrales communes entre (D,1) et (D,5) :

$$\alpha = D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / K \epsilon \beta \quad (D,6)$$

d'où par remplacement dans (D,4) :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E) = \frac{D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}{MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)} \frac{1}{K \epsilon \beta} \frac{d^2 \sigma}{dx dy}^{MC}(x, y, E) \quad (D,7)$$

Cette expression n'est pas exploitable immédiatement car le facteur β est inconnu en WBB en l'absence de monitoring du faisceau. La relation (D,3) qui définit β ne fait intervenir que la variable E . Il est donc possible de trouver une relation entre β et les nombres d'événements observés dans un intervalle d'énergie donné.

Calcul de β .

La somme des nombres d'événements $D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)$ sur tout le plan (x, y) fournit le nombre d'événements $D(E_c, \Delta E)$:

$$D(E_c, \Delta E) = \int_0^1 \int_0^1 \int_{\Delta E} dx' dy' dE' \int_0^1 \int_0^1 \int_0^{E_{max}} dx dy dE \quad (D,8)$$

$$R(x, y, E, x', y', E') A(x, y, E) \Phi(E) K \epsilon \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E)$$

L'intégration de la probabilité de migration à trois dimensions sur toutes les positions d'arrivée possibles dans le plan (x, y) mène à une probabilité de migration $R(E, E')$ à une dimension :

$$\int_0^1 \int_0^1 dx' dy' R(x, y, E, x', y', E') = R(E, E')$$

d'où dans (D,8)

$$D(E_c, \Delta E) = K \epsilon \int_{\Delta E} dE' \int_0^{E_{max}} dE R(E, E') \Phi(E) E \int_0^1 \int_0^1 dx dy A(x, y, E) \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E) \quad (D,9)$$

De la même façon, on obtient le nombre d'événements pseudo-experimentaux dans un intervalle d'énergie donné :

$$MC(E_c, \Delta E) = \frac{1}{\beta} \int_{\Delta E} dE' \int_0^{E_{max}} dE R(E, E') \Phi(E) E \int_0^1 \int_0^1 dx dy A(x, y, E) \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x, y, E) \quad (D,10)$$

Si les sections efficaces différentielles cherchée et simulée ont la même forme (hypothèse de départ (D,4)), et si l'acceptance géométrique et cinématique du détecteur est correctement reproduite dans la simulation, nous pouvons écrire :

$$\frac{\int_0^1 \int_0^1 dx dy A(x, y, E) \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x, y, E)}{\int_0^1 \int_0^1 dx dy \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x, y, E)} = \frac{\int_0^1 \int_0^1 dx dy A(x, y, E) \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E)}{\int_0^1 \int_0^1 dx dy \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E)} \quad (D,11)$$

or :

- $d^2 \sigma^{MC}/dx dy(x, y, E) = E Q(x, y, E) / \iint dx dy Q(x, y, E)$

$$d'où \int_0^1 \int_0^1 dx dy 1/E d^2 \sigma^{MC}/dx dy(x, y, E) = 1$$

- par définition $\sigma(E)/E = \iint dx dy 1/E d^2 \sigma/dx dy(x, y, E)$

où $\sigma(E)/E$ ne dépend pas de l'énergie (cf Chap. VI).

(D,11) se réécrit alors :

$$\int_0^1 \int_0^1 dx dy A(x, y, E) \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x, y, E) = \frac{\int_0^1 \int_0^1 dx dy A(x, y, E) \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x, y, E)}{\sigma(E)/E}$$

que l'on remplace dans l'expression de $MC(E_c, \Delta E)$:

$$MC(E_c, \Delta E) = \frac{1}{\beta \sigma(E_0)/E_0} \int_{\Delta E} dE' \int_0^{E_{max}} dE R(E, E') \Phi(E) E \int_0^1 \int_0^1 dx dy A(x, y, E) \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x, y, E) \quad (D,12)$$

L'élimination des intégrales faisant intervenir la résolution et l'acceptance entre (D,9) et (D,12) permet d'exprimer β :

$$\beta = D(E_c, \Delta E) / MC(E_c, \Delta E) 1/[k \epsilon \sigma(E)/E]$$

Le remplacement de β dans (D,7) donne une première expression de la section efficace différentielle :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy}(x,y,E) = \frac{D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / D(E_c, \Delta E)}{MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / MC(E_c, \Delta E)} \frac{\sigma(E)}{E} \frac{d^2\sigma^{MC}}{dx dy}(x,y,E) \quad (D,13)$$

Expression à l'aide de "facteurs correctifs d'acceptance globale"

Les sections efficaces différentielles peuvent être extraites en utilisant l'expression (D,13). Nous allons démontrer une expression formellement équivalente dans laquelle la section efficace utilisée dans la simulation est remplacée par les nombres d'événements engendrés.

Le nombre d'événements pseudo-expérimentaux "engendrés", c'est-à-dire sans application des résolutions et des coupures, dans une cellule à trois dimensions en x, y et E s'écrit :

$$GEN(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta E} dx dy dE \phi^{MC}(E) \frac{d^2\sigma^{MC}}{dx dy}(x,y,E) \quad (D,14)$$

Par le théorème de la moyenne appliqué à l'intégrale sur x et y , il existe un point (x_0, y_0, E_0) de la cellule, fixé par la forme du flux et de la section efficace différentielle dans la cellule, tel que :

$$GEN(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \Delta x \Delta y \frac{1}{E_0} \frac{d^2\sigma}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) \int_{\Delta E} dE \phi^{MC}(E) E \quad (D,15)$$

D'autre part, la somme des nombres d'événements pseudo-expérimentaux sur tout le plan (x,y) d'une cellule en énergie s'écrit :

$$GEN(E_c, \Delta E) = \int_{\Delta E} dE \phi^{MC}(E) \int_0^1 \int_0^1 dx dy \frac{d^2\sigma^{MC}}{dx dy}(x,y,E)$$

et comme $d^2\sigma^{MC}/dx dy(x,y,E)$ est normalisée à E :

$$GEN(E_c, \Delta E) = \int_{\Delta E} dE \phi^{MC}(E) E$$

Le remplacement de l'intégrale dans (D,15) donne :

$$\frac{d^2 \sigma^{MC}}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) = \frac{E_0}{\Delta x \Delta y} \frac{GEN(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}{GEN(E_c, \Delta E)}$$

d'où la section efficace différentielle cherchée par remplacement dans (D,13) :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) = \frac{D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}{MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)} \frac{MC(E_c, \Delta E) / GEN(E_c, \Delta E)}{D(E_c, \Delta E)} \frac{\sigma(E_0)}{\Delta x \Delta y} \frac{1}{GEN(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}$$

En définissant les facteurs correctifs d'acceptance globale COR qui tiennent compte à la fois de l'acceptance limitée de détecteur et de ses résolutions :

- $COR(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) = \frac{MC(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}{GEN(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}$
- $COR(E_c, \Delta E) = \frac{MC(E_c, \Delta E)}{GEN(E_c, \Delta E)}$

nous obtenons une deuxième expression de la section efficace différentielle :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy}(x_0, y_0, E_0) = \frac{D(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E) / COR(x_c, \Delta x, y_c, \Delta y, E_c, \Delta E)}{D(E_c, \Delta E) / COR(E_c, \Delta E)} \frac{\sigma(E_0)}{\Delta x \Delta y} \quad (D,16)$$

2) Mesure de la section efficace totale en NBB.

La section efficace totale apparaît explicitement dans les expressions de la section efficace différentielle. Nous allons donner les grandes lignes de l'analyse qui aboutit à leur détermination dans le cas du faisceau à bande étroite. Ainsi que nous l'avons mentionné (Cf. Chap. III), on mesure le nombre de hadrons parents :

$$BCT = BCT^\pi + BCT^K$$

ainsi que la fraction de π et de K au moyen du compteur Cerenkov :

$$C_{K\pi} = BCT^K / BCT^\pi$$

Le flux de neutrinos est fonction des nombres de π et de K , des probabilités de désintégration respectives $P^\pi(E)$, $P^K(E)$ de ces hadrons et des acceptances $A^\pi(E)$, $A^K(E)$ de la ligne de faisceau :

$$\Phi(E) = BCT^\pi \cdot P^\pi(E) \cdot A^\pi(E) + BCT^K \cdot P^K(E) \cdot A^K(E)$$

soit :

$$\Phi(E) = BCT / (1 + C_{K\pi}) [P^\pi(E) \cdot A^\pi(E) + C_{K\pi} \cdot P^K(E) \cdot A^K(E)]$$

En utilisant les notations précédentes, le nombre d'événements observés dans un intervalle d'énergie centré en E_c et de largeur ΔE est lié à la section efficace totale $\sigma(E)$ cherchée par :

$$D(E_c, \Delta E) = \int_{\Delta E} dE \int_0^{E_{max}} dE' R(E', E) A(E') \Phi(E') K \epsilon \sigma(E')$$

Ici également on s'affranchit de l'acceptance et de la résolution pour déterminer $\sigma(E)$ au moyen d'une méthode de Monte-Carlo dans laquelle le flux de neutrinos provenant de π et de K est soigneusement simulé (DECAY TURTLE).

Le nombre d'événements simulés s'écrit :

$$MC(E_c, \Delta E) = \int_{\Delta E} dE \int_0^{E_{max}} dE' R(E', E) A(E') \Phi^{MC}(E') \sigma^{MC}(E')$$

et on démontre de la même façon qu'au paragraphe 1 :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma^{MC}(E)}{E} \frac{D(E_c, \Delta E)}{MC(E_c, \Delta E)} \frac{\Phi^{MC}(E)}{\Phi(E)} \frac{1}{K \epsilon}$$

La séparation des événements d'interactions de neutrinos issus de π ou de K permet de donner une valeur de la pente de la section efficace dans deux domaines d'énergie.

Les erreurs systématiques sur la section efficace totale proviennent principalement du nombre BCT et du rapport Cerenkov $C_{K\pi}$.

APPENDICE E : VALEURS DES SECTIONS EFFICACES MESUREES

Les tables qui suivent contiennent les valeurs de la section efficace différentielle mesurée pour chaque cellule en énergie.

On trouvera à la suite :

- Les sections efficaces différentielles ν_{Fer} : "neutrino beam"
- les sections efficaces différentielles $\bar{\nu}_{\text{Fer}}$: "antineutrino beam"

Dans chaque case du plan (x,y) sont données :

- La valeur de la section efficace différentielle
- L'erreur statistique
- L'erreur systématique

Les cases vides correspondent aux valeurs non utilisées à cause de la coupure sur l'acceptance globale :

$$0,7 < \text{COR}(x,y,E) < 1,3$$

dσ/Edxdy in bin 1 <E>= 23.0 neutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015									0.733 +0.052 +0.092	0.771 +0.047 +0.084	0.873 +0.046 +0.078	0.856 +0.039 +0.075	
<X>=0.045									1.290 +0.078 +0.156	1.156 +0.059 +0.141	1.283 +0.059 +0.130	1.268 +0.050 +0.123	
<X>=0.080									1.553 +0.076 +0.154	1.541 +0.065 +0.129	1.462 +0.056 +0.110	1.564 +0.049 +0.100	
<X>=0.125									1.599 +0.069 +0.161	1.611 +0.060 +0.139	1.635 +0.054 +0.122	1.531 +0.045 +0.113	
<X>=0.175									1.426 +0.061 +0.119	1.698 +0.063 +0.101	1.537 +0.051 +0.088	1.525 +0.046 +0.080	
<X>=0.225									1.464 +0.070 +0.125	1.434 +0.056 +0.108	1.459 +0.050 +0.095	1.409 +0.043 +0.087	
<X>=0.275									1.317 +0.061 +0.087	1.297 +0.052 +0.070	1.409 +0.051 +0.057	1.219 +0.042 +0.049	
<X>=0.350									1.063 +0.041 +0.065	1.091 +0.037 +0.057	0.991 +0.030 +0.051	1.002 +0.028 +0.047	
<X>=0.450									0.773 +0.034 +0.057	0.673 +0.027 +0.052	0.713 +0.025 +0.048	0.627 +0.021 +0.046	
<X>=0.550									0.468 +0.025 +0.038	0.472 +0.023 +0.034	0.406 +0.018 +0.031	0.372 +0.016 +0.029	
<X>=0.650									0.279 +0.018 +0.027	0.266 +0.015 +0.021	0.221 +0.013 +0.016	0.175 +0.010 +0.014	

dσ/Edxdy in bin 2 <E>= 29.9 neutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015									0.792 +0.062 +0.102	0.813 +0.061 +0.093	0.868 +0.051 +0.085	0.985 +0.052 +0.078	1.055 +0.048 +0.075
<X>=0.045									1.125 +0.069 +0.170	1.351 +0.075 +0.154	1.277 +0.067 +0.139	1.437 +0.062 +0.128	1.399 +0.054 +0.121
<X>=0.080									1.521 +0.077 +0.180	1.505 +0.071 +0.154	1.506 +0.062 +0.130	1.589 +0.057 +0.111	1.559 +0.050 +0.100
<X>=0.125									1.597 +0.074 +0.184	1.644 +0.067 +0.161	1.615 +0.063 +0.139	1.668 +0.056 +0.122	1.602 +0.045 +0.112
<X>=0.175									1.575 +0.077 +0.137	1.562 +0.067 +0.119	1.643 +0.063 +0.102	1.590 +0.055 +0.089	1.557 +0.047 +0.082
<X>=0.225									1.502 +0.073 +0.143	1.388 +0.064 +0.125	1.514 +0.058 +0.108	1.454 +0.051 +0.095	1.536 +0.046 +0.087
<X>=0.275									1.339 +0.063 +0.109	1.253 +0.056 +0.089	1.388 +0.054 +0.070	1.266 +0.048 +0.056	1.295 +0.044 +0.047
<X>=0.350									1.084 +0.043 +0.072	1.053 +0.039 +0.064	1.052 +0.036 +0.057	1.073 +0.033 +0.051	0.961 +0.026 +0.048
<X>=0.450									0.775 +0.036 +0.063	0.714 +0.031 +0.057	0.673 +0.027 +0.052	0.641 +0.024 +0.049	0.615 +0.021 +0.046
<X>=0.550									0.466 +0.027 +0.042	0.435 +0.022 +0.038	0.398 +0.019 +0.034	0.411 +0.019 +0.030	0.378 +0.016 +0.029
<X>=0.650									0.257 +0.018 +0.034	0.253 +0.015 +0.027	0.215 +0.013 +0.021	0.193 +0.011 +0.017	0.167 +0.009 +0.014

$d\sigma/Edxdy$ in bin 3 $\langle E \rangle = 38.9$ neutrino beam

$\langle Y \rangle$	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
$\langle X \rangle = 0.015$							0.858 +0.070 +0.121	0.973 +0.067 +0.110	1.013 +0.062 +0.098	1.086 +0.067 +0.088	1.144 +0.063 +0.079	1.190 +0.052 +0.074	
$\langle X \rangle = 0.045$							1.336 +0.103 +0.151	1.177 +0.075 +0.139	1.315 +0.074 +0.126	1.494 +0.073 +0.114	1.525 +0.072 +0.105	1.517 +0.055 +0.099	
$\langle X \rangle = 0.080$							1.585 +0.094 +0.178	1.568 +0.081 +0.157	1.623 +0.079 +0.134	1.654 +0.070 +0.113	1.621 +0.066 +0.097	1.779 +0.054 +0.088	
$\langle X \rangle = 0.125$							1.604 +0.087 +0.171	1.756 +0.079 +0.153	1.664 +0.070 +0.134	1.642 +0.062 +0.117	1.684 +0.059 +0.104	1.760 +0.047 +0.096	
$\langle X \rangle = 0.175$							1.587 +0.085 +0.132	1.586 +0.074 +0.121	1.716 +0.072 +0.110	1.574 +0.060 +0.100	1.648 +0.056 +0.092	1.782 +0.047 +0.087	
$\langle X \rangle = 0.225$							1.450 +0.081 +0.110	1.499 +0.079 +0.098	1.418 +0.065 +0.087	1.528 +0.060 +0.076	1.466 +0.059 +0.068	1.562 +0.044 +0.063	
$\langle X \rangle = 0.275$							1.418 +0.080 +0.095	1.342 +0.072 +0.084	1.437 +0.065 +0.073	1.347 +0.056 +0.063	1.282 +0.052 +0.055	1.423 +0.043 +0.051	
$\langle X \rangle = 0.350$							1.144 +0.053 +0.073	1.011 +0.042 +0.063	0.985 +0.038 +0.052	1.027 +0.036 +0.042	0.946 +0.031 +0.034	0.998 +0.025 +0.029	
$\langle X \rangle = 0.450$							0.696 +0.040 +0.053	0.671 +0.033 +0.047	0.664 +0.030 +0.042	0.657 +0.027 +0.037	0.661 +0.027 +0.033	0.634 +0.020 +0.031	
$\langle X \rangle = 0.550$							0.480 +0.032 +0.051	0.479 +0.032 +0.045	0.385 +0.021 +0.039	0.377 +0.019 +0.034	0.320 +0.016 +0.029	0.324 +0.013 +0.027	
$\langle X \rangle = 0.650$							0.253 +0.022 +0.033	0.244 +0.018 +0.034	0.209 +0.014 +0.027	0.191 +0.013 +0.021	0.140 +0.010 +0.017	0.148 +0.008 +0.014	

$d\sigma/Edxdy$ in bin 4 $\langle E \rangle = 50.5$ neutrino beam

$\langle Y \rangle$	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
$\langle X \rangle = 0.015$						0.858 +0.091 +0.128	1.059 +0.089 +0.119	1.021 +0.076 +0.110	1.028 +0.067 +0.100	1.110 +0.066 +0.091	1.081 +0.054 +0.085	1.244 +0.045 +0.081	
$\langle X \rangle = 0.045$						1.352 +0.118 +0.158	1.487 +0.114 +0.149	1.423 +0.097 +0.140	1.435 +0.085 +0.130	1.530 +0.077 +0.121	1.540 +0.063 +0.114	1.583 +0.048 +0.110	
$\langle X \rangle = 0.080$						1.785 +0.132 +0.199	1.562 +0.098 +0.179	1.449 +0.083 +0.157	1.676 +0.081 +0.135	1.784 +0.078 +0.114	1.853 +0.059 +0.098	1.772 +0.048 +0.089	
$\langle X \rangle = 0.125$						1.696 +0.114 +0.191	1.507 +0.089 +0.175	1.667 +0.085 +0.156	1.734 +0.075 +0.137	1.738 +0.068 +0.119	1.695 +0.050 +0.106	1.798 +0.042 +0.098	
$\langle X \rangle = 0.175$						1.746 +0.107 +0.143	1.749 +0.106 +0.133	1.614 +0.079 +0.122	1.688 +0.074 +0.111	1.611 +0.067 +0.101	1.736 +0.054 +0.093	1.610 +0.040 +0.088	
$\langle X \rangle = 0.225$						1.629 +0.103 +0.119	1.449 +0.085 +0.109	1.611 +0.081 +0.098	1.570 +0.076 +0.087	1.505 +0.064 +0.077	1.516 +0.051 +0.069	1.519 +0.038 +0.065	
$\langle X \rangle = 0.275$						1.256 +0.091 +0.101	1.501 +0.087 +0.092	1.464 +0.078 +0.082	1.266 +0.062 +0.072	1.254 +0.055 +0.063	1.303 +0.045 +0.056	1.308 +0.036 +0.052	
$\langle X \rangle = 0.350$						1.088 +0.060 +0.083	1.052 +0.057 +0.074	1.036 +0.048 +0.063	1.009 +0.042 +0.053	0.991 +0.036 +0.043	0.977 +0.028 +0.035	0.920 +0.021 +0.031	
$\langle X \rangle = 0.450$						0.845 +0.053 +0.058	0.748 +0.045 +0.053	0.683 +0.037 +0.047	0.637 +0.031 +0.042	0.642 +0.029 +0.036	0.624 +0.022 +0.032	0.575 +0.016 +0.030	
$\langle X \rangle = 0.550$						0.451 +0.038 +0.056	0.411 +0.030 +0.051	0.371 +0.025 +0.045	0.364 +0.024 +0.039	0.345 +0.020 +0.034	0.341 +0.016 +0.030	0.328 +0.012 +0.027	
$\langle X \rangle = 0.650$						0.282 +0.026 +0.036	0.218 +0.020 +0.033	0.187 +0.016 +0.034	0.177 +0.015 +0.027	0.148 +0.012 +0.021	0.157 +0.009 +0.017	0.131 +0.006 +0.014	

dσ/Edxdy in bin 5 <E>= 65.7 neutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015					0.967 +0.111 +0.086	1.128 +0.117 +0.086	1.029 +0.097 +0.086	1.019 +0.079 +0.086	1.272 +0.081 +0.086	1.257 +0.059 +0.086	1.240 +0.044 +0.086	1.212 +0.041 +0.086	1.245 +0.041 +0.086
<X>=0.045					1.503 +0.142 +0.209	1.598 +0.139 +0.192	1.727 +0.119 +0.173	1.725 +0.110 +0.152	1.837 +0.100 +0.131	1.849 +0.074 +0.111	1.702 +0.053 +0.096	1.510 +0.046 +0.087	1.709 +0.050 +0.085
<X>=0.080					1.629 +0.131 +0.132	1.582 +0.121 +0.129	1.934 +0.111 +0.125	1.752 +0.096 +0.121	1.915 +0.090 +0.116	1.749 +0.063 +0.112	1.801 +0.049 +0.109	1.717 +0.045 +0.107	1.768 +0.044 +0.107
<X>=0.125					1.734 +0.122 +0.133	1.709 +0.111 +0.126	1.754 +0.098 +0.119	1.880 +0.091 +0.110	1.781 +0.078 +0.102	1.860 +0.059 +0.094	1.890 +0.045 +0.088	1.704 +0.040 +0.084	1.731 +0.041 +0.083
<X>=0.175					1.598 +0.118 +0.149	1.656 +0.105 +0.138	1.712 +0.098 +0.124	1.730 +0.086 +0.110	1.756 +0.078 +0.095	1.669 +0.056 +0.082	1.744 +0.043 +0.071	1.566 +0.038 +0.065	1.691 +0.042 +0.063
<X>=0.225					1.757 +0.124 +0.110	1.615 +0.104 +0.102	1.593 +0.091 +0.091	1.729 +0.086 +0.080	1.485 +0.069 +0.069	1.380 +0.049 +0.058	1.528 +0.040 +0.050	1.447 +0.037 +0.046	1.470 +0.038 +0.044
<X>=0.275					1.525 +0.116 +0.093	1.211 +0.090 +0.085	1.303 +0.086 +0.076	1.470 +0.080 +0.066	1.408 +0.070 +0.056	1.288 +0.049 +0.046	1.251 +0.037 +0.039	1.214 +0.033 +0.035	1.160 +0.032 +0.034
<X>=0.350					1.108 +0.073 +0.072	1.122 +0.062 +0.066	1.063 +0.053 +0.059	1.036 +0.048 +0.051	1.046 +0.043 +0.044	0.964 +0.031 +0.036	0.961 +0.023 +0.031	0.951 +0.022 +0.028	
<X>=0.450					0.757 +0.056 +0.064	0.797 +0.053 +0.060	0.684 +0.043 +0.055	0.703 +0.038 +0.050	0.598 +0.031 +0.044	0.575 +0.023 +0.039	0.565 +0.017 +0.035	0.601 +0.017 +0.032	
<X>=0.550					0.405 +0.038 +0.059	0.451 +0.036 +0.054	0.430 +0.030 +0.048	0.416 +0.026 +0.042	0.372 +0.022 +0.035	0.332 +0.016 +0.030	0.312 +0.012 +0.025	0.306 +0.011 +0.022	
<X>=0.650								0.176 +0.016 +0.028	0.158 +0.013 +0.025	0.144 +0.009 +0.022	0.134 +0.007 +0.019	0.134 +0.007 +0.018	0.097 +0.006 +0.017

dσ/Edxdy in bin 6 <E>= 85.4 neutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015					1.244 +0.147 +0.084	1.168 +0.124 +0.084	1.175 +0.109 +0.084	1.066 +0.090 +0.084	1.231 +0.064 +0.084	1.255 +0.050 +0.083	1.264 +0.046 +0.083	1.503 +0.047 +0.083	1.354 +0.043 +0.083
<X>=0.045					1.386 +0.158 +0.220	1.602 +0.148 +0.206	1.711 +0.134 +0.189	1.719 +0.118 +0.170	1.713 +0.103 +0.149	1.810 +0.084 +0.128	1.727 +0.057 +0.108	1.732 +0.052 +0.093	1.609 +0.046 +0.082
<X>=0.080					1.941 +0.162 +0.140	1.655 +0.141 +0.136	1.761 +0.126 +0.133	1.712 +0.104 +0.128	2.026 +0.100 +0.123	1.987 +0.076 +0.119	2.009 +0.057 +0.114	1.916 +0.050 +0.110	1.883 +0.046 +0.108
<X>=0.125					1.660 +0.133 +0.133	1.739 +0.127 +0.127	1.885 +0.110 +0.121	1.771 +0.094 +0.113	1.845 +0.087 +0.105	1.899 +0.067 +0.097	1.916 +0.050 +0.089	1.866 +0.044 +0.083	1.775 +0.040 +0.079
<X>=0.175					1.842 +0.141 +0.145	1.752 +0.120 +0.136	1.705 +0.109 +0.126	1.710 +0.093 +0.114	1.651 +0.082 +0.102	1.647 +0.061 +0.089	1.718 +0.047 +0.077	1.777 +0.043 +0.067	1.660 +0.039 +0.060
<X>=0.225					1.465 +0.125 +0.111	1.608 +0.115 +0.104	1.409 +0.095 +0.096	1.441 +0.085 +0.087	1.394 +0.076 +0.076	1.574 +0.061 +0.066	1.531 +0.044 +0.057	1.497 +0.039 +0.049	1.422 +0.037 +0.044
<X>=0.275					1.447 +0.124 +0.101	1.424 +0.109 +0.094	1.270 +0.095 +0.086	1.364 +0.086 +0.077	1.308 +0.071 +0.066	1.341 +0.055 +0.056	1.350 +0.042 +0.046	1.331 +0.036 +0.039	1.147 +0.031 +0.033
<X>=0.350					1.042 +0.079 +0.077	1.055 +0.066 +0.072	0.947 +0.055 +0.066	0.981 +0.050 +0.059	1.058 +0.047 +0.051	0.992 +0.034 +0.043	0.997 +0.025 +0.036	0.954 +0.023 +0.030	0.943 +0.021 +0.026
<X>=0.450					0.664 +0.058 +0.066	0.726 +0.056 +0.063	0.628 +0.044 +0.059	0.741 +0.044 +0.054	0.610 +0.033 +0.049	0.566 +0.025 +0.043	0.586 +0.018 +0.039	0.560 +0.016 +0.035	0.506 +0.015 +0.032
<X>=0.550					0.389 +0.042 +0.062	0.424 +0.039 +0.053	0.398 +0.033 +0.053	0.338 +0.027 +0.048	0.342 +0.024 +0.042	0.335 +0.018 +0.035	0.304 +0.012 +0.030	0.289 +0.011 +0.025	0.270 +0.011 +0.022
<X>=0.650					0.305 +0.035 +0.063	0.207 +0.025 +0.059	0.238 +0.024 +0.053	0.201 +0.019 +0.046	0.170 +0.015 +0.039	0.161 +0.013 +0.031	0.142 +0.008 +0.025	0.125 +0.007 +0.019	0.096 +0.006 +0.015

$d\sigma/Edxdy$ in bin 7 $\langle E \rangle = 111.0$ neutrino beam

$\langle Y \rangle$	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
$\langle X \rangle = 0.015$			1.137 +0.168 +0.107	1.166 +0.150 +0.106	1.110 +0.129 +0.104	1.126 +0.114 +0.102	1.324 +0.091 +0.100	1.496 +0.091 +0.097	1.318 +0.060 +0.094	1.421 +0.057 +0.092	1.459 +0.051 +0.090	1.540 +0.049 +0.089	1.394 +0.045 +0.088
$\langle X \rangle = 0.045$			2.042 +0.231 +0.145	1.639 +0.182 +0.142	1.471 +0.152 +0.139	1.707 +0.144 +0.136	1.713 +0.131 +0.132	1.800 +0.100 +0.128	1.839 +0.073 +0.123	1.782 +0.064 +0.119	1.967 +0.063 +0.116	1.917 +0.051 +0.114	1.730 +0.052 +0.114
$\langle X \rangle = 0.080$			1.367 +0.176 +0.135	1.987 +0.186 +0.132	2.055 +0.165 +0.129	1.958 +0.141 +0.125	2.005 +0.131 +0.120	1.855 +0.090 +0.115	1.924 +0.069 +0.110	1.997 +0.060 +0.105	1.917 +0.055 +0.102	1.946 +0.051 +0.099	1.867 +0.049 +0.099
$\langle X \rangle = 0.125$			1.817 +0.180 +0.082	2.355 +0.192 +0.081	1.838 +0.139 +0.081	1.807 +0.121 +0.080	1.827 +0.111 +0.080	1.806 +0.086 +0.079	1.965 +0.061 +0.078	1.919 +0.054 +0.077	1.917 +0.049 +0.077	1.916 +0.047 +0.077	1.828 +0.044 +0.077
$\langle X \rangle = 0.175$			1.789 +0.177 +0.126	1.736 +0.167 +0.122	1.926 +0.141 +0.117	1.787 +0.119 +0.112	1.819 +0.110 +0.106	1.545 +0.071 +0.099	1.673 +0.057 +0.092	1.684 +0.051 +0.086	1.650 +0.045 +0.081	1.679 +0.043 +0.078	1.647 +0.040 +0.077
$\langle X \rangle = 0.225$			1.436 +0.157 +0.133	1.575 +0.145 +0.127	1.540 +0.125 +0.119	1.637 +0.114 +0.109	1.538 +0.109 +0.098	1.484 +0.071 +0.086	1.497 +0.052 +0.074	1.490 +0.046 +0.063	1.496 +0.043 +0.054	1.541 +0.040 +0.049	1.479 +0.039 +0.048
$\langle X \rangle = 0.275$			1.311 +0.149 +0.102	1.149 +0.122 +0.098	1.345 +0.126 +0.093	1.298 +0.100 +0.087	1.317 +0.098 +0.080	1.249 +0.065 +0.072	1.347 +0.050 +0.064	1.324 +0.044 +0.057	1.252 +0.038 +0.052	1.249 +0.036 +0.048	1.226 +0.036 +0.048
$\langle X \rangle = 0.350$			0.957 +0.089 +0.066	1.113 +0.084 +0.064	1.162 +0.076 +0.062	1.073 +0.069 +0.060	1.025 +0.057 +0.057	0.960 +0.040 +0.054	1.020 +0.031 +0.051	0.961 +0.027 +0.049	0.954 +0.025 +0.046	0.924 +0.023 +0.045	0.854 +0.022 +0.045
$\langle X \rangle = 0.450$			0.718 +0.074 +0.097	0.702 +0.064 +0.091	0.662 +0.055 +0.083	0.702 +0.053 +0.075	0.645 +0.043 +0.065	0.590 +0.030 +0.054	0.592 +0.022 +0.044	0.566 +0.020 +0.033	0.578 +0.019 +0.026	0.544 +0.017 +0.021	0.540 +0.017 +0.020
$\langle X \rangle = 0.550$			0.442 +0.055 +0.050	0.388 +0.045 +0.048	0.384 +0.040 +0.045	0.360 +0.034 +0.042	0.352 +0.029 +0.038	0.314 +0.023 +0.034	0.312 +0.015 +0.030	0.298 +0.013 +0.026	0.277 +0.012 +0.023	0.292 +0.011 +0.021	0.264 +0.012 +0.021
$\langle X \rangle = 0.650$			0.250 +0.039 +0.060	0.229 +0.032 +0.063	0.244 +0.029 +0.059	0.203 +0.024 +0.043	0.204 +0.021 +0.046	0.171 +0.015 +0.039	0.151 +0.010 +0.031	0.149 +0.009 +0.025	0.120 +0.007 +0.019	0.128 +0.007 +0.016	0.106 +0.006 +0.015

$d\sigma/Edxdy$ in bin 8 $\langle E \rangle = 144.3$ neutrino beam

$\langle Y \rangle$	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
$\langle X \rangle = 0.015$			1.156 +0.247 +0.117	1.552 +0.252 +0.116	0.860 +0.166 +0.115	1.271 +0.178 +0.114	1.332 +0.162 +0.112	1.320 +0.121 +0.111	1.543 +0.098 +0.109	1.599 +0.087 +0.107	1.629 +0.079 +0.105	1.739 +0.076 +0.103	1.613 +0.062 +0.103
$\langle X \rangle = 0.045$			1.651 +0.297 +0.164	1.527 +0.252 +0.162	1.667 +0.232 +0.160	1.772 +0.211 +0.157	1.697 +0.183 +0.153	1.851 +0.142 +0.149	2.017 +0.113 +0.144	2.039 +0.102 +0.140	2.070 +0.091 +0.136	2.038 +0.081 +0.132	1.781 +0.064 +0.130
$\langle X \rangle = 0.080$			1.828 +0.364 +0.162	2.047 +0.267 +0.160	2.610 +0.265 +0.156	1.820 +0.194 +0.152	1.875 +0.172 +0.147	1.928 +0.132 +0.142	2.017 +0.099 +0.136	2.101 +0.093 +0.129	1.963 +0.076 +0.123	2.087 +0.071 +0.119	1.938 +0.060 +0.115
$\langle X \rangle = 0.125$			1.142 +0.202 +0.093	1.728 +0.218 +0.093	1.770 +0.194 +0.092	1.943 +0.178 +0.092	1.792 +0.150 +0.092	1.807 +0.114 +0.092	1.907 +0.085 +0.092	1.928 +0.075 +0.092	1.884 +0.066 +0.092	1.812 +0.057 +0.092	1.748 +0.053 +0.092
$\langle X \rangle = 0.175$			1.762 +0.250 +0.153	1.788 +0.221 +0.149	1.958 +0.203 +0.144	1.986 +0.212 +0.139	2.016 +0.170 +0.132	1.760 +0.113 +0.124	1.861 +0.082 +0.116	1.772 +0.073 +0.108	1.733 +0.064 +0.100	1.628 +0.056 +0.094	1.575 +0.048 +0.089
$\langle X \rangle = 0.225$			1.442 +0.282 +0.154	1.552 +0.204 +0.149	2.018 +0.205 +0.141	1.507 +0.155 +0.133	1.638 +0.143 +0.122	1.575 +0.108 +0.110	1.557 +0.076 +0.097	1.476 +0.064 +0.084	1.609 +0.062 +0.072	1.457 +0.053 +0.062	1.415 +0.046 +0.055
$\langle X \rangle = 0.275$			1.337 +0.215 +0.116	1.584 +0.205 +0.112	1.200 +0.157 +0.108	1.176 +0.136 +0.102	1.320 +0.127 +0.096	1.262 +0.093 +0.089	1.293 +0.067 +0.081	1.265 +0.060 +0.073	1.236 +0.054 +0.065	1.301 +0.050 +0.060	1.230 +0.044 +0.055
$\langle X \rangle = 0.350$			1.103 +0.136 +0.075	1.070 +0.118 +0.074	1.025 +0.102 +0.072	1.007 +0.089 +0.070	0.928 +0.086 +0.067	1.016 +0.060 +0.064	0.980 +0.042 +0.061	0.980 +0.037 +0.058	0.956 +0.034 +0.055	0.909 +0.029 +0.053	0.889 +0.027 +0.051
$\langle X \rangle = 0.450$			0.753 +0.110 +0.118	0.594 +0.086 +0.112	0.823 +0.089 +0.105	0.645 +0.069 +0.097	0.685 +0.063 +0.087	0.677 +0.048 +0.076	0.660 +0.033 +0.063	0.596 +0.029 +0.050	0.552 +0.025 +0.039	0.562 +0.023 +0.029	0.503 +0.019 +0.023
$\langle X \rangle = 0.550$			0.508 +0.113 +0.060	0.488 +0.075 +0.058	0.393 +0.059 +0.055	0.329 +0.047 +0.052	0.352 +0.043 +0.048	0.308 +0.031 +0.044	0.311 +0.021 +0.039	0.312 +0.019 +0.034	0.290 +0.017 +0.030	0.260 +0.014 +0.026	0.253 +0.013 +0.024
$\langle X \rangle = 0.650$			0.288 +0.062 +0.065	0.211 +0.046 +0.060	0.239 +0.043 +0.063	0.160 +0.031 +0.059	0.204 +0.030 +0.053	0.169 +0.021 +0.046	0.155 +0.014 +0.039	0.141 +0.012 +0.031	0.136 +0.010 +0.025	0.118 +0.009 +0.019	0.128 +0.008 +0.015

dσ/Edxdy in bin 9 <E>=187.6 neutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015	1.095 +0.387 +0.172	0.848 +0.300 +0.170	1.150 +0.307 +0.167	1.659 +0.326 +0.164	1.591 +0.282 +0.161	1.553 +0.213 +0.157	1.779 +0.160 +0.152	1.497 +0.130 +0.146	1.444 +0.114 +0.141	1.522 +0.106 +0.136	1.652 +0.100 +0.132	1.599 +0.089 +0.130	1.722 +0.096 +0.129
<X>=0.045	1.693 +0.511 +0.208	2.383 +0.533 +0.206	1.941 +0.424 +0.204	2.083 +0.387 +0.202	2.016 +0.337 +0.199	1.946 +0.244 +0.195	2.258 +0.191 +0.191	2.247 +0.170 +0.186	2.262 +0.152 +0.182	2.368 +0.149 +0.177	2.098 +0.121 +0.174	1.947 +0.103 +0.172	1.733 +0.088 +0.172
<X>=0.080	1.741 +0.511 +0.217	2.111 +0.450 +0.214	1.851 +0.371 +0.210	2.060 +0.344 +0.206	1.639 +0.270 +0.200	2.180 +0.237 +0.193	2.071 +0.161 +0.185	2.202 +0.147 +0.177	2.201 +0.131 +0.168	2.067 +0.117 +0.160	2.132 +0.105 +0.153	2.029 +0.091 +0.149	2.131 +0.093 +0.148
<X>=0.125	2.011 +0.450 +0.124	2.016 +0.396 +0.123	1.974 +0.344 +0.123	1.847 +0.293 +0.122	1.749 +0.251 +0.121	2.199 +0.256 +0.121	2.020 +0.143 +0.120	2.215 +0.138 +0.118	1.901 +0.112 +0.117	1.970 +0.101 +0.116	1.882 +0.090 +0.116	1.852 +0.077 +0.115	1.811 +0.072 +0.115
<X>=0.175	2.048 +0.458 +0.196	1.814 +0.379 +0.193	1.580 +0.310 +0.188	1.828 +0.293 +0.182	1.556 +0.238 +0.175	2.035 +0.209 +0.167	1.857 +0.144 +0.158	1.838 +0.121 +0.148	1.860 +0.108 +0.138	1.843 +0.095 +0.128	1.707 +0.083 +0.121	1.673 +0.074 +0.116	1.479 +0.066 +0.115
<X>=0.225	2.090 +0.468 +0.184	1.126 +0.301 +0.179	1.981 +0.351 +0.173	2.097 +0.317 +0.166	1.799 +0.258 +0.157	1.690 +0.190 +0.146	1.786 +0.135 +0.133	1.828 +0.131 +0.120	1.476 +0.099 +0.106	1.611 +0.089 +0.093	1.458 +0.075 +0.083	1.383 +0.068 +0.077	1.369 +0.065 +0.076
<X>=0.275	1.170 +0.353 +0.163	0.899 +0.271 +0.158	1.320 +0.288 +0.153	1.400 +0.260 +0.147	1.299 +0.220 +0.139	1.624 +0.189 +0.130	1.368 +0.119 +0.119	1.319 +0.102 +0.107	1.439 +0.099 +0.096	1.364 +0.084 +0.085	1.249 +0.069 +0.076	1.226 +0.062 +0.071	1.156 +0.060 +0.070
<X>=0.350	1.293 +0.264 +0.100	1.156 +0.219 +0.099	1.012 +0.179 +0.097	1.040 +0.159 +0.095	1.202 +0.150 +0.092	1.352 +0.123 +0.088	1.136 +0.076 +0.085	1.129 +0.067 +0.080	1.008 +0.058 +0.076	0.888 +0.046 +0.072	0.902 +0.041 +0.069	0.813 +0.036 +0.067	0.877 +0.038 +0.067
<X>=0.450	0.624 +0.180 +0.158	0.793 +0.178 +0.153	0.995 +0.174 +0.145	0.664 +0.123 +0.136	0.902 +0.125 +0.126	0.768 +0.109 +0.113	0.626 +0.054 +0.098	0.552 +0.044 +0.082	0.551 +0.038 +0.066	0.503 +0.034 +0.050	0.465 +0.028 +0.039	0.498 +0.028 +0.032	0.474 +0.027 +0.030
<X>=0.550	0.199 +0.089 +0.070	0.490 +0.123 +0.068	0.566 +0.116 +0.066	0.345 +0.079 +0.063	0.433 +0.078 +0.060	0.394 +0.060 +0.056	0.374 +0.038 +0.052	0.290 +0.030 +0.048	0.265 +0.025 +0.043	0.265 +0.022 +0.039	0.233 +0.019 +0.035	0.230 +0.020 +0.033	0.225 +0.019 +0.033
<X>=0.650						0.197 +0.038 +0.056	0.217 +0.027 +0.060	0.164 +0.021 +0.051	0.137 +0.017 +0.041	0.137 +0.015 +0.032	0.117 +0.012 +0.025	0.093 +0.012 +0.021	0.100 +0.012 +0.020

da/Edxdy in bin 1 <E>= 23.0 antineutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015									0.702 +0.030 +0.081	0.711 +0.026 +0.069	0.636 +0.021 +0.060	0.505 +0.016 +0.054	
<X>=0.045									0.867 +0.033 +0.105	0.842 +0.029 +0.084	0.760 +0.024 +0.068	0.632 +0.019 +0.059	
<X>=0.080									1.040 +0.033 +0.127	0.978 +0.028 +0.098	0.804 +0.023 +0.076	0.629 +0.017 +0.063	
<X>=0.125									1.026 +0.029 +0.116	0.892 +0.024 +0.086	0.740 +0.019 +0.063	0.508 +0.014 +0.049	
<X>=0.175									0.900 +0.028 +0.087	0.826 +0.024 +0.061	0.630 +0.018 +0.040	0.412 +0.012 +0.028	
<X>=0.225									0.803 +0.026 +0.084	0.701 +0.021 +0.060	0.511 +0.016 +0.042	0.315 +0.010 +0.032	
<X>=0.275									0.753 +0.026 +0.055	0.606 +0.020 +0.040	0.393 +0.014 +0.028	0.235 +0.009 +0.021	
<X>=0.350									0.560 +0.016 +0.043	0.433 +0.012 +0.031	0.296 +0.009 +0.022	0.159 +0.005 +0.017	
<X>=0.450									0.388 +0.013 +0.028	0.265 +0.009 +0.020	0.192 +0.007 +0.013	0.094 +0.004 +0.009	
<X>=0.550									0.229 +0.010 +0.021	0.180 +0.008 +0.014	0.101 +0.005 +0.008	0.039 +0.003 +0.005	
<X>=0.650									0.131 +0.007 +0.014	0.080 +0.005 +0.009	0.043 +0.003 +0.005	0.014 +0.001 +0.003	

da/Edxdy in bin 2 <E>= 29.9 antineutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015								0.686 +0.032 +0.092	0.704 +0.028 +0.079	0.675 +0.026 +0.068	0.684 +0.024 +0.059	0.670 +0.022 +0.053	
<X>=0.045								0.947 +0.039 +0.151	0.975 +0.035 +0.118	0.905 +0.031 +0.087	0.863 +0.028 +0.064	0.777 +0.023 +0.050	
<X>=0.080								1.097 +0.039 +0.158	1.151 +0.036 +0.127	0.974 +0.030 +0.099	0.838 +0.024 +0.077	0.649 +0.018 +0.064	
<X>=0.125								1.151 +0.035 +0.147	1.058 +0.031 +0.115	0.944 +0.026 +0.086	0.743 +0.021 +0.062	0.576 +0.016 +0.049	
<X>=0.175								1.009 +0.033 +0.117	0.974 +0.030 +0.088	0.783 +0.024 +0.061	0.625 +0.019 +0.040	0.429 +0.014 +0.028	
<X>=0.225								1.017 +0.033 +0.109	0.803 +0.026 +0.084	0.659 +0.022 +0.061	0.533 +0.018 +0.042	0.360 +0.012 +0.032	
<X>=0.275								0.860 +0.031 +0.074	0.741 +0.026 +0.056	0.559 +0.020 +0.040	0.429 +0.015 +0.028	0.259 +0.010 +0.021	
<X>=0.350								0.606 +0.018 +0.056	0.507 +0.015 +0.043	0.418 +0.012 +0.031	0.287 +0.009 +0.022	0.169 +0.006 +0.017	
<X>=0.450								0.420 +0.015 +0.035	0.332 +0.012 +0.027	0.245 +0.009 +0.019	0.179 +0.007 +0.013	0.080 +0.004 +0.009	
<X>=0.550								0.270 +0.011 +0.028	0.197 +0.009 +0.020	0.141 +0.007 +0.014	0.089 +0.005 +0.008	0.047 +0.003 +0.005	
<X>=0.650								0.137 +0.008 +0.020	0.112 +0.006 +0.014	0.068 +0.004 +0.009	0.042 +0.003 +0.005	0.023 +0.002 +0.003	

da/Edxdy in bin 3 <E>= 38.9 antineutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015							0.717 +0.040 +0.107	0.785 +0.038 +0.094	0.856 +0.035 +0.081	0.800 +0.032 +0.068	0.818 +0.031 +0.058	0.777 +0.026 +0.053	
<X>=0.045							0.982 +0.049 +0.135	1.020 +0.043 +0.117	1.047 +0.041 +0.099	1.020 +0.038 +0.082	0.970 +0.034 +0.069	0.882 +0.029 +0.061	
<X>=0.080							1.214 +0.049 +0.146	1.220 +0.045 +0.123	1.150 +0.038 +0.100	1.024 +0.032 +0.079	0.915 +0.028 +0.062	0.743 +0.022 +0.052	
<X>=0.125							1.207 +0.045 +0.148	1.191 +0.039 +0.121	1.134 +0.034 +0.094	0.969 +0.029 +0.068	0.730 +0.023 +0.049	0.630 +0.019 +0.037	
<X>=0.175							1.176 +0.045 +0.108	1.087 +0.038 +0.088	1.010 +0.032 +0.068	0.843 +0.027 +0.048	0.636 +0.021 +0.034	0.475 +0.016 +0.025	
<X>=0.225							1.109 +0.044 +0.095	0.970 +0.036 +0.079	0.845 +0.030 +0.062	0.694 +0.024 +0.046	0.535 +0.020 +0.034	0.371 +0.014 +0.027	
<X>=0.275							0.998 +0.041 +0.062	0.863 +0.034 +0.051	0.750 +0.028 +0.039	0.585 +0.022 +0.029	0.392 +0.017 +0.021	0.259 +0.012 +0.016	
<X>=0.350							0.730 +0.025 +0.052	0.660 +0.022 +0.041	0.562 +0.018 +0.031	0.436 +0.014 +0.021	0.296 +0.010 +0.013	0.183 +0.007 +0.009	
<X>=0.450							0.471 +0.020 +0.035	0.429 +0.017 +0.028	0.325 +0.013 +0.020	0.249 +0.010 +0.014	0.154 +0.007 +0.009	0.096 +0.005 +0.006	
<X>=0.550							0.342 +0.017 +0.038	0.248 +0.013 +0.030	0.200 +0.010 +0.021	0.129 +0.007 +0.014	0.088 +0.005 +0.007	0.049 +0.004 +0.004	
<X>=0.650							0.192 +0.013 +0.022	0.147 +0.009 +0.017	0.103 +0.007 +0.012	0.065 +0.005 +0.007	0.044 +0.004 +0.004	0.022 +0.002 +0.002	

da/Edxdy in bin 4 <E>= 50.5 antineutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015						0.815 +0.059 +0.114	0.929 +0.055 +0.103	0.906 +0.048 +0.092	0.924 +0.043 +0.080	0.871 +0.037 +0.069	0.823 +0.032 +0.061	0.733 +0.028 +0.056	
<X>=0.045						1.161 +0.072 +0.147	1.166 +0.063 +0.133	1.169 +0.054 +0.116	1.080 +0.047 +0.099	1.123 +0.044 +0.084	1.059 +0.037 +0.072	0.869 +0.031 +0.065	
<X>=0.080						1.306 +0.066 +0.163	1.321 +0.059 +0.143	1.338 +0.053 +0.121	1.191 +0.045 +0.099	1.140 +0.039 +0.078	0.919 +0.031 +0.062	0.820 +0.027 +0.053	
<X>=0.125						1.280 +0.059 +0.168	1.321 +0.054 +0.145	1.159 +0.044 +0.119	1.092 +0.038 +0.092	1.045 +0.034 +0.068	0.822 +0.026 +0.049	0.607 +0.020 +0.038	
<X>=0.175						1.275 +0.060 +0.124	1.270 +0.052 +0.106	1.063 +0.042 +0.087	0.980 +0.036 +0.067	0.828 +0.029 +0.048	0.681 +0.024 +0.034	0.486 +0.018 +0.025	
<X>=0.225						1.218 +0.060 +0.109	1.056 +0.047 +0.095	0.968 +0.040 +0.078	0.775 +0.033 +0.062	0.679 +0.027 +0.047	0.531 +0.021 +0.035	0.332 +0.015 +0.028	
<X>=0.275						0.990 +0.054 +0.071	0.945 +0.045 +0.061	0.849 +0.039 +0.050	0.650 +0.029 +0.039	0.567 +0.025 +0.029	0.422 +0.018 +0.021	0.252 +0.013 +0.016	
<X>=0.350						0.880 +0.037 +0.061	0.686 +0.029 +0.052	0.624 +0.024 +0.041	0.538 +0.019 +0.031	0.393 +0.015 +0.021	0.269 +0.011 +0.013	0.155 +0.007 +0.009	
<X>=0.450						0.543 +0.029 +0.040	0.483 +0.025 +0.034	0.421 +0.019 +0.027	0.314 +0.014 +0.020	0.231 +0.011 +0.014	0.150 +0.008 +0.009	0.079 +0.005 +0.006	
<X>=0.550						0.357 +0.023 +0.046	0.286 +0.017 +0.039	0.237 +0.014 +0.030	0.163 +0.010 +0.022	0.114 +0.007 +0.014	0.083 +0.006 +0.007	0.042 +0.003 +0.004	
<X>=0.650						0.170 +0.014 +0.026	0.141 +0.011 +0.022	0.092 +0.008 +0.017	0.067 +0.006 +0.012	0.048 +0.004 +0.007	0.035 +0.003 +0.004	0.018 +0.002 +0.002	

$d\sigma/dx dy$ in bin 5 $\langle E \rangle = 65.7$ antineutrino beam

$\langle Y \rangle$	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
$\langle X \rangle = 0.015$					0.801 +0.067 +0.130	0.833 +0.062 +0.121	0.979 +0.060 +0.112	1.019 +0.054 +0.101	0.981 +0.048 +0.090	0.945 +0.041 +0.080	0.919 +0.036 +0.072	0.876 +0.031 +0.068	0.728 +0.029 +0.066
$\langle X \rangle = 0.045$					1.098 +0.082 +0.124	1.243 +0.077 +0.114	1.246 +0.069 +0.103	1.391 +0.067 +0.091	1.349 +0.059 +0.079	1.251 +0.049 +0.068	1.144 +0.040 +0.059	0.901 +0.032 +0.054	0.770 +0.031 +0.052
$\langle X \rangle = 0.080$					1.459 +0.086 +0.152	1.456 +0.077 +0.138	1.444 +0.066 +0.123	1.442 +0.060 +0.107	1.283 +0.050 +0.090	1.205 +0.041 +0.075	1.052 +0.034 +0.063	0.794 +0.027 +0.056	0.596 +0.024 +0.054
$\langle X \rangle = 0.125$					1.458 +0.080 +0.126	1.362 +0.066 +0.112	1.339 +0.059 +0.097	1.295 +0.051 +0.080	1.220 +0.044 +0.062	1.041 +0.035 +0.046	0.828 +0.027 +0.034	0.626 +0.021 +0.027	0.467 +0.019 +0.024
$\langle X \rangle = 0.175$					1.435 +0.079 +0.094	1.331 +0.067 +0.085	1.243 +0.056 +0.074	1.144 +0.048 +0.061	1.001 +0.039 +0.049	0.828 +0.030 +0.037	0.648 +0.024 +0.029	0.472 +0.019 +0.023	0.302 +0.014 +0.022
$\langle X \rangle = 0.225$					1.145 +0.069 +0.083	1.092 +0.060 +0.074	1.089 +0.052 +0.063	0.976 +0.044 +0.051	0.795 +0.036 +0.039	0.673 +0.027 +0.028	0.502 +0.021 +0.019	0.358 +0.016 +0.015	0.224 +0.013 +0.013
$\langle X \rangle = 0.275$					1.092 +0.069 +0.079	0.929 +0.055 +0.070	0.922 +0.049 +0.059	0.877 +0.042 +0.048	0.728 +0.034 +0.036	0.531 +0.024 +0.025	0.351 +0.017 +0.016	0.259 +0.013 +0.011	0.133 +0.010 +0.010
$\langle X \rangle = 0.350$					0.869 +0.044 +0.066	0.825 +0.038 +0.058	0.719 +0.031 +0.048	0.632 +0.025 +0.038	0.512 +0.020 +0.028	0.409 +0.016 +0.019	0.265 +0.011 +0.011	0.149 +0.007 +0.007	0.072 +0.005 +0.006
$\langle X \rangle = 0.450$					0.554 +0.035 +0.040	0.497 +0.028 +0.035	0.445 +0.023 +0.030	0.358 +0.018 +0.024	0.308 +0.015 +0.018	0.233 +0.012 +0.012	0.150 +0.008 +0.008	0.078 +0.005 +0.005	0.027 +0.003 +0.004
$\langle X \rangle = 0.550$					0.293 +0.023 +0.048	0.318 +0.022 +0.042	0.237 +0.016 +0.035	0.195 +0.013 +0.028	0.163 +0.011 +0.020	0.111 +0.008 +0.012	0.074 +0.006 +0.007	0.040 +0.003 +0.003	0.016 +0.002 +0.002
$\langle X \rangle = 0.650$					0.165 +0.016 +0.021	0.153 +0.014 +0.019	0.117 +0.011 +0.016	0.100 +0.009 +0.013	0.065 +0.006 +0.009	0.051 +0.005 +0.006	0.039 +0.004 +0.004	0.014 +0.002 +0.003	0.006 +0.001 +0.002

$d\sigma/dx dy$ in bin 6 $\langle E \rangle = 85.4$ antineutrino beam

$\langle Y \rangle$	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
$\langle X \rangle = 0.015$					0.976 +0.099 +0.141	0.931 +0.089 +0.133	1.041 +0.078 +0.124	0.949 +0.068 +0.114	1.130 +0.051 +0.103	1.033 +0.043 +0.091	0.976 +0.036 +0.080	0.936 +0.036 +0.072	0.889 +0.036 +0.066
$\langle X \rangle = 0.045$					1.249 +0.117 +0.131	1.449 +0.110 +0.123	1.403 +0.095 +0.114	1.526 +0.087 +0.103	1.347 +0.072 +0.091	1.302 +0.060 +0.079	1.231 +0.051 +0.067	1.092 +0.043 +0.058	0.790 +0.040 +0.052
$\langle X \rangle = 0.080$					1.506 +0.111 +0.165	1.461 +0.099 +0.154	1.575 +0.091 +0.141	1.546 +0.078 +0.125	1.483 +0.067 +0.108	1.440 +0.056 +0.091	1.202 +0.045 +0.075	1.095 +0.038 +0.063	0.652 +0.026 +0.053
$\langle X \rangle = 0.125$					1.383 +0.096 +0.135	1.529 +0.088 +0.124	1.486 +0.078 +0.111	1.456 +0.068 +0.095	1.368 +0.059 +0.079	1.277 +0.049 +0.062	1.053 +0.038 +0.046	0.823 +0.029 +0.034	0.432 +0.019 +0.025
$\langle X \rangle = 0.175$					1.347 +0.097 +0.106	1.455 +0.089 +0.097	1.339 +0.074 +0.087	1.220 +0.061 +0.076	1.151 +0.053 +0.063	1.076 +0.044 +0.050	0.800 +0.032 +0.038	0.665 +0.027 +0.029	0.319 +0.016 +0.022
$\langle X \rangle = 0.225$					1.205 +0.088 +0.093	1.194 +0.078 +0.085	1.039 +0.064 +0.075	1.090 +0.057 +0.064	0.949 +0.047 +0.052	0.854 +0.039 +0.040	0.690 +0.030 +0.029	0.510 +0.023 +0.020	0.223 +0.014 +0.013
$\langle X \rangle = 0.275$					1.038 +0.084 +0.087	0.977 +0.071 +0.079	0.936 +0.062 +0.070	0.925 +0.054 +0.059	0.862 +0.045 +0.048	0.641 +0.034 +0.036	0.501 +0.025 +0.025	0.400 +0.020 +0.016	0.117 +0.009 +0.010
$\langle X \rangle = 0.350$					0.860 +0.054 +0.072	0.807 +0.046 +0.066	0.744 +0.039 +0.058	0.753 +0.035 +0.049	0.584 +0.027 +0.039	0.531 +0.022 +0.028	0.389 +0.016 +0.019	0.274 +0.012 +0.011	0.064 +0.005 +0.006
$\langle X \rangle = 0.450$					0.661 +0.048 +0.045	0.554 +0.038 +0.040	0.428 +0.030 +0.036	0.387 +0.025 +0.030	0.385 +0.021 +0.024	0.274 +0.015 +0.018	0.213 +0.012 +0.012	0.152 +0.009 +0.008	0.024 +0.003 +0.004
$\langle X \rangle = 0.550$					0.399 +0.035 +0.053	0.324 +0.028 +0.048	0.251 +0.021 +0.042	0.230 +0.018 +0.035	0.176 +0.014 +0.027	0.153 +0.011 +0.019	0.107 +0.008 +0.012	0.070 +0.006 +0.007	0.015 +0.002 +0.002
$\langle X \rangle = 0.650$					0.204 +0.023 +0.023	0.168 +0.018 +0.021	0.145 +0.015 +0.018	0.118 +0.012 +0.015	0.088 +0.009 +0.012	0.072 +0.008 +0.009	0.058 +0.006 +0.006	0.028 +0.003 +0.004	0.005 +0.001 +0.002

dσ/Edxdy in bin 7 <E>=111.0 antineutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015			0.962 +0.144 +0.106	1.038 +0.131 +0.105	0.941 +0.110 +0.105	1.101 +0.110 +0.105	1.240 +0.102 +0.105	1.156 +0.081 +0.105	1.107 +0.067 +0.105	1.085 +0.060 +0.105	1.150 +0.055 +0.105	1.090 +0.051 +0.105	0.916 +0.046 +0.105
<X>=0.045			1.441 +0.177 +0.136	1.195 +0.147 +0.133	1.537 +0.145 +0.130	1.296 +0.114 +0.126	1.663 +0.114 +0.122	1.457 +0.094 +0.118	1.470 +0.078 +0.113	1.331 +0.067 +0.109	1.222 +0.057 +0.105	0.954 +0.046 +0.103	0.833 +0.042 +0.103
<X>=0.080			1.592 +0.170 +0.199	1.621 +0.158 +0.189	1.559 +0.129 +0.177	1.552 +0.113 +0.162	1.557 +0.100 +0.145	1.431 +0.081 +0.127	1.189 +0.063 +0.108	1.127 +0.054 +0.091	1.127 +0.050 +0.078	0.830 +0.038 +0.070	0.699 +0.034 +0.068
<X>=0.125			1.362 +0.139 +0.131	1.423 +0.125 +0.124	1.540 +0.114 +0.117	1.552 +0.100 +0.107	1.403 +0.086 +0.097	1.450 +0.075 +0.085	1.321 +0.060 +0.073	0.953 +0.045 +0.062	0.872 +0.038 +0.054	0.643 +0.030 +0.049	0.446 +0.025 +0.048
<X>=0.175			1.528 +0.146 +0.138	1.270 +0.117 +0.129	1.428 +0.109 +0.119	1.325 +0.092 +0.107	1.224 +0.078 +0.093	1.129 +0.065 +0.075	1.045 +0.052 +0.063	0.831 +0.041 +0.048	0.643 +0.033 +0.037	0.444 +0.025 +0.031	0.275 +0.018 +0.029
<X>=0.225			1.426 +0.149 +0.135	1.448 +0.130 +0.127	1.499 +0.112 +0.117	1.160 +0.086 +0.105	1.040 +0.072 +0.092	0.889 +0.058 +0.077	0.841 +0.047 +0.062	0.674 +0.038 +0.049	0.530 +0.030 +0.038	0.328 +0.021 +0.032	0.183 +0.015 +0.030
<X>=0.275			0.941 +0.115 +0.108	1.150 +0.111 +0.101	1.026 +0.092 +0.092	1.094 +0.084 +0.082	0.869 +0.066 +0.070	0.796 +0.054 +0.057	0.665 +0.042 +0.043	0.540 +0.034 +0.031	0.382 +0.025 +0.021	0.235 +0.018 +0.016	0.128 +0.013 +0.014
<X>=0.350			0.912 +0.083 +0.087	0.836 +0.069 +0.081	0.773 +0.057 +0.074	0.686 +0.047 +0.065	0.676 +0.042 +0.055	0.622 +0.034 +0.044	0.492 +0.026 +0.033	0.373 +0.020 +0.023	0.258 +0.015 +0.015	0.144 +0.010 +0.010	0.058 +0.006 +0.009
<X>=0.450			0.573 +0.062 +0.080	0.568 +0.055 +0.074	0.516 +0.046 +0.067	0.538 +0.041 +0.058	0.406 +0.032 +0.048	0.305 +0.023 +0.037	0.318 +0.021 +0.026	0.229 +0.016 +0.016	0.143 +0.011 +0.008	0.085 +0.007 +0.003	0.028 +0.004 +0.002
<X>=0.550			0.424 +0.050 +0.053	0.352 +0.040 +0.049	0.309 +0.033 +0.044	0.228 +0.025 +0.038	0.237 +0.023 +0.032	0.196 +0.018 +0.025	0.151 +0.014 +0.018	0.102 +0.010 +0.011	0.065 +0.007 +0.006	0.044 +0.006 +0.003	0.013 +0.003 +0.002
<X>=0.650			0.203 +0.032 +0.034	0.147 +0.024 +0.032	0.109 +0.018 +0.029	0.090 +0.015 +0.025	0.101 +0.014 +0.021	0.082 +0.011 +0.017	0.068 +0.008 +0.012	0.052 +0.007 +0.008	0.026 +0.005 +0.004	0.012 +0.003 +0.003	0.003 +0.001 +0.002

dσ/Edxdy in bin 8 <E>=144.3 antineutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015			0.954 +0.255 +0.120	0.897 +0.218 +0.120	1.187 +0.221 +0.120	1.082 +0.186 +0.120	0.869 +0.147 +0.120	1.067 +0.138 +0.120	1.499 +0.149 +0.120	1.306 +0.118 +0.120	1.277 +0.105 +0.120	1.138 +0.091 +0.120	1.038 +0.086 +0.120
<X>=0.045			0.994 +0.266 +0.162	1.428 +0.280 +0.159	1.362 +0.241 +0.156	1.586 +0.229 +0.152	1.262 +0.181 +0.147	1.118 +0.145 +0.136	1.587 +0.148 +0.136	1.246 +0.117 +0.130	1.540 +0.116 +0.125	1.226 +0.100 +0.121	0.922 +0.074 +0.118
<X>=0.080			2.169 +0.362 +0.237	1.620 +0.274 +0.228	1.920 +0.262 +0.216	1.858 +0.226 +0.202	1.511 +0.179 +0.185	1.693 +0.161 +0.166	1.366 +0.122 +0.146	1.324 +0.106 +0.124	1.318 +0.093 +0.105	1.043 +0.076 +0.089	0.711 +0.052 +0.078
<X>=0.125			1.527 +0.270 +0.153	1.578 +0.241 +0.148	1.524 +0.208 +0.141	1.846 +0.201 +0.132	1.655 +0.167 +0.122	1.278 +0.124 +0.110	1.351 +0.109 +0.097	1.121 +0.089 +0.084	1.040 +0.075 +0.072	0.809 +0.059 +0.062	0.430 +0.037 +0.056
<X>=0.175			1.179 +0.236 +0.169	1.599 +0.242 +0.161	1.428 +0.200 +0.151	1.080 +0.153 +0.139	1.301 +0.148 +0.125	1.317 +0.127 +0.109	1.054 +0.096 +0.091	0.988 +0.082 +0.073	0.820 +0.067 +0.056	0.726 +0.057 +0.043	0.312 +0.030 +0.034
<X>=0.225			1.209 +0.237 +0.157	1.256 +0.213 +0.150	1.358 +0.194 +0.141	1.374 +0.181 +0.130	1.313 +0.148 +0.118	1.188 +0.120 +0.103	0.930 +0.090 +0.087	0.754 +0.072 +0.070	0.704 +0.062 +0.055	0.494 +0.047 +0.043	0.189 +0.023 +0.035
<X>=0.275			1.094 +0.224 +0.134	1.093 +0.197 +0.127	1.147 +0.177 +0.118	0.996 +0.146 +0.108	1.071 +0.133 +0.096	0.957 +0.108 +0.082	0.793 +0.083 +0.066	0.767 +0.073 +0.051	0.547 +0.055 +0.036	0.477 +0.048 +0.025	0.123 +0.019 +0.016
<X>=0.350			1.067 +0.153 +0.104	0.963 +0.128 +0.099	0.775 +0.101 +0.092	0.676 +0.083 +0.084	0.705 +0.075 +0.074	0.644 +0.064 +0.063	0.509 +0.048 +0.050	0.496 +0.042 +0.038	0.399 +0.033 +0.026	0.231 +0.024 +0.017	0.065 +0.010 +0.010
<X>=0.450			0.533 +0.103 +0.091	0.738 +0.107 +0.086	0.612 +0.086 +0.080	0.386 +0.060 +0.072	0.400 +0.055 +0.063	0.368 +0.045 +0.052	0.321 +0.038 +0.041	0.257 +0.031 +0.029	0.249 +0.026 +0.018	0.130 +0.017 +0.009	0.019 +0.005 +0.003
<X>=0.550			0.400 +0.085 +0.063	0.353 +0.071 +0.059	0.275 +0.055 +0.055	0.309 +0.052 +0.050	0.283 +0.044 +0.043	0.177 +0.030 +0.036	0.182 +0.026 +0.028	0.143 +0.020 +0.020	0.106 +0.016 +0.013	0.050 +0.010 +0.007	0.010 +0.004 +0.002
<X>=0.650							0.115 +0.022 +0.019	0.056 +0.013 +0.015	0.043 +0.010 +0.011	0.051 +0.010 +0.008	0.024 +0.006 +0.005	0.007 +0.003 +0.003	0.006 +0.003 +0.003

da/Edxdy in bin 9 <E>=187.6 antineutrino beam

<Y>	0.037	0.048	0.062	0.081	0.105	0.137	0.178	0.231	0.300	0.390	0.507	0.659	0.857
<X>=0.015	1.726 +0.772 +0.162	1.331 +0.595 +0.161	1.233 +0.503 +0.161	1.429 +0.477 +0.160	0.861 +0.325 +0.159	1.219 +0.327 +0.158	1.285 +0.288 +0.157	1.511 +0.276 +0.155	1.074 +0.207 +0.154	0.989 +0.178 +0.152	1.126 +0.172 +0.151	1.346 +0.191 +0.151	1.434 +0.197 +0.151
<X>=0.045	0.782 +0.553 +0.179	0.904 +0.522 +0.178	2.091 +0.697 +0.177	1.614 +0.538 +0.175	1.247 +0.416 +0.173	0.971 +0.308 +0.171	0.935 +0.260 +0.169	1.792 +0.317 +0.166	1.313 +0.240 +0.163	1.206 +0.204 +0.160	1.233 +0.184 +0.158	1.042 +0.152 +0.157	0.793 +0.133 +0.157
<X>=0.080	1.425 +0.638 +0.306	1.985 +0.662 +0.297	2.051 +0.592 +0.285	1.593 +0.460 +0.271	1.860 +0.439 +0.254	2.523 +0.441 +0.234	1.644 +0.301 +0.211	1.557 +0.260 +0.186	1.201 +0.203 +0.160	1.371 +0.194 +0.136	1.280 +0.168 +0.117	0.801 +0.120 +0.107	0.476 +0.083 +0.104
<X>=0.125	2.038 +0.680 +0.210	2.101 +0.607 +0.203	0.814 +0.332 +0.196	1.684 +0.421 +0.186	1.311 +0.328 +0.174	1.282 +0.281 +0.160	1.257 +0.234 +0.144	1.536 +0.229 +0.127	1.380 +0.216 +0.109	1.013 +0.148 +0.092	0.916 +0.126 +0.080	0.500 +0.083 +0.072	0.472 +0.083 +0.070
<X>=0.175	1.357 +0.554 +0.208	1.573 +0.525 +0.200	1.895 +0.507 +0.191	1.259 +0.364 +0.180	1.224 +0.316 +0.166	1.458 +0.299 +0.149	1.334 +0.240 +0.130	1.116 +0.195 +0.110	0.856 +0.152 +0.089	1.106 +0.154 +0.069	0.613 +0.102 +0.054	0.396 +0.074 +0.045	0.263 +0.054 +0.043
<X>=0.225	0.910 +0.455 +0.218	1.405 +0.497 +0.210	0.815 +0.333 +0.200	0.842 +0.298 +0.188	1.144 +0.306 +0.174	1.084 +0.256 +0.156	0.858 +0.192 +0.137	0.909 +0.175 +0.115	0.743 +0.141 +0.093	0.739 +0.136 +0.072	0.303 +0.071 +0.057	0.312 +0.065 +0.047	0.216 +0.058 +0.045
<X>=0.275	0.460 +0.325 +0.160	0.888 +0.397 +0.154	1.097 +0.388 +0.146	1.484 +0.397 +0.137	1.068 +0.296 +0.125	1.096 +0.259 +0.111	0.644 +0.166 +0.096	0.805 +0.165 +0.079	0.711 +0.137 +0.061	0.438 +0.096 +0.045	0.333 +0.075 +0.032	0.122 +0.041 +0.025	0.231 +0.065 +0.023
<X>=0.350	0.355 +0.205 +0.143	1.274 +0.341 +0.137	1.121 +0.281 +0.130	0.756 +0.202 +0.121	0.957 +0.200 +0.110	0.659 +0.141 +0.097	0.687 +0.122 +0.082	0.682 +0.107 +0.066	0.493 +0.080 +0.049	0.357 +0.060 +0.034	0.268 +0.047 +0.022	0.133 +0.030 +0.015	0.070 +0.020 +0.013
<X>=0.450	1.124 +0.375 +0.142	0.478 +0.214 +0.136	0.511 +0.193 +0.128	0.836 +0.216 +0.118	0.595 +0.159 +0.106	0.760 +0.153 +0.093	0.447 +0.098 +0.077	0.259 +0.065 +0.059	0.323 +0.063 +0.041	0.163 +0.040 +0.025	0.068 +0.023 +0.012	0.094 +0.024 +0.005	0.029 +0.013 +0.003
<X>=0.550	0.547 +0.223 +0.063	0.423 +0.173 +0.061	0.273 +0.122 +0.057	0.296 +0.112 +0.053	0.197 +0.081 +0.048	0.173 +0.066 +0.042	0.192 +0.058 +0.036	0.110 +0.039 +0.028	0.165 +0.043 +0.021	0.071 +0.025 +0.014	0.044 +0.018 +0.008	0.019 +0.011 +0.005	0.035 +0.014 +0.004
<X>=0.650									0.046 +0.021 +0.014	0.015 +0.011 +0.010	0.020 +0.011 +0.006	0.018 +0.010 +0.004	0.012 +0.008 +0.004

APPENDICE F : VALEURS DES FONCTIONS DE STRUCTURE

x	q^2	a_{F_W}	F_W	F_2	$2xF_1$	xF_3	$\bar{q}^D$	$\bar{q}_W$	$a\bar{q}_W$
0.015	0.19	0.051	0.559 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.053 $\pm$ 0.006	0.573 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.054 $\pm$ 0.008	0.304 $\pm$ 0.007 $\pm$ 0.035 $\pm$ 0.020	0.108 $\pm$ 0.048 $\pm$ 0.030 $\pm$ 0.020			
	0.25	0.082	0.633 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.049 $\pm$ 0.005	0.657 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.050 $\pm$ 0.005	0.373 $\pm$ 0.007 $\pm$ 0.033 $\pm$ 0.021	0.123 $\pm$ 0.036 $\pm$ 0.026 $\pm$ 0.015			
	0.33	0.127	0.690 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.048 $\pm$ 0.004	0.726 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.049 $\pm$ 0.004	0.436 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.033 $\pm$ 0.022	0.181 $\pm$ 0.027 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.012	0.151 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.029 $\pm$ 0.012	0.197 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.029 $\pm$ 0.012	0.709
	0.43	0.212	0.740 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.048 $\pm$ 0.005	0.802 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.049 $\pm$ 0.005	0.503 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.035 $\pm$ 0.022	0.222 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.020 $\pm$ 0.011	0.157 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.011	0.196 $\pm$ 0.007 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.011	0.747
	0.56	0.211	0.868 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.049 $\pm$ 0.006	0.934 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.051 $\pm$ 0.007	0.609 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.038 $\pm$ 0.023	0.252 $\pm$ 0.025 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.010	0.225 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.011	0.257 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.011	0.746
	0.72	0.208	0.926 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.052 $\pm$ 0.008	0.991 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.056 $\pm$ 0.010	0.666 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.042 $\pm$ 0.024	0.258 $\pm$ 0.026 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.012	0.267 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.011	0.288 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.011	0.742
	0.94	0.236	0.985 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.057 $\pm$ 0.012	1.060 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.062 $\pm$ 0.014	0.733 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.048 $\pm$ 0.025	0.290 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.014	0.261 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.011	0.284 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.011	0.743
	1.22	0.281	1.057 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.064 $\pm$ 0.016	1.150 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.071 $\pm$ 0.019	0.814 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.055 $\pm$ 0.027	0.251 $\pm$ 0.025 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.018	0.324 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.027 $\pm$ 0.013	0.328 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.027 $\pm$ 0.013	0.742
	1.59	0.467	1.159 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.072 $\pm$ 0.021	1.328 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.081 $\pm$ 0.026	0.961 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.064 $\pm$ 0.028	0.312 $\pm$ 0.022 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.023	0.368 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.034 $\pm$ 0.014	0.370 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.034 $\pm$ 0.014	0.807
	2.06	0.533	1.260 $\pm$ 0.020 $\pm$ 0.081 $\pm$ 0.026	1.462 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.093 $\pm$ 0.033	1.077 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.073 $\pm$ 0.029	0.285 $\pm$ 0.026 $\pm$ 0.027 $\pm$ 0.030	0.453 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.044 $\pm$ 0.017	0.441 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.044 $\pm$ 0.017	0.820
	2.68	0.617	1.314 $\pm$ 0.028 $\pm$ 0.093 $\pm$ 0.033	1.555 $\pm$ 0.033 $\pm$ 0.107 $\pm$ 0.042	1.164 $\pm$ 0.025 $\pm$ 0.085 $\pm$ 0.030	0.288 $\pm$ 0.033 $\pm$ 0.032 $\pm$ 0.038	0.462 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.056 $\pm$ 0.019	0.467 $\pm$ 0.020 $\pm$ 0.056 $\pm$ 0.019	0.838
	3.48	0.680	1.455 $\pm$ 0.047 $\pm$ 0.106 $\pm$ 0.040	1.738 $\pm$ 0.056 $\pm$ 0.124 $\pm$ 0.052	1.321 $\pm$ 0.042 $\pm$ 0.098 $\pm$ 0.031	0.294 $\pm$ 0.055 $\pm$ 0.038 $\pm$ 0.048	0.567 $\pm$ 0.042 $\pm$ 0.070 $\pm$ 0.023	0.546 $\pm$ 0.038 $\pm$ 0.070 $\pm$ 0.023	0.858
	4.53	0.745	1.711 $\pm$ 0.114 $\pm$ 0.120 $\pm$ 0.049	2.064 $\pm$ 0.137 $\pm$ 0.142 $\pm$ 0.062	1.590 $\pm$ 0.106 $\pm$ 0.112 $\pm$ 0.033	0.144 $\pm$ 0.133 $\pm$ 0.044 $\pm$ 0.059	0.795 $\pm$ 0.117 $\pm$ 0.087 $\pm$ 0.027	0.756 $\pm$ 0.106 $\pm$ 0.087 $\pm$ 0.027	0.877

x	q^2	a_{F_W}	F_W	F_2	$2xF_1$	xF_3	$\bar{q}^D$	$\bar{q}_W$	$a\bar{q}_W$
0.045	0.58	0.049	0.835 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.084 $\pm$ 0.006	0.848 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.083 $\pm$ 0.008	0.586 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.066 $\pm$ 0.026	0.415 $\pm$ 0.064 $\pm$ 0.059 $\pm$ 0.024			
	0.76	0.081	0.890 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.075 $\pm$ 0.005	0.912 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.076 $\pm$ 0.007	0.646 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.061 $\pm$ 0.025	0.328 $\pm$ 0.045 $\pm$ 0.050 $\pm$ 0.020			
	0.99	0.125	0.963 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.069 $\pm$ 0.006	0.997 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.072 $\pm$ 0.007	0.723 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.057 $\pm$ 0.024	0.377 $\pm$ 0.035 $\pm$ 0.043 $\pm$ 0.017	0.184 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.029 $\pm$ 0.012	0.214 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.029 $\pm$ 0.012	0.709
	1.28	0.212	1.043 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.065 $\pm$ 0.008	1.104 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.070 $\pm$ 0.008	0.817 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.055 $\pm$ 0.024	0.425 $\pm$ 0.026 $\pm$ 0.038 $\pm$ 0.016	0.215 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.025 $\pm$ 0.012	0.235 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.025 $\pm$ 0.012	0.747
	1.67	0.218	1.142 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.064 $\pm$ 0.012	1.206 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.069 $\pm$ 0.010	0.908 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.056 $\pm$ 0.024	0.414 $\pm$ 0.029 $\pm$ 0.034 $\pm$ 0.016	0.284 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.011	0.290 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.011	0.747
	2.17	0.221	1.219 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.065 $\pm$ 0.016	1.284 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.071 $\pm$ 0.013	0.982 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.058 $\pm$ 0.025	0.436 $\pm$ 0.029 $\pm$ 0.031 $\pm$ 0.017	0.338 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.011	0.332 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.023 $\pm$ 0.011	0.743
	2.82	0.243	1.284 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.068 $\pm$ 0.021	1.357 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.075 $\pm$ 0.017	1.052 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.062 $\pm$ 0.026	0.457 $\pm$ 0.027 $\pm$ 0.031 $\pm$ 0.020	0.342 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.012	0.336 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.012	0.743
	3.66	0.283	1.281 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.073 $\pm$ 0.027	1.364 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.080 $\pm$ 0.023	1.071 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.067 $\pm$ 0.027	0.441 $\pm$ 0.028 $\pm$ 0.032 $\pm$ 0.024	0.350 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.028 $\pm$ 0.013	0.335 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.028 $\pm$ 0.013	0.743
	4.76	0.459	1.446 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.081 $\pm$ 0.034	1.596 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.088 $\pm$ 0.029	1.268 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.075 $\pm$ 0.030	0.562 $\pm$ 0.025 $\pm$ 0.034 $\pm$ 0.030	0.394 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.033 $\pm$ 0.014	0.382 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.033 $\pm$ 0.014	0.808
	6.19	0.546	1.401 $\pm$ 0.021 $\pm$ 0.092 $\pm$ 0.042	1.571 $\pm$ 0.024 $\pm$ 0.098 $\pm$ 0.037	1.261 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.084 $\pm$ 0.032	0.542 $\pm$ 0.026 $\pm$ 0.039 $\pm$ 0.037	0.394 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.041 $\pm$ 0.016	0.378 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.041 $\pm$ 0.016	0.822
	8.04	0.614	1.477 $\pm$ 0.029 $\pm$ 0.104 $\pm$ 0.052	1.673 $\pm$ 0.033 $\pm$ 0.109 $\pm$ 0.046	1.356 $\pm$ 0.026 $\pm$ 0.095 $\pm$ 0.035	0.558 $\pm$ 0.034 $\pm$ 0.045 $\pm$ 0.045	0.435 $\pm$ 0.022 $\pm$ 0.050 $\pm$ 0.019	0.416 $\pm$ 0.019 $\pm$ 0.050 $\pm$ 0.019	0.841
	10.45	0.666	1.491 $\pm$ 0.045 $\pm$ 0.119 $\pm$ 0.062	1.696 $\pm$ 0.051 $\pm$ 0.123 $\pm$ 0.056	1.387 $\pm$ 0.042 $\pm$ 0.108 $\pm$ 0.039	0.518 $\pm$ 0.053 $\pm$ 0.053 $\pm$ 0.055	0.480 $\pm$ 0.040 $\pm$ 0.061 $\pm$ 0.021	0.453 $\pm$ 0.035 $\pm$ 0.061 $\pm$ 0.021	0.851
	13.59	0.745	1.388 $\pm$ 0.083 $\pm$ 0.137 $\pm$ 0.073	1.598 $\pm$ 0.096 $\pm$ 0.138 $\pm$ 0.067	1.317 $\pm$ 0.079 $\pm$ 0.123 $\pm$ 0.043	0.550 $\pm$ 0.096 $\pm$ 0.062 $\pm$ 0.067	0.421 $\pm$ 0.079 $\pm$ 0.074 $\pm$ 0.025	0.404 $\pm$ 0.071 $\pm$ 0.074 $\pm$ 0.025	0.877

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2xF ₁	xF ₃	q ²	q _w	aq _w
0.080	1.04	0.049	1.031±0.017 ±0.100 ±0.009	1.043±0.017 ±0.101 ±0.009	0.801±0.013 ±0.086 ±0.028	0.599±0.065 ±0.065 ±0.031			
	1.35	0.077	1.067±0.015 ±0.089 ±0.008	1.085±0.016 ±0.088 ±0.008	0.845±0.012 ±0.076 ±0.025	0.469±0.046 ±0.056 ±0.025			
	1.75	0.128	1.104±0.015 ±0.080 ±0.007	1.134±0.015 ±0.079 ±0.008	0.895±0.012 ±0.058 ±0.023	0.494±0.033 ±0.048 ±0.021	0.206±0.018 ±0.040 ±0.012	0.219±0.012 ±0.034 ±0.012	0.709
	2.28	0.207	1.159±0.014 ±0.073 ±0.008	1.209±0.014 ±0.072 ±0.009	0.965±0.011 ±0.059 ±0.022	0.591±0.025 ±0.043 ±0.018	0.205±0.010 ±0.026 ±0.011	0.219±0.007 ±0.029 ±0.011	0.747
	2.96	0.225	1.220±0.015 ±0.069 ±0.010	1.276±0.016 ±0.067 ±0.011	1.029±0.013 ±0.059 ±0.021	0.601±0.026 ±0.039 ±0.017	0.227±0.010 ±0.029 ±0.010	0.234±0.008 ±0.029 ±0.010	0.749
	3.85	0.217	1.299±0.015 ±0.067 ±0.012	1.353±0.016 ±0.066 ±0.014	1.102±0.013 ±0.058 ±0.022	0.661±0.027 ±0.038 ±0.017	0.242±0.012 ±0.026 ±0.009	0.248±0.009 ±0.026 ±0.009	0.746
	5.01	0.237	1.332±0.015 ±0.067 ±0.016	1.390±0.015 ±0.067 ±0.018	1.142±0.013 ±0.059 ±0.023	0.649±0.025 ±0.036 ±0.019	0.308±0.014 ±0.025 ±0.009	0.296±0.010 ±0.025 ±0.009	0.743
	6.51	0.277	1.354±0.016 ±0.070 ±0.020	1.422±0.017 ±0.071 ±0.023	1.178±0.014 ±0.063 ±0.025	0.652±0.026 ±0.037 ±0.023	0.306±0.014 ±0.025 ±0.010	0.292±0.011 ±0.025 ±0.010	0.745
	8.46	0.457	1.408±0.016 ±0.075 ±0.026	1.522±0.018 ±0.078 ±0.029	1.271±0.015 ±0.070 ±0.028	0.706±0.021 ±0.039 ±0.029	0.314±0.011 ±0.026 ±0.011	0.305±0.009 ±0.026 ±0.011	0.812
	11.00	0.526	1.440±0.020 ±0.082 ±0.032	1.570±0.021 ±0.088 ±0.036	1.320±0.018 ±0.078 ±0.032	0.744±0.024 ±0.044 ±0.036	0.325±0.013 ±0.029 ±0.012	0.311±0.011 ±0.029 ±0.012	0.824
	14.30	0.599	1.440±0.025 ±0.092 ±0.040	1.585±0.028 ±0.101 ±0.045	1.342±0.023 ±0.089 ±0.036	0.715±0.030 ±0.050 ±0.045	0.350±0.018 ±0.033 ±0.015	0.332±0.015 ±0.033 ±0.015	0.838
	18.59	0.665	1.483±0.038 ±0.104 ±0.048	1.643±0.042 ±0.116 ±0.054	1.400±0.036 ±0.103 ±0.041	0.752±0.044 ±0.058 ±0.055	0.363±0.029 ±0.039 ±0.017	0.345±0.025 ±0.039 ±0.017	0.855
	24.16	0.745	1.481±0.069 ±0.118 ±0.057	1.657±0.077 ±0.134 ±0.065	1.421±0.066 ±0.119 ±0.048	0.997±0.076 ±0.068 ±0.067	0.233±0.050 ±0.047 ±0.020	0.234±0.045 ±0.047 ±0.020	0.877

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2xF ₁	xF ₃	q ²	q _w	aq _w
0.125	1.62	0.048	1.050±0.016 ±0.094 ±0.008	1.058±0.016 ±0.098 ±0.009	0.884±0.013 ±0.085 ±0.024	0.654±0.060 ±0.056 ±0.027			
	2.11	0.076	1.102±0.015 ±0.080 ±0.007	1.116±0.015 ±0.083 ±0.008	0.937±0.012 ±0.073 ±0.021	0.660±0.043 ±0.050 ±0.023			
	2.74	0.121	1.125±0.014 ±0.068 ±0.008	1.146±0.014 ±0.071 ±0.008	0.968±0.012 ±0.063 ±0.018	0.669±0.032 ±0.046 ±0.020	0.159±0.016 ±0.021 ±0.008	0.173±0.011 ±0.021 ±0.008	0.710
	3.56	0.205	1.136±0.013 ±0.059 ±0.009	1.173±0.013 ±0.062 ±0.008	0.996±0.011 ±0.055 ±0.017	0.690±0.023 ±0.043 ±0.018	0.154±0.008 ±0.017 ±0.008	0.163±0.006 ±0.017 ±0.008	0.750
	4.63	0.220	1.178±0.014 ±0.054 ±0.011	1.218±0.014 ±0.056 ±0.010	1.040±0.012 ±0.050 ±0.016	0.694±0.024 ±0.042 ±0.018	0.181±0.009 ±0.015 ±0.008	0.183±0.007 ±0.015 ±0.008	0.748
	6.02	0.222	1.241±0.013 ±0.050 ±0.014	1.281±0.014 ±0.053 ±0.013	1.100±0.012 ±0.048 ±0.017	0.732±0.023 ±0.041 ±0.019	0.210±0.010 ±0.014 ±0.008	0.207±0.008 ±0.014 ±0.008	0.746
	7.82	0.239	1.290±0.013 ±0.050 ±0.017	1.334±0.014 ±0.053 ±0.017	1.151±0.012 ±0.048 ±0.019	0.809±0.022 ±0.042 ±0.022	0.191±0.011 ±0.013 ±0.008	0.191±0.008 ±0.013 ±0.008	0.745
	10.17	0.275	1.259±0.014 ±0.052 ±0.022	1.307±0.015 ±0.056 ±0.022	1.134±0.013 ±0.050 ±0.022	0.781±0.023 ±0.044 ±0.026	0.209±0.011 ±0.014 ±0.009	0.201±0.009 ±0.014 ±0.009	0.745
	13.22	0.449	1.300±0.014 ±0.057 ±0.028	1.379±0.015 ±0.062 ±0.028	1.203±0.013 ±0.055 ±0.026	0.793±0.019 ±0.047 ±0.031	0.231±0.008 ±0.016 ±0.009	0.221±0.007 ±0.016 ±0.009	0.812
	17.18	0.521	1.293±0.017 ±0.065 ±0.035	1.381±0.018 ±0.071 ±0.035	1.210±0.016 ±0.062 ±0.031	0.829±0.021 ±0.052 ±0.037	0.216±0.010 ±0.019 ±0.010	0.209±0.008 ±0.019 ±0.010	0.830
	22.34	0.593	1.286±0.021 ±0.075 ±0.043	1.383±0.023 ±0.083 ±0.043	1.217±0.020 ±0.072 ±0.037	0.819±0.025 ±0.057 ±0.045	0.225±0.013 ±0.024 ±0.011	0.216±0.011 ±0.024 ±0.011	0.843
	29.04	0.662	1.255±0.030 ±0.088 ±0.051	1.359±0.032 ±0.097 ±0.052	1.201±0.029 ±0.085 ±0.044	0.833±0.034 ±0.064 ±0.054	0.208±0.020 ±0.029 ±0.012	0.200±0.018 ±0.029 ±0.012	0.855
	37.75	0.745	1.310±0.060 ±0.104 ±0.061	1.429±0.066 ±0.115 ±0.062	1.269±0.058 ±0.100 ±0.052	0.820±0.067 ±0.073 ±0.065	0.246±0.050 ±0.036 ±0.014	0.236±0.045 ±0.036 ±0.014	0.877

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2x _{F1}	x _{F3}	q ²	q _w	a _{q_w}
0.175	2.27	0.051	1.017+/-0.015 +/-0.063 +/-0.009	1.023+/-0.015 +/-0.064 +/-0.008	0.914+/-0.014 +/-0.059 +/-0.019	0.671+/-0.057 +/-0.035 +/-0.027			
	2.95	0.075	1.069+/-0.015 +/-0.055 +/-0.008	1.078+/-0.015 +/-0.056 +/-0.007	0.962+/-0.013 +/-0.051 +/-0.016	0.751+/-0.044 +/-0.035 +/-0.023			
	3.83	0.123	1.075+/-0.013 +/-0.048 +/-0.007	1.089+/-0.014 +/-0.050 +/-0.008	0.972+/-0.012 +/-0.046 +/-0.014	0.753+/-0.031 +/-0.035 +/-0.020	0.128+/-0.015 +/-0.018 +/-0.007	0.133+/-0.010 +/-0.018 +/-0.007	0.710
	4.98	0.200	1.071+/-0.013 +/-0.044 +/-0.008	1.095+/-0.013 +/-0.045 +/-0.009	0.978+/-0.011 +/-0.041 +/-0.013	0.753+/-0.023 +/-0.035 +/-0.018	0.114+/-0.007 +/-0.015 +/-0.006	0.121+/-0.005 +/-0.015 +/-0.006	0.751
	6.48	0.214	1.092+/-0.013 +/-0.041 +/-0.009	1.118+/-0.014 +/-0.042 +/-0.010	1.000+/-0.012 +/-0.038 +/-0.013	0.776+/-0.024 +/-0.035 +/-0.017	0.120+/-0.008 +/-0.013 +/-0.006	0.124+/-0.006 +/-0.013 +/-0.006	0.750
	8.42	0.210	1.139+/-0.013 +/-0.039 +/-0.012	1.163+/-0.013 +/-0.041 +/-0.013	1.043+/-0.012 +/-0.037 +/-0.014	0.830+/-0.023 +/-0.036 +/-0.017	0.131+/-0.009 +/-0.011 +/-0.006	0.135+/-0.007 +/-0.011 +/-0.006	0.748
	10.95	0.239	1.132+/-0.012 +/-0.040 +/-0.015	1.159+/-0.013 +/-0.041 +/-0.017	1.042+/-0.011 +/-0.038 +/-0.016	0.810+/-0.021 +/-0.037 +/-0.019	0.141+/-0.010 +/-0.011 +/-0.006	0.138+/-0.007 +/-0.011 +/-0.006	0.745
	14.24	0.275	1.131+/-0.014 +/-0.042 +/-0.018	1.162+/-0.014 +/-0.043 +/-0.021	1.047+/-0.013 +/-0.040 +/-0.019	0.796+/-0.021 +/-0.038 +/-0.022	0.142+/-0.010 +/-0.011 +/-0.006	0.137+/-0.008 +/-0.011 +/-0.006	0.746
	18.51	0.432	1.146+/-0.014 +/-0.046 +/-0.023	1.195+/-0.014 +/-0.046 +/-0.027	1.080+/-0.013 +/-0.043 +/-0.023	0.838+/-0.018 +/-0.040 +/-0.027	0.146+/-0.007 +/-0.011 +/-0.006	0.142+/-0.006 +/-0.011 +/-0.006	0.818
	24.06	0.520	1.149+/-0.016 +/-0.051 +/-0.029	1.208+/-0.017 +/-0.052 +/-0.033	1.095+/-0.015 +/-0.049 +/-0.028	0.819+/-0.019 +/-0.042 +/-0.032	0.152+/-0.008 +/-0.013 +/-0.007	0.146+/-0.007 +/-0.013 +/-0.007	0.831
	31.28	0.594	1.118+/-0.013 +/-0.059 +/-0.035	1.181+/-0.020 +/-0.058 +/-0.040	1.073+/-0.019 +/-0.055 +/-0.034	0.846+/-0.022 +/-0.044 +/-0.039	0.130+/-0.010 +/-0.015 +/-0.008	0.127+/-0.008 +/-0.015 +/-0.008	0.849
	40.66	0.663	1.102+/-0.028 +/-0.068 +/-0.042	1.171+/-0.030 +/-0.067 +/-0.048	1.067+/-0.027 +/-0.064 +/-0.042	0.799+/-0.031 +/-0.047 +/-0.047	0.151+/-0.017 +/-0.018 +/-0.009	0.144+/-0.015 +/-0.018 +/-0.009	0.858
	52.86	0.745	1.019+/-0.048 +/-0.079 +/-0.051	1.089+/-0.051 +/-0.076 +/-0.057	0.995+/-0.047 +/-0.074 +/-0.050	0.755+/-0.052 +/-0.050 +/-0.056	0.132+/-0.033 +/-0.022 +/-0.010	0.127+/-0.029 +/-0.022 +/-0.010	0.877

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2x _{F1}	x _{F3}	q ²	q _w	a _{q_w}
0.225	2.92	0.047	0.967+/-0.015 +/-0.072 +/-0.008	0.970+/-0.015 +/-0.071 +/-0.008	0.914+/-0.014 +/-0.070 +/-0.014	0.732+/-0.059 +/-0.087 +/-0.025			
	3.79	0.077	0.949+/-0.014 +/-0.056 +/-0.007	0.953+/-0.014 +/-0.055 +/-0.007	0.892+/-0.013 +/-0.055 +/-0.012	0.701+/-0.040 +/-0.067 +/-0.021			
	4.93	0.122	0.971+/-0.013 +/-0.043 +/-0.007	0.979+/-0.013 +/-0.043 +/-0.007	0.912+/-0.012 +/-0.042 +/-0.010	0.756+/-0.029 +/-0.050 +/-0.018	0.082+/-0.014 +/-0.022 +/-0.002	0.088+/-0.009 +/-0.022 +/-0.002	0.711
	6.41	0.204	0.974+/-0.012 +/-0.034 +/-0.007	0.989+/-0.012 +/-0.033 +/-0.007	0.919+/-0.011 +/-0.032 +/-0.010	0.758+/-0.022 +/-0.037 +/-0.016	0.080+/-0.007 +/-0.018 +/-0.004	0.084+/-0.005 +/-0.018 +/-0.004	0.753
	8.33	0.205	0.979+/-0.013 +/-0.027 +/-0.008	0.993+/-0.013 +/-0.027 +/-0.009	0.921+/-0.012 +/-0.026 +/-0.010	0.776+/-0.023 +/-0.027 +/-0.015	0.094+/-0.008 +/-0.014 +/-0.006	0.095+/-0.006 +/-0.014 +/-0.006	0.751
	10.83	0.212	0.988+/-0.012 +/-0.023 +/-0.010	1.003+/-0.013 +/-0.024 +/-0.011	0.930+/-0.012 +/-0.022 +/-0.011	0.780+/-0.022 +/-0.021 +/-0.016	0.095+/-0.008 +/-0.012 +/-0.007	0.095+/-0.006 +/-0.012 +/-0.007	0.749
	14.08	0.236	0.994+/-0.011 +/-0.023 +/-0.013	1.011+/-0.012 +/-0.023 +/-0.014	0.938+/-0.011 +/-0.022 +/-0.013	0.808+/-0.019 +/-0.018 +/-0.017	0.075+/-0.008 +/-0.010 +/-0.008	0.078+/-0.006 +/-0.010 +/-0.008	0.747
	18.30	0.270	0.977+/-0.013 +/-0.025 +/-0.016	0.996+/-0.013 +/-0.026 +/-0.017	0.924+/-0.012 +/-0.024 +/-0.016	0.765+/-0.020 +/-0.018 +/-0.020	0.096+/-0.009 +/-0.009 +/-0.008	0.092+/-0.007 +/-0.009 +/-0.008	0.747
	23.79	0.436	0.994+/-0.013 +/-0.030 +/-0.021	1.026+/-0.013 +/-0.032 +/-0.022	0.953+/-0.012 +/-0.030 +/-0.020	0.786+/-0.016 +/-0.022 +/-0.024	0.097+/-0.006 +/-0.009 +/-0.008	0.093+/-0.005 +/-0.009 +/-0.008	0.818
	30.93	0.515	0.987+/-0.015 +/-0.039 +/-0.026	1.023+/-0.015 +/-0.041 +/-0.027	0.952+/-0.014 +/-0.038 +/-0.025	0.778+/-0.018 +/-0.029 +/-0.029	0.099+/-0.007 +/-0.010 +/-0.008	0.095+/-0.006 +/-0.010 +/-0.008	0.831
	40.21	0.578	0.954+/-0.018 +/-0.050 +/-0.032	0.993+/-0.019 +/-0.053 +/-0.033	0.925+/-0.017 +/-0.050 +/-0.031	0.809+/-0.021 +/-0.039 +/-0.035	0.077+/-0.008 +/-0.011 +/-0.008	0.076+/-0.007 +/-0.011 +/-0.008	0.848
	52.27	0.661	0.942+/-0.026 +/-0.065 +/-0.038	0.985+/-0.027 +/-0.068 +/-0.040	0.919+/-0.025 +/-0.064 +/-0.037	0.761+/-0.029 +/-0.053 +/-0.042	0.089+/-0.013 +/-0.014 +/-0.007	0.086+/-0.012 +/-0.014 +/-0.007	0.863
	67.96	0.745	0.938+/-0.050 +/-0.082 +/-0.045	0.986+/-0.052 +/-0.086 +/-0.048	0.922+/-0.049 +/-0.082 +/-0.045	0.724+/-0.054 +/-0.071 +/-0.051	0.108+/-0.036 +/-0.017 +/-0.005	0.103+/-0.032 +/-0.017 +/-0.005	0.877

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2xF ₁	xF ₃	q ²	q _w	a _{q_w}
0.275	3.56	0.049	0.862+/-0.014 +/-0.043 +/-0.006	0.863+/-0.014 +/-0.043 +/-0.007	0.849+/-0.014 +/-0.043 +/-0.010	0.662+/-0.053 +/-0.074 +/-0.022			
	4.63	0.077	0.847+/-0.013 +/-0.035 +/-0.006	0.849+/-0.013 +/-0.035 +/-0.006	0.826+/-0.012 +/-0.035 +/-0.009	0.651+/-0.037 +/-0.059 +/-0.018			
	6.03	0.119	0.877+/-0.012 +/-0.028 +/-0.006	0.881+/-0.012 +/-0.028 +/-0.006	0.850+/-0.012 +/-0.027 +/-0.008	0.790+/-0.029 +/-0.046 +/-0.016	0.025+/-0.013 +/-0.016 +/-0.004	0.038+/-0.009 +/-0.016 +/-0.004	0.711
	7.83	0.198	0.838+/-0.011 +/-0.022 +/-0.007	0.845+/-0.011 +/-0.023 +/-0.006	0.810+/-0.011 +/-0.022 +/-0.008	0.680+/-0.020 +/-0.036 +/-0.015	0.054+/-0.006 +/-0.013 +/-0.003	0.056+/-0.004 +/-0.013 +/-0.003	0.753
	10.18	0.206	0.845+/-0.012 +/-0.019 +/-0.008	0.853+/-0.012 +/-0.019 +/-0.008	0.814+/-0.012 +/-0.019 +/-0.009	0.700+/-0.022 +/-0.028 +/-0.014	0.055+/-0.007 +/-0.011 +/-0.003	0.057+/-0.005 +/-0.011 +/-0.003	0.752
	13.24	0.208	0.853+/-0.012 +/-0.017 +/-0.010	0.861+/-0.012 +/-0.017 +/-0.009	0.820+/-0.011 +/-0.017 +/-0.010	0.750+/-0.020 +/-0.023 +/-0.015	0.051+/-0.007 +/-0.009 +/-0.003	0.054+/-0.005 +/-0.009 +/-0.003	0.750
	17.21	0.236	0.830+/-0.011 +/-0.017 +/-0.013	0.840+/-0.011 +/-0.017 +/-0.012	0.799+/-0.010 +/-0.017 +/-0.012	0.738+/-0.018 +/-0.020 +/-0.016	0.044+/-0.007 +/-0.007 +/-0.003	0.046+/-0.005 +/-0.007 +/-0.003	0.746
	22.37	0.276	0.836+/-0.012 +/-0.019 +/-0.016	0.848+/-0.012 +/-0.019 +/-0.015	0.805+/-0.011 +/-0.018 +/-0.015	0.691+/-0.018 +/-0.020 +/-0.018	0.059+/-0.008 +/-0.007 +/-0.003	0.057+/-0.006 +/-0.007 +/-0.003	0.748
	29.08	0.449	0.804+/-0.011 +/-0.022 +/-0.020	0.823+/-0.011 +/-0.023 +/-0.019	0.781+/-0.011 +/-0.022 +/-0.019	0.659+/-0.014 +/-0.022 +/-0.022	0.062+/-0.005 +/-0.006 +/-0.003	0.060+/-0.004 +/-0.006 +/-0.003	0.829
	37.81	0.532	0.796+/-0.013 +/-0.027 +/-0.025	0.818+/-0.013 +/-0.028 +/-0.024	0.777+/-0.013 +/-0.027 +/-0.023	0.666+/-0.015 +/-0.027 +/-0.026	0.052+/-0.005 +/-0.007 +/-0.004	0.051+/-0.004 +/-0.007 +/-0.004	0.848
	49.15	0.582	0.805+/-0.017 +/-0.034 +/-0.030	0.829+/-0.017 +/-0.035 +/-0.029	0.788+/-0.016 +/-0.034 +/-0.028	0.690+/-0.019 +/-0.035 +/-0.031	0.056+/-0.007 +/-0.008 +/-0.004	0.055+/-0.006 +/-0.008 +/-0.004	0.851
	63.89	0.641	0.802+/-0.023 +/-0.043 +/-0.036	0.828+/-0.024 +/-0.044 +/-0.035	0.787+/-0.023 +/-0.042 +/-0.034	0.730+/-0.026 +/-0.045 +/-0.037	0.042+/-0.010 +/-0.009 +/-0.004	0.041+/-0.009 +/-0.009 +/-0.004	0.855
	83.06	0.745	0.824+/-0.049 +/-0.053 +/-0.043	0.854+/-0.051 +/-0.054 +/-0.042	0.813+/-0.049 +/-0.053 +/-0.041	0.588+/-0.055 +/-0.057 +/-0.044	0.123+/-0.040 +/-0.011 +/-0.004	0.114+/-0.035 +/-0.011 +/-0.004	0.877

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2xF ₁	xF ₃	q ²	q _w	a _{q_w}
0.350	4.54	0.048	0.690+/-0.009 +/-0.029 +/-0.006	0.689+/-0.009 +/-0.029 +/-0.006	0.714+/-0.010 +/-0.031 +/-0.007	0.609+/-0.035 +/-0.046 +/-0.019			
	5.90	0.073	0.675+/-0.008 +/-0.025 +/-0.005	0.674+/-0.008 +/-0.024 +/-0.005	0.687+/-0.009 +/-0.026 +/-0.006	0.601+/-0.025 +/-0.035 +/-0.015			
	7.67	0.119	0.654+/-0.008 +/-0.021 +/-0.005	0.653+/-0.008 +/-0.021 +/-0.005	0.657+/-0.008 +/-0.022 +/-0.005	0.555+/-0.018 +/-0.027 +/-0.013	0.040+/-0.008 +/-0.009 +/-0.002	0.038+/-0.005 +/-0.009 +/-0.002	0.712
	9.97	0.191	0.655+/-0.007 +/-0.019 +/-0.005	0.656+/-0.007 +/-0.018 +/-0.005	0.652+/-0.007 +/-0.019 +/-0.005	0.582+/-0.013 +/-0.021 +/-0.011	0.023+/-0.004 +/-0.007 +/-0.002	0.025+/-0.003 +/-0.007 +/-0.002	0.755
	12.96	0.212	0.633+/-0.008 +/-0.017 +/-0.005	0.634+/-0.008 +/-0.017 +/-0.005	0.626+/-0.007 +/-0.017 +/-0.006	0.548+/-0.013 +/-0.016 +/-0.010	0.035+/-0.004 +/-0.006 +/-0.002	0.034+/-0.003 +/-0.006 +/-0.002	0.754
	16.85	0.215	0.634+/-0.007 +/-0.016 +/-0.007	0.637+/-0.007 +/-0.016 +/-0.007	0.626+/-0.007 +/-0.016 +/-0.007	0.554+/-0.012 +/-0.014 +/-0.010	0.035+/-0.004 +/-0.005 +/-0.002	0.033+/-0.003 +/-0.005 +/-0.002	0.750
	21.90	0.242	0.615+/-0.007 +/-0.017 +/-0.008	0.619+/-0.007 +/-0.017 +/-0.009	0.605+/-0.006 +/-0.016 +/-0.008	0.550+/-0.011 +/-0.013 +/-0.011	0.026+/-0.004 +/-0.004 +/-0.002	0.025+/-0.003 +/-0.004 +/-0.002	0.750
	28.47	0.268	0.614+/-0.007 +/-0.018 +/-0.011	0.618+/-0.007 +/-0.018 +/-0.011	0.603+/-0.007 +/-0.017 +/-0.011	0.553+/-0.012 +/-0.014 +/-0.013	0.023+/-0.004 +/-0.003 +/-0.002	0.023+/-0.003 +/-0.003 +/-0.002	0.750
	37.01	0.314	0.612+/-0.009 +/-0.020 +/-0.014	0.617+/-0.009 +/-0.020 +/-0.014	0.600+/-0.008 +/-0.020 +/-0.014	0.553+/-0.012 +/-0.017 +/-0.015	0.023+/-0.005 +/-0.003 +/-0.002	0.023+/-0.004 +/-0.003 +/-0.002	0.752
	48.12	0.499	0.591+/-0.008 +/-0.023 +/-0.017	0.599+/-0.008 +/-0.023 +/-0.018	0.582+/-0.008 +/-0.023 +/-0.017	0.548+/-0.010 +/-0.022 +/-0.019	0.023+/-0.003 +/-0.003 +/-0.002	0.022+/-0.002 +/-0.003 +/-0.002	0.849
	62.55	0.587	0.567+/-0.010 +/-0.027 +/-0.021	0.576+/-0.010 +/-0.027 +/-0.022	0.560+/-0.010 +/-0.027 +/-0.021	0.507+/-0.012 +/-0.028 +/-0.023	0.023+/-0.003 +/-0.003 +/-0.002	0.023+/-0.003 +/-0.003 +/-0.002	0.862
	81.32	0.645	0.560+/-0.014 +/-0.032 +/-0.025	0.570+/-0.015 +/-0.032 +/-0.027	0.554+/-0.014 +/-0.033 +/-0.026	0.512+/-0.016 +/-0.037 +/-0.028	0.025+/-0.006 +/-0.003 +/-0.003	0.024+/-0.005 +/-0.003 +/-0.003	0.865
	105.70	0.746	0.574+/-0.025 +/-0.038 +/-0.030	0.587+/-0.026 +/-0.038 +/-0.032	0.570+/-0.025 +/-0.039 +/-0.031	0.517+/-0.027 +/-0.048 +/-0.034	0.029+/-0.012 +/-0.004 +/-0.003	0.027+/-0.011 +/-0.004 +/-0.003	0.878

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2xF ₁	xF ₃	q ^{1/2}	q _w	a _{q_w}
0.450	5.83	0.047	0.480+ -0.023 -0.005	0.478+ -0.023 -0.005	0.523+ -0.025 -0.005	0.463+ -0.029 -0.044 -0.012			
	7.58	0.077	0.448+ -0.007 -0.003	0.445+ -0.007 -0.003	0.475+ -0.007 -0.004	0.399+ -0.019 -0.038 -0.009			
	9.86	0.116	0.431+ -0.006 -0.023 -0.003	0.429+ -0.006 -0.023 -0.003	0.449+ -0.006 -0.024 -0.003	0.402+ -0.014 -0.034 -0.008 -0.001	0.022+ -0.006 -0.008 -0.001	0.019+ -0.004 -0.008 -0.001	0.712
	12.82	0.197	0.413+ -0.006 -0.023 -0.002	0.411+ -0.006 -0.023 -0.002	0.423+ -0.006 -0.024 -0.003	0.375+ -0.010 -0.030 -0.007	0.017+ -0.003 -0.006 -0.001	0.016+ -0.002 -0.006 -0.001	0.755
	16.66	0.205	0.397+ -0.006 -0.023 -0.003	0.396+ -0.006 -0.023 -0.003	0.403+ -0.006 -0.023 -0.003	0.375+ -0.010 -0.026 -0.006 -0.001	0.006+ -0.003 -0.005 -0.001	0.007+ -0.002 -0.005 -0.001	0.756
	21.66	0.207	0.381+ -0.005 -0.022 -0.004	0.380+ -0.005 -0.022 -0.004	0.385+ -0.005 -0.023 -0.004	0.364+ -0.010 -0.024 -0.007	0.013+ -0.003 -0.004 -0.001	0.012+ -0.002 -0.004 -0.001	0.751
	28.16	0.241	0.370+ -0.005 -0.022 -0.006	0.369+ -0.005 -0.022 -0.006	0.371+ -0.005 -0.022 -0.006	0.342+ -0.008 -0.022 -0.008	0.009+ -0.003 -0.003 -0.002	0.009+ -0.002 -0.003 -0.002	0.752
	36.61	0.264	0.366+ -0.006 -0.021 -0.008	0.366+ -0.006 -0.021 -0.008	0.366+ -0.006 -0.021 -0.008	0.347+ -0.009 -0.021 -0.010	0.008+ -0.003 -0.002 -0.002	0.008+ -0.002 -0.002 -0.002	0.751
	47.59	0.320	0.352+ -0.006 -0.020 -0.011	0.352+ -0.006 -0.020 -0.011	0.351+ -0.006 -0.020 -0.011	0.327+ -0.009 -0.020 -0.012	0.006+ -0.003 -0.002 -0.003	0.006+ -0.003 -0.002 -0.003	0.753
	61.86	0.513	0.335+ -0.006 -0.020 -0.014	0.337+ -0.006 -0.020 -0.014	0.334+ -0.006 -0.020 -0.014	0.315+ -0.007 -0.020 -0.015	0.008+ -0.002 -0.002 -0.003	0.008+ -0.001 -0.002 -0.003	0.859
	80.42	0.555	0.330+ -0.008 -0.019 -0.018	0.332+ -0.008 -0.019 -0.018	0.329+ -0.008 -0.019 -0.018	0.333+ -0.009 -0.021 -0.019	0.006+ -0.002 -0.002 -0.004	0.006+ -0.002 -0.002 -0.004	0.858
	104.50	0.666	0.322+ -0.010 -0.017 -0.023	0.324+ -0.010 -0.017 -0.023	0.321+ -0.010 -0.018 -0.023	0.305+ -0.011 -0.023 -0.024	0.004+ -0.003 -0.002 -0.005	0.005+ -0.002 -0.002 -0.005	0.874
	135.90	0.746	0.308+ -0.018 -0.016 -0.028	0.311+ -0.018 -0.016 -0.028	0.307+ -0.018 -0.016 -0.029	0.288+ -0.019 -0.026 -0.029	0.011+ -0.008 -0.003 -0.006	0.010+ -0.007 -0.003 -0.006	0.878

x	q ²	a _{Fw}	F _w	F ₂	2xF ₁	xF ₃	q ^{1/2}	q _w	a _{q_w}
0.550	7.13	0.047	0.294+ -0.006 -0.026 -0.002	0.293+ -0.006 -0.025 -0.002	0.332+ -0.006 -0.029 -0.003	0.257+ -0.021 -0.019 -0.006			
	9.27	0.072	0.283+ -0.005 -0.024 -0.002	0.281+ -0.005 -0.024 -0.002	0.310+ -0.006 -0.027 -0.002	0.273+ -0.015 -0.019 -0.005			
	12.05	0.118	0.250+ -0.004 -0.023 -0.002	0.248+ -0.004 -0.023 -0.002	0.267+ -0.005 -0.025 -0.002	0.235+ -0.010 -0.018 -0.005	0.009+ -0.004 -0.002 -0.001	0.008+ -0.003 -0.002 -0.001	0.713
	15.66	0.181	0.234+ -0.004 -0.021 -0.002	0.231+ -0.004 -0.022 -0.002	0.245+ -0.004 -0.023 -0.002	0.236+ -0.008 -0.017 -0.004	0.000+ -0.002 -0.002 -0.001	0.001+ -0.001 -0.002 -0.001	0.758
	20.36	0.197	0.220+ -0.004 -0.020 -0.002	0.218+ -0.004 -0.020 -0.002	0.227+ -0.004 -0.021 -0.002	0.212+ -0.007 -0.016 -0.004	0.007+ -0.002 -0.002 -0.001	0.006+ -0.002 -0.002 -0.001	0.754
	26.47	0.218	0.207+ -0.004 -0.019 -0.002	0.206+ -0.004 -0.019 -0.002	0.212+ -0.004 -0.019 -0.002	0.197+ -0.006 -0.016 -0.004	0.008+ -0.002 -0.002 -0.001	0.007+ -0.002 -0.002 -0.001	0.753
	34.42	0.231	0.198+ -0.003 -0.018 -0.003	0.197+ -0.003 -0.018 -0.003	0.201+ -0.003 -0.018 -0.003	0.192+ -0.006 -0.015 -0.004	0.004+ -0.002 -0.002 -0.001	0.003+ -0.002 -0.002 -0.001	0.752
	44.74	0.269	0.187+ -0.004 -0.016 -0.003	0.187+ -0.004 -0.016 -0.003	0.189+ -0.004 -0.016 -0.003	0.183+ -0.006 -0.014 -0.005	0.004+ -0.002 -0.001 -0.001	0.004+ -0.002 -0.001 -0.001	0.750
	58.16	0.315	0.176+ -0.004 -0.015 -0.004	0.175+ -0.004 -0.015 -0.004	0.177+ -0.004 -0.015 -0.004	0.171+ -0.006 -0.013 -0.005	0.001+ -0.002 -0.001 -0.001	0.001+ -0.002 -0.001 -0.001	0.754
	75.61	0.489	0.173+ -0.004 -0.014 -0.005	0.173+ -0.004 -0.014 -0.005	0.174+ -0.004 -0.014 -0.005	0.167+ -0.005 -0.013 -0.006	0.005+ -0.001 -0.001 -0.001	0.004+ -0.001 -0.001 -0.001	0.860
	98.29	0.560	0.162+ -0.005 -0.013 -0.006	0.162+ -0.005 -0.013 -0.006	0.162+ -0.005 -0.013 -0.006	0.158+ -0.006 -0.012 -0.008	0.004+ -0.002 -0.001 -0.001	0.003+ -0.001 -0.001 -0.001	0.859
	127.80	0.648	0.155+ -0.007 -0.012 -0.007	0.155+ -0.007 -0.012 -0.007	0.155+ -0.007 -0.012 -0.007	0.154+ -0.008 -0.011 -0.009	0.002+ -0.002 -0.001 -0.001	0.002+ -0.002 -0.001 -0.001	0.868
	168.10	0.746	0.157+ -0.014 -0.011 -0.008	0.157+ -0.014 -0.011 -0.009	0.157+ -0.014 -0.011 -0.009	0.126+ -0.015 -0.011 -0.011	0.017+ -0.008 -0.001 -0.001	0.015+ -0.007 -0.001 -0.001	0.878

x	q^2	a_{F_W}	F_W	F_2	$2xF_1$	xF_3	$\bar{q}^2$	$\bar{q}_W$	$a\bar{q}_W$
0.650	8.43	0.051	0.168 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.018 $\pm$ 0.009	0.167 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.008	0.196 $\pm$ 0.005 $\pm$ 0.020 $\pm$ 0.010	0.158 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.010			
	10.95	0.078	0.151 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.017 $\pm$ 0.007	0.149 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.007	0.169 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.018 $\pm$ 0.008	0.155 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.008			
	14.24	0.127	0.130 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.005	0.128 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.005	0.141 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.016 $\pm$ 0.006	0.137 $\pm$ 0.007 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.006	-0.002 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.001	-0.001 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.001	0.714
	18.51	0.195	0.112 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.014 $\pm$ 0.004	0.111 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.004	0.119 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.015 $\pm$ 0.005	0.115 $\pm$ 0.005 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.005	-0.002 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.001	-0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.001	0.761
	24.07	0.214	0.099 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.003	0.097 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.003	0.103 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.013 $\pm$ 0.003	0.093 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.004	0.005 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.001	0.004 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.001	0.755
	31.29	0.224	0.096 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.002	0.095 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.003	0.099 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.012 $\pm$ 0.003	0.091 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.003	0.004 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.003 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.752
	40.67	0.252	0.088 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.002	0.087 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.002	0.090 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.002	0.079 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.011 $\pm$ 0.002	0.003 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.003 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.753
	52.87	0.273	0.083 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.002	0.083 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.002	0.085 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.002	0.083 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.002	0.000 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.000 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.752
	68.74	0.460	0.074 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.001	0.073 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.074 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.002	0.070 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.010 $\pm$ 0.002	0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.851
	89.36	0.509	0.070 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.069 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.070 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.068 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.858
	116.20	0.579	0.066 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.065 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.066 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.067 $\pm$ 0.003 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.002	0.000 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.000 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.867
	151.00	0.647	0.076 $\pm$ 0.005 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.003	0.075 $\pm$ 0.005 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.003	0.076 $\pm$ 0.005 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.003	0.072 $\pm$ 0.005 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.003	0.002 $\pm$ 0.002 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.002 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.871
	196.30	0.747	0.068 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.004	0.068 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.003	0.068 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.004	0.058 $\pm$ 0.009 $\pm$ 0.008 $\pm$ 0.004	0.005 $\pm$ 0.005 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.005 $\pm$ 0.004 $\pm$ 0.001 $\pm$ 0.001	0.878

REFERENCES

- [I.1] S.L. GLASHOW, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
A. SALAM, Proc. 8th. Nobel Symposium, Aspenasgarden, 1968 (Almquist and Wiksell, Stokholm, (1968) 36 ;
S. WEINBERG, Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1264 ;
Phys. Rev. D5 (1972) 1412.
- [I.2] A. BODEK and J.L. RITCHIE, Phys. Rev. D23 (1981) 1070,
A. BODEK and J.L. RITCHIE Phys. Rev. D24 (1981) 1400.
- [I.3] J.D. BJORKEN, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [I.4] W. PANOFSKY, In proceedings of the 14th. Int. Conf. on HEP, Vienne, (1968) 23.
- [I.5] R.P. FEYNMAN, Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1415.
- [I.6] J.D. BJORKEN and E.A. PASCHOS, Phys. Rev. 185 (1969) 1975.
- [I.7] F.E CLOSE, An introduction to quark and partons, Academic Press (1979).
E. LEADER and E. PREDAZZI, An introduction to gauge theories and the new physics, Cambridge Univ. Press (1982).
- [I.8] S. GLASHOW, J. ILIOPOULOS, L. MAINI, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [I.9] R.M. BARNETT Phys. Rev. D14 (1976) 70.
- [I.10] H. ABRAMOWICZ et al., Z. Phys.C 15 (1982) 19.
- [I.11] De RUJULA et al., Nucl. Phys. B154 (1979) 394.
- [I.12] D. Yu BARDIN and O.M. FEDORENKO, Sov. Yad. Phys. 30 (1979) 394.
D. Yu BARDIN and O.M. DOKUCHAEVA, Sov. Yad. Phys. 36 (1982) 481
- [I.13] H.D. BRUMMEL, Diplomarbeit, Universität de Dortmund.
- [I.14] D. Yu. BARDIN, C. GUYOT and A. PARA, CDHS Internal Report.
- [I.15] A.J. BURAS, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 199.

E. REYA, Phys. Rep. 69 (1981) 195.

G. ALTARELLI, Phys. Rep. 81 (1982) 1.
- [I.16] G. ALTARELLI, G. PARISI, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.

- [I.17] G. ALTARELLI, G. MARTINELLI, Phys. letters 76B (1979) 89.
- [I.18] K. WILSON, Phys. Rev. 179 (1969) 1499.
- [II.1] P. BOSETTI et al., Nucl. Phys. B203 (1983) 362
D. ALLASIA et al., Z. Phys.C 28 (1985) 321
- [II.2] S.M. HEAGY et al., Phys. Rev. D23 (1981) 1045.
- [II.3] J.J. AUBERT et al., Phys. Letters 123 (1983) 275.
- [II.4] A. BODEK et al., Phys. Letters 50 (1983) 1431 51 (1983) 543.
- [II.5] BCDMS Coll., G. BARI et al., Phys. Letters 163 (1985) 282.
- [II.6] H. ABRAMOWICZ et al., Z. Phys. C. 25 (1984) 29.
- [II.7] H. ABRAMOWICZ et al., Z. Phys. C. 17 (1983) 283.
- [II.8] F. BERGSMA et al., Phys. Letters 123 (1983) 269.
- [II.9] D.B. MACFARLANE et al., Z. Phys. C. 26 (1984) 1.
- [II.10] H. ABRAMOWICZ et al., Phys. Letters 107 (1981) 141.
- [II.11] F. BERGSMA et al., Phys. Letters 141B (1984) 129.
- [II.12] D.B. MACFARLANE Ph. D. Thesis, Newis Preprint R#1297 (1983).
- [II.13] K. RITH, Review Talk, Proc. of EPS, Brighton (1983) ;
J.J. AUBERT et al., Phys. Letters 121B (1983) 87.
- [II.14] a) R.G. ARNOLD et al., Phys. Rev. Letters 52 (1984) 727.
b) A. BODEK et al., Phys. Rev. 20 (1979) 1471.
Voir aussi M.D. MESTAYER et al., Phys. Rev. D27 (1983) 285.
- [II.15] S.E. ROCK, proc of 22nd Int. Conf. on HEP, Leipzig (1984).
- [II.17] H. ABRAMOWICZ et al., Z. Phys. C. 15 (1982) 19.
- [II.18] J.J. AUBERT et al., Phys. Letters 105B (1981) 322.
- [II.19] J.J. AUBERT et al., Nucl. Phys. 259 (1985) 189.
- [II.20] R.G. ARNOLD et al., A proposal to measure the x, Q^2 and
nuclear dependence of R. SLAC proposal E140.
- [III.1] H.W. ATHERTON et al., rapport CERN 80-07 1980.
- [III.2] K.L. BROWN et C. ISELIN, rapport CERN 74-02 1974.
- [III.3] J.P. SCHULLER, Thèse d'état, Univ. Paris-Sud, 1985.
- [III.4] S. VAN DER MEER, rapport CERN 61-7 1967.

- [III.5] A.E. BALL, CERN/EF/BEAM 83-1 1983.
- [III.6] R. BLAES, Thèse d'état, Univ. Strasbourg, 1984.
C. WISSER, Nubeam, Hydra application library, CERN 1979.
W. VENUS and H. WACHSMUTH, CERN/EP/NBU 79-1, 1979.
- [III.7] F. PERRIER, Thèse d'Université, Paris VI, 1986.
- [III.8] E.H.M. HEIJNE, CERN/EP/FD 83-06, 1983.
- [III.9] H. ABRAMOWICZ et al., à publier dans Z. Phys. C.
- [III.10] M. HOLDER et al., Nucl. Inst. and Meth. 148 (1978) 235.
- [III.11] a) G. MAREL et al., Nucl. Inst. and Meth. 141 (1977) 43.
b) B. PEYAUD et al., Nucl. Inst. and Meth. 176 (1980) 305.
- [III.12] a) M. HOLDER et al., Nucl. Inst. and Meth. 151 (1978) 69.
b) H. ABRAMOWICZ et al., Nucl. Inst. and Meth. 180 (1981) 429.
- [III.13] P. DEBU, Thèse d'état, Univ. Paris-Sud 1985.
- [III.14] J. RANDE, B. PEYAUD, J.P. SCHULLER, mémo interne 31/1/1981.
- [III.15] C. RICHARD-SERRE rapport CERN 71-18 1971.
- [III.16] R.L. GLUCKSTERN, Nucl. Inst. and Meth. 24 (1963) 381.
- [III.17] R. KOPP et al., Z. Phys. C. 28 (1985) 171.
- [VI.1] M. JONKER et al., Phys. Letters 109 (1983) 133.
- [VI.2] Rapport jaune CERN 85-09 (1985)
V. BLOBEL p. 88-126.
- [VI.3] W. VENUS, A. PARA, Communication privée.
- [VI.4] P. MARAGE, Présentation à la conférence Neutrino '86, SENDAI
Preprint Universities of Brussels IIHE-86.04 July 1986.
- [VII.1] L. DILELLA, Int. Conf. on HEP, Bari 1985
CERN-EP/85-184 (1985).
- [VII.2] J. FELTESSE, Int. Conf. on HEP, Bari 1985
Rapport CEA-DPhPE 85-09.
- [VIII.1] K. KLEINKNECHT et J. KNOBLOCH, communication privée.
CDHS Coll., à publier.
- [VIII.2] P. BUCHHOLZ, PhD Thesis, Université de Dortmund.
- [X.1] J.J. AUBERT et al., Nucl. Phys. B277 (1986) 158.
- [X.2] M. VIRCHAUX aux XX^{èmes} Rencontres de Moriond, les Arcs (1986)

et Int. Conf. on HEP, Berkeley 1986 (Rapport CEA-DPhPE 86-15).

- [XI.1] E.G. FLORATOS, C. KOUNAS, R. LACAZE, Preprint LPTENS 81/3.
- [XI.2] W. FURMANSKI and R. PETRONZIO, Nucl. phys. B14 (1982) 289.
- [XI.3] A. GONZALES-ARROYO, C. LOPEZ and F.J. YNDURAIN
Nucl. Phys. B153 (1979) 161, B159 (1979) 512.
- [XI.4] A. DEVOTO, D.W. DUKE, J.F. OWENS, R.G. ROBERTS 275.
Phys. Rev. D27 (1979) 508.
- [XI.5] C.F. ABBOTT, W.B. ATWOOD, R.M. BARNETT, Phys. Rev. D22
(1980) 582 et reference [XI.7].
- [XI.6] H. GEORGI and H.D. POLITZER, Phys. Rev. D14 (1976) 1829
et Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1281.
- [XI.7] L.F. ABBOTT and R.M. BARNETT, Ann. of Phys. 125 (1980) 276.
- [XI.8] F. EISELE, M. GLUCK, E. HOFFMANN, E. REYA,
Phys. Rev. D26 (1982) 41
- [XI.9] D.W. DUKE, R.G. ROBERTS, Phys. Rep. 120 n°5 (1985) 275.
- [XI.10] F. BERGSMA et al., Phys. Lett. 153B (1985) 111
- [XI.11] F. JEDRZEJEWSKI, communication privée.
- [XI.12] H.J. BEHREND et al. Nucl. Phys. B218 (1983) 269,
Phys. Lett. 138B (1984) 311.
- [XI.13] T.SJOSTRAND, DESY 84-023 (1984).
- [XI.14] T. AKESSON et al., CERN-EP/86-52, 28 avril 1986.
- [XI.15] G. ARNISON et al., Phys. Lett. 158B (1985) 494.
- [XI.16] J.A. APPEL et al., Z. Phys. C30 (1986) 341.
- [XI.17] M. BENGTTSSON et al., LU-TP/86-11, May 1986.