

CEA-N-2442

- Note CEA-N-2442 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires

**ETUDE DE LA FRAGMENTATION DES QUARKS DANS LES INTERACTIONS
DE TYPE «COURANT CHARGÉ» ν ET $\bar{\nu}$ SUR DEUTÉRIUM**

par

Teresa BOLOGNESE

- Octobre 1985 -

Note CEA-N-2442

DESCRIPTION-MATIERE (Mots-clés extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français

INTERACTIONS NEUTRINO-NUCLEONS
INTERACTIONS ANTINEUTRINO-NUCLEONS
CHAMBRES A BULLES
DEUTERIUM
BOSONS INTERMEDIAIRES
INTERACTIONS PAR COURANTS CHARGES
QUARKS
HADRONS
FRAGMENTATION LIMITE
MODELE DU PARTON
MODELE DES JETS
CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE
IMPULSION TRANSVERSE
GLUONS
DOMAINE 10 - 100 GEV

en anglais

NEUTRINO-NUCLEON INTERACTIONS
ANTINEUTRINO-NUCLEON INTERACTIONS
BUBBLE CHAMBERS
DEUTERIUM
INTERMEDIATE BOSONS
CHARGED-CURRENT INTERACTIONS
QUARKS
HADRONS
LIMITING FRAGMENTATION
PARTON MODEL
JET MODEL
QUANTUM CHROMODYNAMICS
TRANSVERSE MOMENTUM
GLUONS
GEV RANGE 10 - 100

NOTE CEA-N-2442 - Teresa BOLOGNESE

ETUDE DE LA FRAGMENTATION DES QUARKS DANS LES INTERACTIONS DE TYPE "COURANT CHARGE" ν ET $\bar{\nu}$ SUR DEUTERIUM.

Sommaire - Dans ce travail nous présentons les résultats que nous avons obtenus dans le cadre de l'expérience WA25 qui étudie les interactions de neutrinos et antineutrinos dans la chambre à bulles BEBC remplie de deutérium.

Nous avons analysé les propriétés générales des hadrons produits et étudié la fragmentation des quarks u, d et des systèmes de diquark u, ud, dd qui a été comparée aux prédictions du modèle de Lund.

Nous avons étudié l'évolution avec Q^2 et W^2 des fonctions de fragmentation obtenues dans les expériences $\nu(\bar{\nu}) D_2$ (WA25) et $\nu(\bar{\nu}) Ne$ (WA47) dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD). Une analyse détaillée de l'impulsion transverse des hadrons nous a permis d'étudier les effets liés au moment transverse primordial

.../...

NOTE CEA-N-2442 - Teresa BOLOGNESE

STUDY OF THE QUARK FRAGMENTATION IN CHARGED CURRENT ν AND $\bar{\nu}$ INTERACTION ON DEUTERIUM.

Summary - In this work we present some results obtained in the framework of the WA25 experiment which studies the neutrino and anti-neutrino interactions on the bubble chamber BEBC filled with deuterium. We have analysed the general properties of the hadrons produced. The fragmentation of the "u" and "d" quarks and the "uu", "ud", "dd" diquark systems have been studied and compared with the Lund model predictions. We have studied the Q^2 and W^2 dependence of the fragmentation functions obtained in the $\nu(\bar{\nu}) D_2$ (WA25) and the $\nu(\bar{\nu}) Ne$ (WA47) experiments and compared it to the predictions of the quantum chromodynamics (QCD). A detailed analysis of the transverse momentum of hadrons allowed us to clarify the effects due to the quark primordial transverse momentum, the soft gluon production, and the perturbative effects predicted by QCD. We finally selected a small sample of 3 jets candidate events which may due to .../...

des quarks, à la production des gluons mous et les effets perturbatifs prédits par QCD. Nous avons mis en évidence un petit lot d'évènements candidats 3 jets, c'est-à-dire correspondant à la fragmentation d'un gluon dur.

1985

Commissariat à l'Energie Atomique - France

207 p.

the fragmentation of a hard gluon.

1985

Commissariat à l'Energie Atomique - France

207 p.

ORSAY

N° d'ordre : 2883

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

TERESA BOLOGNESE

**ETUDE DE LA FRAGMENTATION DES QUARKS DANS LES INTERACTIONS
DE TYPE «COURANT CHARGÉ» ν ET $\bar{\nu}$ SUR DEUTÉRIUM**

Soutenue le 21 juin 1984, devant la Commission d'Examen

MM. J. HAISSINSKI **Président**

D. FOURNIER

R. PETRONZIO

Examinateurs

G. SMADJA

D. VIGNAUD

- Note CEA-N-2442 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires

ETUDE DE LA FRAGMENTATION DES QUARKS DANS LES INTERACTIONS
DE TYPE «COURANT CHARGÉ» » ET $\bar{\nu}$ SUR DEUTERIUM

par

Teresa BOLOGNESE

REMERCIEMENTS

Je crois bien, après tout ce travail, que la personne à remercier en premier c'est moi-même. "Elle est bien prétentieuse" direz-vous. Peut-être, mais laissez-moi d'abord vous expliquer ce que j'entends par "moi-même". Je suis profondément convaincue que toutes les qualités de caractère et les connaissances qui m'ont été nécessaires pour porter à bon terme ce travail me viennent de toutes celles et tous ceux qui ont bien voulu se donner la peine de s'occuper de moi.

Je remercie en premier lieu ma famille : mes parents, ma soeur et mes frères qui ont su m'encourager et me guider tout en respectant ma liberté de choix. Je remercie ensuite Giorgio Carnesecchi qui m'a donné confiance en moi et qui, en tant d'années de vie commune, m'a toujours encouragée, poussée et parfois même traînée pour poursuivre ce travail qui, disons-le, n'a jamais été de tout repos.

Je remercie ensuite les physiciens. Il y a tout d'abord mon "père scientifique" : Bruno Tallini. Il était un de ces hommes rayonnants dont la vitalité se propageait à ceux qui l'entouraient et que la mort n'a pas pu tuer. Son enthousiasme reste vif en moi et puissé-je le garder toujours aussi vif ? Il m'apprit à travailler efficacement en gardant constamment un sens critique et en allant jusqu'au fond des problèmes.

Il y a ensuite Daniel Vignaud. Il n'a pas seulement dirigé ma thèse, il m'a aidée à la structurer, soigné les détails, encouragé mes initiatives, fait converger mes efforts quand je ne savais pas trop bien où il fallait en venir. J'ai apprécié chez lui sa disponibilité complète : je savais que je pouvais à tout moment compter sur lui pour m'aider à résoudre mes problèmes. Qu'il soit amplement remercié.

Merci aussi aux copains de l'expérience WA25 : Alain Borg, Jamal Derkaoui, Colette Louédec, Luigi Mosca et Marilisa Turluer qui ont toujours été ouverts aux discussions et avec qui j'ai passé des moments agréables. Merci à tous les collègues de la collaboration WA25, en particulier : Daniela Allasia, Carlo Angelini, Lodovico Riccari et Antonio Rossi.

Merci aussi à Gérard Smadja avec qui je n'ai jamais pu m'empêcher de discuter mes résultats. Et pourtant quelques minutes de discussion avec lui se sont souvent traduites par quelques jours de travail supplémentaire ; cela m'a permis de mieux comprendre et d'aller au fond des problèmes.

Je remercie Roberto Petronzio pour ses explications claires des problèmes théoriques et pour ses suggestions sur la comparaison des données aux prédictions de la théorie.

Je remercie l'ensemble de l'équipe technique qui, sous la direction de Mesdames Lebreton, Mégret, Thibault, a dépouillé les clichés et mesuré les événements qui ont servi à cette analyse. Je remercie Madame J. Thiolière pour la frappe soigneuse Madame D. Breisch et Monsieur R. El-Bèze pour le tracé des figures et Madame O. Lebey pour l'ensemble de l'édition.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
--------------	---

Chapitre I

RAPPELS THÉORIQUES LIÉS À LA FRAGMENTATION DES QUARKS

1 - INTRODUCTION	5
2 - LE MODELE DES QUARKS-PARTONS. LA FRAGMENTATION A LA FIELD-FEYNMAN	11
3 - LA THEORIE DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE (QCD)	16
3.a - Introduction	16
3.b - L'équation d'Altarelli-Parisi	17
3.c - Définition des moments des fonctions de fragmentation	20
3.d - Solution de l'équation d'Altarelli-Parisi par inversion des moments	21
3.e - Le deuxième ordre et la non-factorisation	22
3.f - Les effets des "torsion" d'ordre supérieur	23
3.g - L'élargissement de l'impulsion transverse moyenne des hadrons $\langle p_t \rangle$.	25
4 - LE MODELE DE LUND	28
REFERENCES DU CHAPITRE I	35

Chapitre II

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1 - INTRODUCTION	37
2 - LE FAISCEAU	38
2.a - Principe	38
2.b - Désintégration des parents. Spectre en énergie des ν	38
2.c - Les bruits de fond	41
2.d - Contrôle du faisceau	41
3 - DETERMINATION DU FLUX DES ν	43
3.a - Détermination du flux des μ . Calibration des détecteurs	43
3.b - Du flux de μ au flux de ν	44
4 - LA CHAMBRE BEBC	45
5 - LE DETECTEUR EXTERIEUR DES μ (EMI)	46
5.a - L'absorbeur externe	48
5.b - Les chambres à fils	48
REFERENCES DU CHAPITRE II	49

Chapitre III

ANALYSE DES PHOTOS

1 - INTRODUCTION	51
2 - DEPOUILLEMENT ET MESURE	51
2.a - Critères de dépouillement	51
2.b - Bruit de fond	53
2.c - Mesure des événements	53
2.d - Le volume fiduciel	54
3 - RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS	54
3.a - Géométrie	54
3.b - Identification des μ par l'EMI	57
3.c - Ajustement cinématique	59
3.d - Mise sur DST	59
REFERENCES DU CHAPITRE III	61

Chapitre IV

TRAITEMENT ET CORRECTION DES DONNÉES	63
1 - INTRODUCTION	63
2 - SELECTION DES EVENEMENTS CC	63
2.a - Les candidats CC	63
2.b - La séparation des interactions sur proton et sur neutron	64
2.c - Corrections des inefficacités et poids des événements	69
3 - DETERMINATION DE L'ENERGIE DU ν ($\bar{\nu}$)	69
4 - ERREURS SYSTEMATIQUES	71
4.a - Le "smearing" en énergie	71
4.b - Perte des particules neutres	79
4.c - Identification des particules chargées	80
5 - LA CORRECTION DES DISTRIBUTIONS EN z ET EN x_F	85
5.a - Les distributions en z	85
5.b - Variation avec W^2 et Q^2 des facteurs de correction en z	87
5.c - Les distributions en x_F	91
6 - L'EXPERIENCE ν ($\bar{\nu}$) Ne AVEC UN FAISCEAU A BANDE ETROITE (WA47)	95
REFERENCES DU CHAPITRE IV	100

Chapitre V

DESCRIPTION GÉNÉRALE DE LA PRODUCTION DE HADRONS ET DE LA FRAGMENTATION DU QUARK ET DU DIQUARK

1 - INTRODUCTION	101
2 - SELECTION ET CORRECTION DES DONNEES	103
3 - DISTRIBUTIONS DE MULTIPLICITE DES HADRONS CHARGES	103
4 - SEPARATION DES FRAGMENTS DU COURANT ET DE LA CIBLE	112
5 - MULTIPLICITES CHARGEES AVANT-ARRIERE	112
6 - LES DISTRIBUTIONS EN x_F	118
REFERENCES DU CHAPITRE V	125

Chapitre VI

LES FONCTIONS DE FRAGMENTATION

1 - INTRODUCTION	127
2 - COMPARAISON DES EXPERIENCES WA25 ET WA47	128
2.a - Domaine cinématique	128
2.b - Les corrections	129
3 - PRESENTATION DES RESULTATS	131
3.a - Fonction de fragmentation en fonction de W^2 et de Q^2 (Article 1)	131
3.b - Les double moments (Article 2)	133
3.c - Les "torsions" d'ordre supérieur (Articles 1 et 2)	134
REFERENCES DU CHAPITRE VI	135
ARTICLE 1	136
ARTICLE 2	143

Chapitre VII

L'IMPULSION TRANSVERSE DES HADRONS CHARGES

1 - INTRODUCTION	159
2 - SELECTION DES DONNEES	160
3 - DEFINITION DE L'IMPULSION TRANSVERSE p_t	161
4 - $\langle p_t^2 \rangle$ EN FONCTION DE W^2 , Q^2 , x_F , z	164
5 - LE BALANCEMENT DE L'IMPULSION TRANSVERSE	171
6 - $\sum p_{t_{in}}$, $\sum p_{t_{out}}$ ET LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DU FLUX EN ENERGIE	177
REFERENCES DU CHAPITRE VII	187
CONCLUSIONS	189
LÉGENDE DES FIGURES	191

INTRODUCTION

Dans les deux dernières décennies, les développements théoriques et expérimentaux ont fait des progrès considérables vers une compréhension simple et cohérente des composants fondamentaux de la nature. Jusqu'à des distances inférieures au fermi (10^{-13} cm), la matière peut être considérée comme composée par deux familles de constituants ponctuels : les leptons et les quarks. Les leptons subissent des interactions électromagnétiques et faibles et peuvent être détectés comme particules libres. Les quarks participent aux interactions fortes mais n'ont pas encore été observés comme particules libres. Les particules observées sont les hadrons qui sont des états singlets de couleur et à l'intérieur desquels les quarks sont confinés.

La notion de quarks colorés ayant une charge fractionnaire a été vraiment révolutionnaire : elle a été suggérée par la spectroscopie hadronique et établie par le succès du modèle des "quarks partons" dans l'interprétation des résultats des interactions profondément inélastiques des e , μ et ν sur noyau (qui ont mis en évidence la structure ponctuelle du nucléon) et des annihilations e^+e^- .

L'hypothèse que les hadrons sont des objets composés de constituants ponctuels a conduit à étudier les interactions fortes en termes d'une théorie des champs renormalisables et asymptotiquement libre. Cette théorie de jauge non abélienne appelée Chromo Dynamique Quantique (QCD) fournit les bases de l'interprétation du modèle des partons en utilisant les principes d'une théorie des champs relativiste.

Il est important de prouver la validité de QCD (ou ses limites). Cette tâche est difficile, plus difficile que dans le cas de la théorie électro-faible où les leptons ne sont pas seulement les champs du lagrangien électro-faible mais aussi les particules observées dans les détecteurs. Au contraire QCD est une théorie des quarks et des gluons (particules qui lient les quarks dans les hadrons) et la réalité observée est constituée de hadrons.

L'étude des hadrons produits par les interactions des ν et $\bar{\nu}$ sur le deutérium joue un rôle important dans la compréhension de la structure de la matière. En effet, le ν et l' $\bar{\nu}$ interagissent avec un quark du nucléon cible (proton ou neutron) par l'intermédiaire d'un boson W^+ (appelé également "courant chargé") qui est une sonde sélective d'un quark de saveur définie ("d" pour ν et "u" pour $\bar{\nu}$). Après l'interaction du quark avec le courant, il reste un système de diquark qui est aussi bien défini par le type d'interaction sélectionnée ("uu" pour νp "ud" pour νn et $\bar{\nu} p$, "dd" pour $\bar{\nu} n$). Le processus de transformation des quarks en hadrons est appelé fragmentation. Il se fait par brisure du champ de couleur créé par le quark qui se fragmente. Les propriétés des hadrons chargés doivent nous éclairer sur le processus de fragmentation.

L'étude du comportement du quark frappé et de l'éventuel gluon émis lors de sa fragmentation en hadrons fournit des tests pour la validité de QCD. Nous pouvons aussi donner des informations sur le rôle des gluons dans le processus de fragmentation et donc dans le mécanisme de confinement.

Ce travail a été effectué dans le cadre de l'expérience appelée WA25 qui étudie les interactions ν et $\bar{\nu}$ dans le deutérium dans la chambre à bulles BEBC au CERN. La collaboration est composée de 7 laboratoires : Amsterdam, Bergen, Bologna, Padova, Pisa, Saclay et Torino.

Nous présentons dans le chapitre I quelques rappels sur le modèle des partons, son interprétation dans le cadre de QCD et les prédictions de QCD pour ce qui concerne les fonctions de fragmentation des quarks et l'impulsion transverse des hadrons. Dans ce même chapitre nous décrivons aussi le modèle de Lund qui essaie de reproduire phénoménologiquement le mécanisme du confinement et qui a été utilisé de manière extensive dans l'analyse de nos données.

Dans le chapitre II, nous décrivons le dispositif expérimental (le faisceau neutrino, la chambre à bulles BEBC, l'identificateur extérieur de muons EMI) et dans le chapitre III l'analyse des photos qui nous a conduit au lot d'événements du type "courant chargé" utilisé dans cette étude.

Dans le chapitre IV, nous avons développé le traitement des données et leurs corrections : détermination de l'énergie, séparation des interactions sur proton et sur neutron, rejet des événements ayant subi une rediffusion,

étude des biais introduits, sur les variables x_F et z , par la perte des particules neutres (erreur sur l'énergie totale) et par la mauvaise identification des particules chargées. Une analyse exhaustive de l'ensemble de ces corrections est faite.

Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans les chapitres suivants. Dans le chapitre V, nous faisons une description générale de la production des hadrons et de la fragmentation du quark et du système diquark. Des comparaisons sont faites avec le modèle de Lund. Dans le chapitre VI, nous étudions les fonctions de fragmentation. Nous avons comparé les fonctions de fragmentation obtenues dans les expériences $\nu(\bar{\nu})D_2$ et $\nu(\bar{\nu})N_e$ avec les prédictions de QCD. Le chapitre VII est consacré à l'étude de l'impulsion transverse des hadrons. Plusieurs résultats sont présentés sur les prédictions de QCD (par exemple la production de 3 jets), sur l'impulsion transverse primordiale des quarks dans le nucléon et sur l'émission de gluons "mous" prédite dans le modèle de Lund.

Chapitre I

RAPPELS THÉORIQUES LIÉS À LA FRAGMENTATION DES QUARKS

1 - INTRODUCTION

Nous étudions les hadrons produits par interaction de neutrinos et d'antineutrinos sur des noyaux de deutérium. L'intérêt du choix du D_2 comme cible est montré par les diagrammes de la figure I.1.

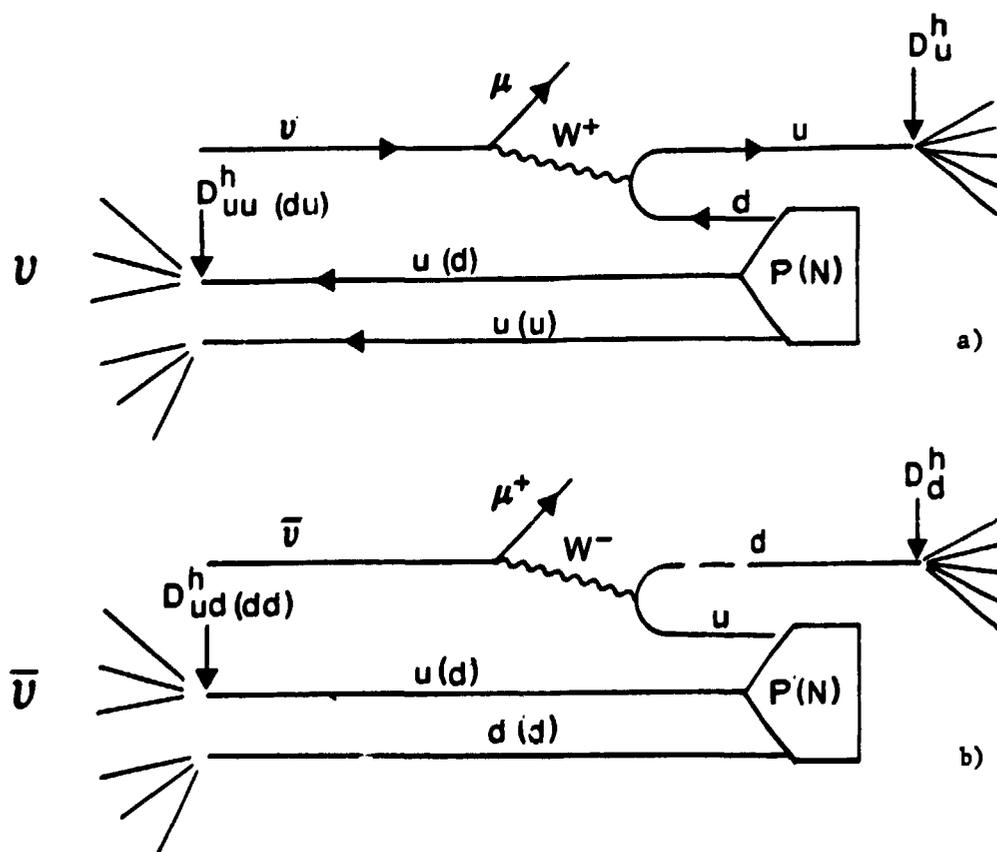


Figure I.1

Les neutrinos et les antineutrinos sont des sondes sélectives des quarks "u" et "d" respectivement et permettent d'étudier leur fragmentation de façon directe. Les interactions sur le neutron et sur le proton du D_2 nous donnent la possibilité d'étudier les trois systèmes des diquarks : uu, dd, ud.

En effet, dans le cadre du modèle des quarks élémentaires, le neutrino émet un W^+ qui frappe un quark "d" et le transforme en un quark "u". L'énergie disponible est transformée en paires quark-antiquark et il y a formation de hadrons. Ce processus de rhabillage des quarks est appelé fragmentation. On définit alors une fonction de fragmentation D_u^h qui est la probabilité que le hadron "h" soit produit par rhabillage du quark "u". Cette fonction est indépendante, en première approximation, du nucléon cible et dépend uniquement de la nature du quark qui se fragmente (le quark "u" dans le cas du neutrino). Par contre les deux quarks du nucléon cible qui restent après l'interaction forment un système appelé diquark. Le diquark est différent si le neutrino a frappé sur un neutron (diquark "ud") ou sur un proton (diquark "uu"). Nous pouvons ainsi étudier la fragmentation du diquark à l'aide de la fonction $D_{ud(uu)}^h$.

Dans le cas de l'antineutrino, le boson intermédiaire échangé est le W^- qui transforme un quark "u" en un quark "d" et le système de diquark spectateur est "ud" pour les interactions sur proton et "dd" sur neutron.

Cette approche simple ne mentionne pas les interactions sur les quarks de la mer qui peuvent avoir lieu mais avec une probabilité plus faible.

La séparation entre les fragments du courant (le jet du quark) et ceux de la cible (le jet du diquark) n'est pas déterminée de manière unique mais dépend du système de référence choisi et des contraintes cinématiques de l'expérience comme on le verra ultérieurement.

Les variables cinématiques utilisées dans les interactions des neutrinos (antineutrinos) sont résumées dans la table I et sur la figure I.2.

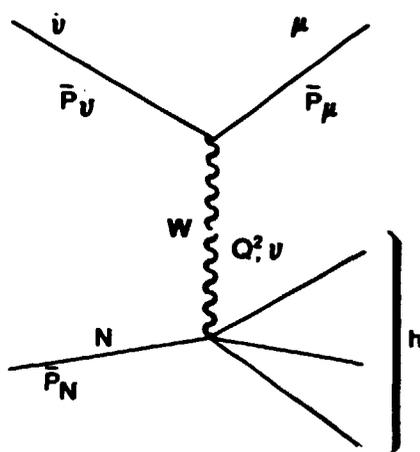


Figure I.2

TABLE 1 - Définition des variables cinématiques

$Q^2 = -q^2 = 2 E_\nu (E_\mu - P_\mu^x) - m_\mu^2$	transfert de quadri-impulsion
$\nu = E_\nu - E_\mu$	transfert d'énergie au système hadronique
$W^2 = M_N^2 + 2 M_N \nu - Q^2$	W : masse du système hadronique
$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu}$; $y = \frac{\nu}{E}$	variables de scaling de Björken
$z = \frac{E_h}{\nu}$	variable de fragmentation
$z_{Breit} = \frac{2 P_\nu}{Q}$	variable de Breit
$x_F = \frac{2 P_{//}}{W}$	variable de Feynman, $P_{//}$ impulsion du hadron parallèle à la direction du courant
$y'' = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{//}}{E - P_{//}}$	rapidité

La variable qui définit la fragmentation d'une particule produite correspond à la fraction d'énergie ou à la fraction d'impulsion emportée par cette particule. Selon le système de référence dans lequel on se place cette variable de fragmentation prend plusieurs noms : z_{Breit} dans le système de Breit non utilisé dans ce travail, x_F dans le système du centre de masse hadronique ou plus simplement z dans le système du laboratoire. C'est z qui définira la fragmentation lorsqu'il n'y aura pas d'autre précision. Les variables z_{Breit} , x_F , z , y^{\pm} caractérisent les propriétés longitudinales de la gerbe hadronique ; les propriétés transverses sont étudiées en utilisant l'impulsion transverse p_t des hadrons.

Dans la région de fragmentation du courant le modèle des quarks-partons prévoit une indépendance des distributions de hadrons du phénomène qui a produit le quark qui se fragmente. Pour un certain processus, nous pouvons alors écrire :

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma^h}{dz} = \sum_i \epsilon_i D_i^h(z) \quad (1.1)$$

où ϵ_i est la probabilité que le quark qui se fragmente soit de type i (si $i=u$ $\epsilon \sim 1$ pour les v et $\epsilon \sim 0$ pour les \bar{v} et z est la fraction de l'impulsion du quark portée par le hadron h).

Cette indépendance, appelée factorisation, est illustrée par le diagramme de la figure 1.3.

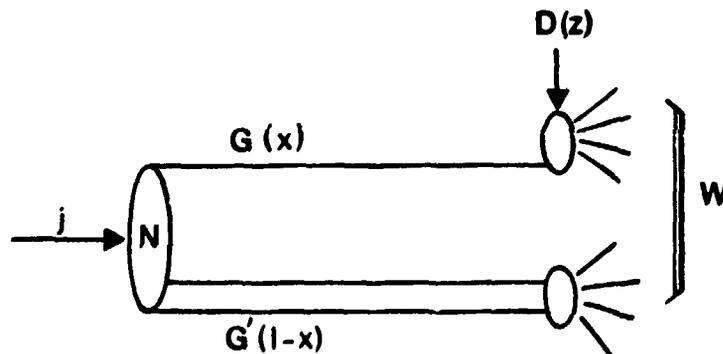


Figure 1.3

Nous pouvons distinguer trois étapes :

1. Le courant j sélectionne un quark (avec une fonction de distribution $G(x)$) dans le nucléon N en laissant un système spectateur (avec une fonction de distribution $G'(1-x)$).
2. Le quark interagit comme un objet ponctuel avec le courant j .
3. Le quark et le système diquark spectateur se fragmentent indépendamment.

Dans l'expression (1.1) on fait aussi l'hypothèse que les fonctions de fragmentation sont invariantes d'échelle, c'est-à-dire que $D(z)$ ne dépend pas de Q^2 .

Sur la figure 4 nous comparons les résultats expérimentaux de différentes expériences avec leptons incidents dans des différents domaines de Q^2 [1.1]. Nous observons la forme bien caractéristique de la distribution de $D(z)$, fortement décroissante avec z , en première approximation indépendante du processus étudié et de la valeur de Q^2 .

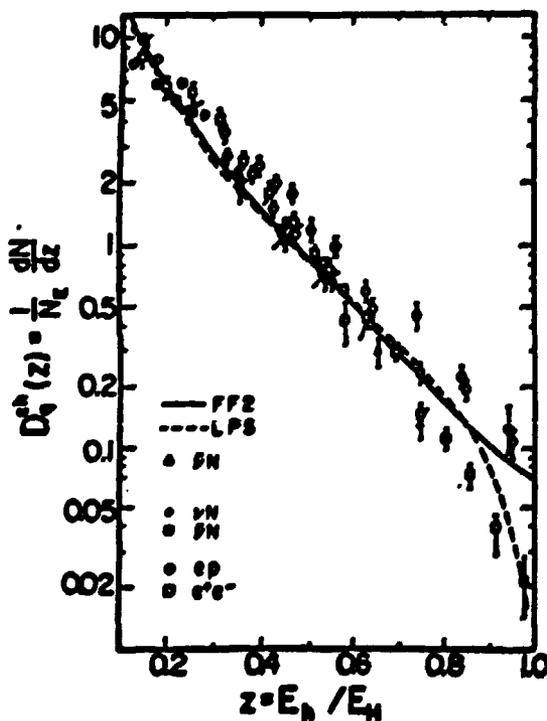


Figure 1.4

L'accord avec l'hypothèse d'invariance d'échelle et de factorisation est très bon pour des valeurs de $z < 0,8$. A plus grand z une brisure de l'invariance d'échelle est attendue, provoquée par des effets d'espace de phase à petit W , c'est-à-dire :

$$D_1^h(z) \xrightarrow[\text{espace de phase}]{W \lesssim 5 \text{ GeV}} D^h(z, W) \quad * \quad (1.2)$$

Une brisure de l'invariance d'échelle est aussi prévue dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD) où la dépendance en $q^2 = -Q^2$ provient de l'émission ou de l'absorption de gluons durant le processus fortement inélastique. Dans cette théorie la fonction de distribution des quarks (proportionnelle aux fonctions de structure) dépend de q^2 mais, au premier ordre (QCD étant une théorie perturbative), elle conserve l'hypothèse de factorisation. En effet l'analogie QCD du diagramme de la figure I.3 est montré sur la figure I.5.

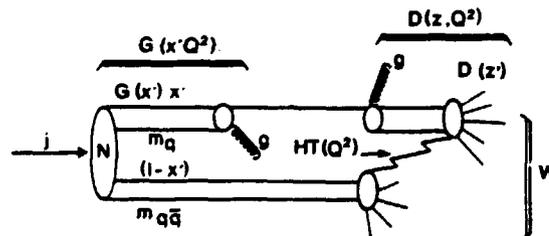


Figure I.5

Les trois étapes décrivant la fragmentation dans le modèle des quarks se traduisent dans QCD par les trois étapes suivantes qui décrivent le diagramme de la figure 5 :

1. Le nucléon N, en présence du courant j, se dissocie en quark primordial et en spectateur avec les mêmes fonctions de distribution $G(x)$ et $G'(1-x)$ que précédemment. Avant d'interagir le quark peut irradier un gluon et se trouver donc hors de sa couche de masse d'une quantité de l'ordre de Q^2 .
2. Le quark absorbe le courant j.
3. Avant de se fragmenter le quark peut irradier à nouveau un gluon pour se rapprocher de sa couche de masse. La fragmentation du quark a lieu indépendamment du spectateur et est décrite par une fonction $D(z')$ où z' est la fraction d'impulsion du quark habillé emporté par le hadron.

* Cette limite de 5 GeV sur W est purement indicative dans le sens que pour $W > 5 \text{ GeV}$ nous nous attendons à une contribution négligeable des effets cinématiques liés aux limitations de l'espace de phase.

La factorisation est conservée (dans le diagramme au premier ordre de la figure I.5) si nous définissons de nouvelles fonctions de structure et de fragmentation dépendant de Q^2 .

La section efficace de production de hadrons par interaction lepton-nucléon s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dx dz} = G(x, Q^2) D(z, Q^2) \quad (I.3)$$

La mise en évidence d'une brisure de factorisation (prévue par QCD au deuxième ordre) est très importante car elle permet d'établir à quel niveau le modèle simple des quarks partons doit être abandonné puisqu'on ne peut plus traiter les fonctions de structure et de fragmentation comme deux entités séparées.

Outre ces effets d'invariance d'échelle et de brisure de factorisation, pour lesquels il existe des prédictions claires de QCD, des effets dus aux états liés (comme par exemple l'échange de gluons entre le quark sortant et le spectateur - voir figure I.5) peuvent modifier les prévisions asymptotiques. Ces effets dus aux "torsions d'ordre supérieur" ou "higher twist" ou "HT" (voir plus loin le paragraphe 3.f) sont proportionnels à des puissances du temps d'interaction $\tau \approx 1/Q^2$. Ils sont donc négligeables pour $Q^2 \gg M^2$ (masse du nucléon) mais peuvent introduire des corrections importantes à petit Q^2 .

Une autre conséquence de la violation de l'invariance d'échelle, prévue par QCD, est l'élargissement de la distribution de l'impulsion transverse P_t des hadrons par rapport à l'axe du jet produit par le quark sortant.

Nous allons développer tous ces points plus en détail dans la suite de ce chapitre.

2 - LE MODELE DES QUARKS-PARTONS. LA FRAGMENTATION A LA FIELD-FEYNMAN

Dans le modèle des quarks-partons les hadrons sont composés de particules "élémentaires" appelées partons. La force de liaison entre les partons est gouvernée par une échelle de temps de l'ordre de $\tau \sim 1/m$ où m est une masse typique de quelques centaines de MeV. Si le temps d'interaction τ_1 est petit par rapport à τ ($\tau_1 \rightarrow 0$) le hadron peut être considéré comme composé de quarks

libres sur leur couche de masse. Les quarks ont des charges fractionnaires et il leur est associé un nouveau nombre quantique : la couleur. Puisque des charges fractionnaires libres n'ont encore jamais été observées il doit exister un mécanisme non perturbatif qui confine les partons dans des états de charge entière possédant les nombres quantiques des hadrons. Ces états sont des singlets de couleur.

Considérons un processus où une grande quadri-impulsion est transférée à un parton. La couleur ne peut alors pas être confinée dans un seul hadron car la masse invariante de l'état final est trop grande. Une des hypothèses de base du modèle des quarks-partons est que dans ce genre de processus le confinement de la couleur donne un jet de hadrons qui se déplace dans la direction du quark frappé.

Le modèle des jets proposé par Feynman et Field [1.2] (FF) est basé sur la phénoménologie du modèle des partons et engendre de façon récursive à partir du quark initial des états finals à plusieurs particules ; quatre paramètres sont ajustés aux données expérimentales :

1. une fonction arbitraire déterminant la distribution en impulsion de hadrons,
2. le degré de brisure de $SU(3)$ pour la formation d'un couple quark-antiquark,
3. le spin et la parité du méson produit,
4. l'impulsion transverse moyenne du méson produit.

Ces points de départ différencient le modèle FF des modèles basés sur l'espace de phase longitudinal, où les particules sont engendrées à partir d'une distribution en multiplicité donnée tout en conservant la quadri-impulsion et en imposant une limite sur l'impulsion transverse des hadrons.

Le principe récursif du modèle est expliqué sur la figure 1.6.

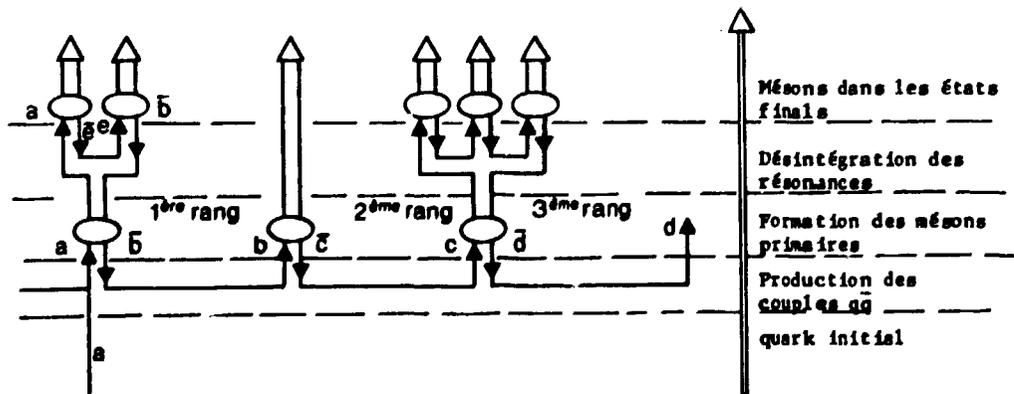


Figure 1.6

Après une interaction un quark de type "a", sortant du noyau avec une impulsion P_0 et le système diquark restant engendrent un champ de couleur qui produit un couple quark-antiquark "b \bar{b} "; le quark "a" se lie avec l'antiquark "b" pour former un méson "a \bar{b} " (de premier rang) qui prend une fraction ξ_1 de l'impulsion P_0 . Le quark "b" qui reste se comporte exactement comme le quark initial : il se combine avec l'antiquark "c", d'un nouveau couple "c \bar{c} ", pour former le méson "b \bar{c} " avec une fraction ξ_2 de l'impulsion restante ($P_0 - \xi_1$). La chaîne continue jusqu'à ce que le dernier quark qui reste n'ait plus suffisamment d'énergie pour créer un nouveau couple "q \bar{q} ". Il est alors associé avec le diquark spectateur de la cible. De cette façon le méson de rang l, qui contient le quark initial, est produit en premier et, en moyenne, a l'impulsion la plus élevée. Le modèle est valable pour des impulsions P_0 élevées. Il fait l'hypothèse que toutes les distributions sont invariantes d'échelle et dépendent uniquement du rapport z entre l'impulsion du hadron et du quark. En définissant alors :

$f(z) dz$ = probabilité que le méson de rang l emporte une fraction z de l'impulsion du quark

qui satisfait la condition :

$$\int f(z) dz = 1 \quad (1.4)$$

la structure longitudinale du jet est déterminée de manière univoque.

La fonction de fragmentation du quark "a" dans un méson "b \bar{c} " s'écrit alors

$$D_a^{b\bar{c}}(z) = \delta_{ab} f_c^-(z) + \sum_q \int_z^1 \frac{dz'}{z'} f_q(1-z') D_q^{b\bar{c}}\left(\frac{z}{z'}\right) \quad (1.5)$$

Le premier terme est la probabilité que le méson soit de rang l avec une impulsion z, le deuxième terme est la somme sur toutes les probabilités que le méson appartienne aux rangs successifs.

On définit f_q comme :

$$f_q = \gamma_q f(z) \quad \text{et} \quad \sum_q \gamma_q = 1 \quad (1.6)$$

où γ_q est la probabilité qu'un couple quark-antiquark de saveur donnée q soit produit par le champ de couleur.

Guidés par les résultats expérimentaux Field et Feynman introduisent la brisure de symétrie SU(3) (toutes les paires $q\bar{q}$ n'ont pas la même probabilité) avec les valeurs suivantes de γ_q :

$$\gamma_u = \gamma_d = 0,4 \quad ; \quad \gamma_s = 0,2 \quad ; \quad \gamma_c = \gamma_b = 0 \quad (1.7)$$

Les mésons primaires produits par association d'un quark et d'un antiquark peuvent être pseudoscalaires (spin 0) ou vecteur (spin 1). Les mésons tensoriels (spin 2) sont négligés. Les probabilités relatives sont :

$$\begin{aligned} \alpha_p &= 0,5 \\ \alpha_v &= 0,5 \end{aligned} \quad (1.8)$$

La fonction $f(z)$ est déterminée dans le modèle de manière empirique, de façon à reproduire les résultats expérimentaux :

$$f(z) = (1-a) + 3a(1-z)^2 \quad \text{avec} \quad a \approx 0,77 \quad (1.9)$$

Dans le modèle de Field et Feynman le système de quarks $q\bar{q}$ est produit avec une impulsion transverse nulle. A l'intérieur de ce système le quark et l'antiquark ont une impulsion égale en module et opposée en direction et dont la distribution est donnée par la relation :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dP_t^2} \sim \exp \left[- P_t^2 / 2P_{t_0}^2 \right] \quad (1.10)$$

L'impulsion transverse du méson primaire est la somme vectorielle des impulsions transverses de ces quarks. Pour avoir un P_t des mésons primaires limité à 440 MeV, P_{t_0} a été fixé à 350 MeV.

On peut résumer le processus récursif du modèle de Field et Feynman en 4 étapes :

1. on choisit la fraction d'impulsion portée par le méson de rang l avec l'expression (1.9) ;
2. on engendre un couple $q\bar{q}$ de saveur donnée en accord avec les expressions (1.6), (1.7) et (1.10) ;
3. on choisit le spin du méson (1.8), si nécessaire le méson se désintègre ;
4. s'il reste suffisamment d'énergie on répète la procédure avec le quark qui reste.

Dans le langage de Field et Feynman il y a deux mécanismes de fragmentation : la fragmentation est dite favorisée lorsque le hadron étudié contient le quark initial (méson de premier rang) et défavorisée lorsque le hadron ne contient pas ce quark initial (rang ≥ 2). Toutes les fonctions de fragmentation défavorisées sont égales, à l'exception d'un facteur de suppression ξ pour les étranges, car la saveur du quark q issu de la brisure du champ de couleur ne dépend pas de la nature du quark primaire :

$$\begin{aligned} D_u^{\pi^-} &= D_{\text{def.}} & ; & & D_u^{K^-} &= \xi D_{\text{def.}} \\ D_u^{\pi^+} &= D_{\text{def.}} + D_0 \end{aligned} \quad (1.11)$$

Pour les mésons provenant de la fragmentation favorisée on ajoute une fonction universelle D_0 pour la production des mésons de rang 1.

La symétrie de charge réduit ultérieurement le nombre des fonctions de fragmentation :

$$\begin{aligned} D_u^{\pi^+} &= D_d^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^-} \\ D_u^{\pi^-} &= D_d^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^+} \end{aligned} \quad (1.12)$$

Il existe une autre prédiction du modèle : la charge effective du jet d'un quark q , à grand W , est égale à la charge du quark moins la charge du quark du dernier couple $q\bar{q}$ qui aurait un $z < z_0$; où z_0 est la valeur qui sépare les fragments du courant des fragments de la cible :

$$\langle Q \rangle_{\text{eff.}} \xrightarrow{W \rightarrow \infty} Q_q - \sum_i \gamma_i Q_i \quad (1.13)$$

Le modèle de Field et Feynman reproduit bien les données expérimentales mais une comparaison avec un simple modèle d'espace de phase longitudinal montre que souvent cet accord est purement cinématique. Il reste cependant une façon simple de représenter la conservation des nombres quantiques dans des interactions où l'état final est composé de plusieurs particules. Ce modèle présente plusieurs défauts* : il concerne presque exclusivement le jet du courant ; le jet de la cible et le jet du courant sont complètement séparés, il n'y a pas de production de paires baryon-antibaryon et le baryon lui-même est produit de façon statique avec le diquark spectateur.

* Dans la version qui décrit la leptoproduction que nous avons utilisée.

Nous verrons par la suite que les limites de ce modèle seront comblées par le modèle de Lund où les jets avant-arrière s'influencent mutuellement et des paires baryon antibaryon et des saveurs plus lourdes peuvent être produites.

3 - LA THEORIE DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE (QCD)

3.a - Introduction

La chromodynamique quantique est une théorie de jauge non abélienne, dont le groupe est $(SU_3)_c$, qui décrit les interactions entre les quarks et les gluons. Les quarks se trouvent dans un triplet et les gluons dans un octet de couleur. Le lagrangien de QCD s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a - G^{a\mu\nu} + i \bar{\Psi}_\alpha (i\gamma^\mu D_\mu^{\alpha\beta} + M_{\alpha\beta}) \Psi_\beta \quad (1.14)$$

où l'indice a correspond aux gluons ($a = 1, \dots, 8$) et $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ aux trois couleurs. La sommation est faite sur tous les indices et sur toutes les saveurs des quarks.

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.15)$$

définit la force du champ. Ψ_α et $G^{a\mu\nu}$ sont les champs des quarks et des gluons respectivement ; f^{abc} est lié au groupe de couleur $(SU_3)_c$; $D^\mu = \partial^\mu + igG^\mu$ est la dérivée covariante du champ de gluon, $M_{\alpha\beta}$ est la matrice de masse et g est la constante de couplage. Pour donner un sens physique à la théorie, à l'aide d'une procédure de renormalisation, il faut introduire un paramètre d'échelle de masse μ qui permet de définir correctement les quantités renormalisées. La constante de couplage dépend alors de μ , de l'impulsion externe \vec{Q} et peut être développée en série

$$g \rightarrow g + \theta(g^3 \ln(Q^2/\mu^2)) + \theta(g^5 \ln^2(Q^2/\mu^2)) + \dots \quad (1.16)$$

Dans QCD, la présence de vertex à 3 gluons fait que les logarithmes dominants (LLA : "leading log approximation") se somment exactement en donnant lieu à une constante de couplage effective :

$$\alpha(t) \sim \frac{\alpha(0)}{1 + b \alpha(0) t} \quad (1.17)$$

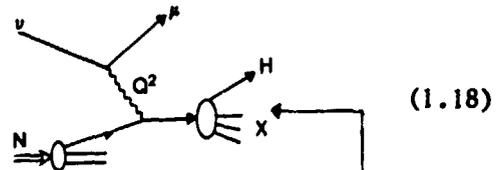
où b est un facteur calculable, $\alpha(0) = \alpha(Q^2 = \mu^2)$ et

$$t = \ln(Q^2/\mu)$$

L'expression 1.17, qui correspond à l'approximation des logarithmes dominants, montre que la constante de couplage $\alpha(t)$, décroît asymptotiquement vers 0.

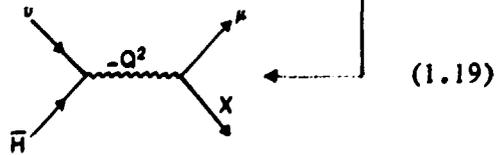
La liberté asymptotique de QCD nous dit donc que les formules du QPM restent valables à condition de remplacer les densités des partons invariantes d'échelle par des densités effectives qui dépendent logarithmiquement de Q^2 de manière calculable. Pour que la comparaison avec le modèle de partons soit complète il faut que ces densités de partons soient universelles, c'est-à-dire indépendantes du processus en question. Pour une cible donnée elles déterminent les fonctions de structure pour n'importe quelle sonde virtuelle $s^* = (\gamma, W, Z^0)$ et pour d'autres processus comme le mécanisme de Drell-Yan. En outre, l'évolution avec Q^2 des fonctions de distribution $q(x,t)$ et de fragmentation $D(z,t)$ des quarks doit être la même car le processus de leptoproduction tel que :

$$s^*(-Q^2) + H \rightarrow X$$



qui est du "genre espace" et déterminé par les $q(x,t)$ est le jumeau du processus de production inclusive d'un hadron H :

$$s^*(Q^2) \rightarrow H + X$$



qui est du "genre temps" et déterminé par les fonctions de fragmentation des quarks $D(z,t)$. On remplace simplement l'invariance spatiale x par l'invariance temporelle z . Dans le processus (1.18) nous étudions le contenu en quarks d'un hadron (le nucléon) et dans le processus (1.19) nous étudions le contenu en hadrons d'un quark (ou mieux la production de hadrons à partir d'un quark).

3.b - L'équation de Altarelli-Parisi (AP)

Une méthode simple et physiquement transparente pour inclure QCD dans le modèle des partons a été développée par Altarelli et Parisi [1.5, 1.3].

Dans cette thèse nous étudions la fragmentation en hadrons des quarks produits par les interactions des neutrinos et antineutrinos. Pour cette raison nous allons présenter la méthode d'AP pour les fonctions de désintégration des quarks $D(z,t)$.

La fonction de fragmentation F^h , c'est-à-dire la probabilité de production d'un hadron h emportant une fraction z de l'énergie disponible $\nu = E_\nu - E_\mu$, est obtenue comme la convolution de la section efficace de production d'un parton de fraction d'énergie y et de la densité de hadrons de type h avec une fraction z/y de l'impulsion du parton :

$$z F_q^h(z,t) = \int_z^1 \frac{dy}{y} \sum_i \sigma^{s^* \rightarrow p_i}(x,y) \times D_{op_i} \left(\frac{z}{y}\right) \quad (1.20)$$

Nous ne considérons, pour simplifier, qu'un seul type de quark et $p_i = q$. Dans le modèle QPM la section efficace ponctuelle a la forme :

$$\sigma_{\text{libre}}^{s^* \rightarrow q} = 3 e_q^2 \delta(1-z) \quad (1.21)$$

Dans QCD elle doit être calculée à tous les ordres en α

$$\sigma_\alpha^{s^* \rightarrow q} = 3 e_q^2 \left[\delta(1-z) + \frac{\alpha}{2\pi} t P_{qq}(z) + O(\alpha^2(t)) + O(1/Q^2) + \dots \right] \quad (1.22)$$

où la fonction $P_{qq}(z)$ est définie par la théorie ; $O(\alpha^2(t))$ inclut les termes d'ordre supérieur et $O(1/Q^2)$ les termes non perturbatifs que nous négligerons par la suite. L'équation (1.20) devient :

$$z F_q^h(z,t) = 3 e_q^2 \int_z^1 \frac{dy}{y} D_{oq} \left(\frac{z}{y}\right) \times \left[\delta(1-z) + \frac{\alpha}{2\pi} t P_{qq}(y) + \dots \right] \quad (1.23)$$

$$= 3 e_q^2 \int_z^1 \frac{dy}{y} [D_{oq} \left(\frac{z}{y}\right) + \Delta D_q \left(\frac{z}{y}, t\right)] \times [\delta(1-z) + \dots] \quad (1.24)$$

avec

$$\Delta D_q \left(\frac{z}{y}, t\right) = \frac{\alpha}{2\pi} \Delta t \int_z^1 \frac{dy}{y} \times D_{oq} \left(\frac{z}{y}\right) \times P_{qq}(y) + \dots \quad (1.25)$$

On remplace donc la fonction de désintégration D_{oq} par une fonction de désintégration effective qui dépend de Q^2 ($t = \ln Q^2$)

$$D_{oq}(z) \rightarrow D_q(z,t) = D_{oq}(z) + \Delta D_q(z,t) + \dots \quad (1.26)$$

La variation de $D(z,t)$ par rapport à t est donc :

$$\frac{dD_q(z,t)}{dt} = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_z^1 \frac{dy}{y} D_q(z/y,t) P(y) + O(\alpha^2(t)) \quad (1.27)$$

En introduisant (1.26) dans (1.24) la fonction de fragmentation se réduit à l'expression suivante :

$$zF_q^h(z,t) = 3 e^2 D_q(z,t) \equiv 3 e^2 \{ D_q \otimes P_{qq} \} (z,t) \quad (1.28)$$

avec la même évolution (1.27) par rapport à t .

L'interprétation physique des fonctions $P(z)$ est évidente si nous écrivons l'expression entre crochets dans l'expression (1.23) de la façon suivante :

$$\pi_{ab}(z,t) = \delta_{a,b} \delta(1-z) + \frac{\alpha}{\pi} t P_{ab}(z) + \dots \quad (1.29)$$

π_{ab} peut être interprétée comme la densité de probabilité de trouver le parton "b" dans le parton "a" avec une fraction z de l'impulsion du parent. Par conséquent la fonction P_{ab} représente la variation (au premier ordre) par rapport à t de la densité de probabilité correspondante.

L'expression (1.27) a été obtenue dans le cas d'un quark défini "q" (de valence) qui est non-singlet par rapport à la saveur ; l'évolution de la fonction de fragmentation non-singlet s'écrit donc :

$$\frac{d}{dt} D_{NS}(z,t) = \frac{\alpha(t)}{2\pi} D_{NS} \otimes P_{qq} + O(\alpha^2(t)) + \dots \quad (1.30)$$

Les équations d'Altarelli-Parisi les plus générales tiennent compte de la production des quarks marins et des gluons (qui sont des singlets de saveur) et s'écrivent :

$$\frac{d}{dt} D_{q_i}(z,t) = \frac{\alpha(t)}{2\pi} [P_{qq} \otimes D_{q_i} + P_{Gq} \otimes D_G] + O(\alpha^2(t)) + \dots \quad (1.31a)$$

$$\frac{d}{dt} D_G(z,t) = \frac{\alpha(t)}{2\pi} [P_{qG} \otimes \sum_{i=1}^f (D_{q_i} + D_{\bar{q}_i}) + P_{GG} \otimes D_G] + O(\alpha^2(t)) + \dots \quad (1.31b)$$

Ces équations sont analogues, dans l'approximation des logarithmes dominants (LLA), aux équations d'évolution des densités des quarks. La seule différence est le remplacement $P_{qG} \leftrightarrow P_{Gq}$. Plus généralement pour passer des unes aux autres, on a :

$$\begin{pmatrix} P_{qq} & P_{qG} \\ P_{Gq} & P_{GG} \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} P_{qq} & P_{Gq} \\ P_{qG} & P_{GG} \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

"genre espace" "genre temps"

On remarque, en particulier, que la fonction P_{qq} est la même dans les deux processus.

3.c - Définition des moments des fonctions de fragmentation

L'universalité des fonctions P_{ab} par rapport au processus considéré ($s^* = \gamma, W, Z, \text{etc}$) est facilement vérifiée en définissant les moments des fonctions $D(z, t)$, par exemple pour D_{NS} :

$$d_n^{NS} = \int_0^1 dz z^{n-1} D_{NS}^{NS}(z, t) \quad (1.33)$$

et en calculant les moments des deux côtés de l'équation (1.30) nous avons :

$$\frac{d}{dt} d_n^{NS} = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \gamma_n^{NS} d_n^{NS}(t) + O(\alpha^2(t)) + \dots \quad (1.34)$$

avec
$$\gamma_n^{NS} = \int_0^1 dz z^{n-1} P_{qq}(z) \quad (1.35)$$

moment de $P_{qq}(z)$.

La solution de l'équation (1.34)

$$d_n^{NS}(t) = d_n^{NS}(0) \left[\frac{\alpha_0}{\alpha(t)} \right]^{\gamma_n^{NS}/2\pi b} \quad (1.36)$$

donne l'évolution avec t des moments des fonctions de fragmentation qui s'obtient en résolvant l'équation de renormalisation de QCD. Les γ_n^{NS} sont les dimensions anormales des opérateurs non-singlet indépendantes de la nature de la sonde extérieure et donc du processus considéré. b est défini à la page suivante dans la relation (1.39).

3.d - Solution de l'équation d'Altarelli-Parisi par inversion des moments

La procédure générale pour calculer $D(z, Q^2)$ à partir des moments (1.33) est d'utiliser l'inversion de Mellin [I.6, I.4] :

$$D(z, Q^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} d\eta z^{-\eta+1} d_n(Q^2) \quad (1.37)$$

où le contour "c" s'étend à droite de la singularité de "d η ", la plus à droite dans le plan complexe "n" [I.4, Fig. 5.13].

En utilisant cette procédure, on fait l'hypothèse que tous les termes d'ordre supérieur ($O(\alpha^2(Q^2))$) dans l'équation (1.34) peuvent être négligés pour des valeurs de Q^2 supérieures à une valeur Q_0^2 indépendante de n.

La solution générale est compliquée à cause de la présence des termes dus aux gluons et aux quarks marins et donc très difficile à comparer aux données expérimentales. Une solution numérique est donnée dans la référence [I.7]. Dans le cas non-singlet (ou pour $z \rightarrow 1$) on peut développer l'équation (1.37) analytiquement en utilisant les propriétés des fonctions de Mellin [I.6, I.4]. On obtient :

$$D_{NS}(z, Q^2) = \int_z^1 \frac{dz'}{z} D_{NS}\left(\frac{z}{z'}, Q_0^2\right) T(z', Q^2) \quad (1.38)$$

où $T(z, Q^2)$ est l'inverse de Mellin des exposants du groupe de renormalisation a_{NS} :

$$T(z', Q^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} d\eta z'^{(1-\eta)} \exp\{s a_{NS}\} \quad (1.39)$$

où

$$a_{NS} = \frac{\gamma_{NS}}{8\pi\alpha b} ; \quad s = \ln \left(\frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right) ; \quad b = \frac{(11 - \frac{2}{3} N_{\text{saveur}})}{16 \pi^2}$$

et peut être calculé à partir de l'équation différentielle (1.34).

L'avantage de cette méthode est qu'on peut calculer les fonctions de fragmentation pour n'importe quelle valeur de z et de Q^2 en partant d'une fonction connue $D_{NS}(z/z', Q_0^2)$ à une valeur de $Q_0^2 < Q^2$.

Cela rend plus directe la comparaison avec les données expérimentales qui sont disponibles seulement dans des régions limitées de z et de Q^2 .

3.e - Le deuxième ordre et la non-factorisation

Dans le paragraphe précédent nous avons négligé les termes d'ordre supérieur $O(\alpha^2(Q^2))$ présents dans l'équation (1.22) ; ces termes ont comme effet de produire une brisure de factorisation, c'est-à-dire une dépendance des fonctions de fragmentation du phénomène qui produit le quark qui se fragmente. La section efficace de production d'un hadron factorise dans le QPM (éq. (1.3)) et dans QCD au premier ordre. Une méthode pour étudier une possible brisure de factorisation, proposée par Sakai [1.8], utilise les doubles moments des fonctions de fragmentation :

$$d_{n,m}^h(Q^2) = \frac{\int \int z^{m-1} x^{n-2} D_i^h(x, z, Q^2) dz dx}{\int x^{n-2} F_i(x, Q^2) dx} \quad (1.40)$$

Pour les moments non-singlets en ν $d_{n,m}^{NS} = d_{n,m}^{\pi^+} - d_{n,m}^{\pi^-}$ nous avons l'expression analogue à l'équation (1.36) :

$$d_{n,m}^{NS} = d_{n,m}^{NS}(0) * \left[\frac{\alpha_0}{\alpha(t)} \right]^{a_{n,m}^{NS}} ; \text{ où } a_{n,m}^{NS} = \frac{\gamma_{n,m}^{NS}}{8\pi b} \quad (1.41)$$

Les coefficients $d_{n,m}^{NS}(0)$ et les dimensions anormales $\gamma_{n,m}^{NS}$ dépendent de n et m .

Le rapport de deux moments ayant le même " m " et des " n " différents a été calculé par Sakai [1.8] :

$$r_{n,m}^{n',m} = \frac{d_{n',m}}{d_{n,m}} = 1 + \frac{\alpha}{\pi} \cdot \frac{1}{4} [(b_n - B_n) - (b_{n'} - B_{n'}) + a_{n,m} - a_{n',m}] \quad (1.42)$$

où $b_n, B_n, b_{n'}, B_{n'}, a_{n,m}, a_{n',m}$ sont calculés dans la référence [1.8].

Des valeurs numériques indépendantes de α (et donc de Q^2) sont obtenues en calculant les rapports des rapports [1.8] :

$$R_{nm}^{n'm'} = \frac{r_{n'm'}}{r_{nm}} = \frac{d_{n'm'}}{d_{n'm}} \bigg/ \frac{d_{nm'}}{d_{nm}} \quad (1.43)$$

D'autres méthodes pour étudier la non-factorisation en x-z prédite au deuxième ordre ont été proposées par différents auteurs [1.9, 1.10, 1.11].

Les calculs de la référence [1.10] montrent que la brisure de factorisation est plus grande à faible Q^2 . Pour les neutrinos la correction à apporter aux fonctions de fragmentation pour tenir compte de cet effet a été évaluée supérieure à 20 % pour $Q^2 = 10. \text{ GeV}^2$ [1.10].

3.f - Les effets des "torsions" d'ordre supérieur

Nous allons compléter la description de l'équation (1.22) en analysant les effets non perturbatifs $O(1/Q^2)$ (dans (1.22)) que nous appelons "torsions d'ordre supérieur" (higher twists en anglais). Ces effets, mal compris physiquement, incluent tous les phénomènes qui font intervenir des puissances du temps d'interaction ($\tau \sim 1/Q^2$) et introduisent des corrections importantes à petit Q^2 . Nous donnons dans la suite la définition mathématique de ces termes.

La méthode classique pour calculer les violations d'échelle dans les processus profondément inélastiques se base sur le développement du produit d'opérateurs dans le cône de lumière par Wilson [1.12]*.

Nous donnons ici quelques éléments de la méthode.

L'amplitude de diffusion profondément inélastique est liée par le théorème optique :

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi} \text{Im } T_{\mu\nu} \quad (1.44)$$

à l'amplitude virtuelle :

$$T_{\mu\nu} = i \int d^4x e^{-iqx} \theta(x_0) \langle p | J_\mu^+(x), J_\nu(0) | p \rangle \quad (1.45)$$

(où x est la conjuguée de Fourier de q).

* Nobel 1982 ... pas si tordu que ça.

Selon Wilson, on peut développer le produit de courants $J_\mu J_\nu$ comme une somme de produits d'opérateurs locaux $O_i^{\beta_1 \dots \beta_n}$ de spin défini n , multipliés par des coefficients C_i^n :

$$J_\mu^+(x) \cdot J_\nu(0) = \sum_{i,n} C_i^n(x^2) x_{\beta_1} \dots x_{\beta_n} \cdot O_i^{\beta_1 \dots \beta_n}(0) \quad (1.46)$$

où la sommation a lieu sur tous les états de spin " n " et sur tous les opérateurs de Wilson O_i . Les paramètres du développement C_n^i (ou coefficients de Wilson) sont singuliers pour $x^2 = 0$ et ont un comportement de type :

$$C_i^n(x^2) \underset{x^2 \rightarrow 0}{\sim} \left(\frac{1}{x^2} \right)^{[d_{J_\mu^+} + d_{J_\nu} - (d_{O_i} - n)]/2} \quad (1.47)$$

où les " d_i " représentent les dimensions des opérateurs correspondants.

La "torsion" est définie par :

$$\tau = (\text{dimension} - \text{spin}) = d_{O_i} - n \quad (1.48)$$

La singularité dominante pour les C_n^i est donnée par les opérateurs les moins tordus.

Dans QCD, seuls les opérateurs de torsion 2 sont considérés. Les opérateurs de torsion plus élevée ($\tau > 4$) sont négligés car ils donnent des contributions en $(1/Q^2)^{\tau/2-1}$. Ces contributions sont liées aux interactions des partons sortants avec les quarks spectateurs. Si on peut les négliger pour des valeurs asymptotiques de Q^2 , elles peuvent être importantes à petit Q^2 . Mais elles sont difficiles à calculer.

Plusieurs auteurs ont proposé des méthodes pour mettre en évidence les effets des "torsions d'ordre supérieur". En leptoproduction un calcul a été proposé par Berger [1.13]. Pour des faibles valeurs de Q^2 ou pour des grandes valeurs de z , la section efficace de production d'un π contient un terme qui introduit une brisure de factorisation en $y - z$ et d'invariance d'échelle du type $1/Q^2$.

Pour la réaction $\nu N \rightarrow \mu^- \pi^+ X$ nous avons :

$$zD(z, y, Q^2) \propto (1-z)^2 + \frac{4}{9} (1-y) \frac{\langle k_t^2 \rangle}{Q^2} \quad (1.50)$$

et pour la réaction $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \pi^- X$ nous avons :

$$zD(z, y, Q^2) \propto (1-z)^2 (1-y)^2 + \frac{4}{9} (1-y) \frac{\langle k_t^2 \rangle}{Q^2} \quad (1.51)$$

où le paramètre $\langle k_t^2 \rangle$ est lié à l'impulsion transverse primordiale des quarks.

Les équations (1.50) et (1.51) sont difficiles à vérifier expérimentalement car à faible Q^2 des effets purement cinématiques peuvent les masquer comme nous le voyons sur la figure I.7. Cela est particulièrement vrai pour le ν où les effets d'espace de phase montrent la même dépendance en y que celle prédite par l'expression (1.50) [I.14]. Pour les π^- en $\bar{\nu}$ l'expression (1.51) donne une dépendance en $y-z$ opposée à la prédiction de l'espace de phase (Fig. I.7). Nous y reviendrons dans le chapitre VI.

3.g - L'élargissement de l'impulsion transverse moyenne des hadrons $\langle p_t \rangle$

En leptoproduction, au cours de l'interaction courant-quark, l'impulsion transverse p_t des hadrons est définie par rapport à la direction du courant dans le laboratoire (Fig. I.8). Dans le modèle des partons tous les hadrons sont produits de façon colinéaire à la direction du courant avec une dispersion k_t/E_H où k_t est le moment intrinsèque (indépendant de Q^2) des partons dans la cible et E_H est l'énergie du système hadronique.

Dans QCD cette représentation est modifiée par la production de gluons qui peuvent avoir une impulsion transverse non nulle (ex. : $k_t^2 \sim Q^2$) par rapport à l'axe du jet. Il en résulte des valeurs plus élevées du p_t des hadrons provenant des gluons. La distribution de l'impulsion transverse qui diminue en $1/p_t^2$, peut s'étendre jusqu'à $p_t^2 = 1/4 W^2$ où W est l'énergie totale du centre de masse du système parton-courant. Cet effet est responsable des violations d'échelle car la valeur moyenne de l'impulsion transverse des hadrons $\langle p_t^2 \rangle$ varie linéairement avec Q^2 :

$$\langle p_t^2 \rangle \approx \int_0^{Q^2} \frac{dp_t^2}{p_t^2} \cdot \alpha(p_t^2) \cdot p_t^2 \approx \alpha(Q^2) \cdot Q^2 + \beta \langle p_{ot}^2 \rangle \quad (1.52)$$

La valeur $\langle p_{ot}^2 \rangle$ correspond à des termes indépendants de Q^2 ou à des variations logarithmiques qui ne peuvent pas être calculées dans QCD et qui sont

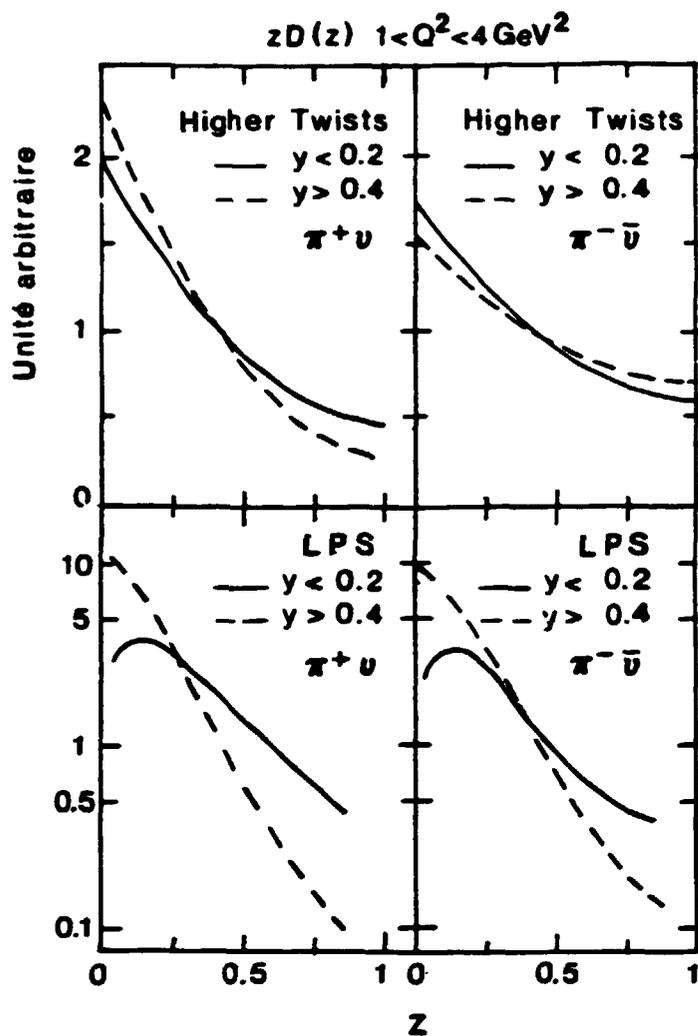


Figure I.7

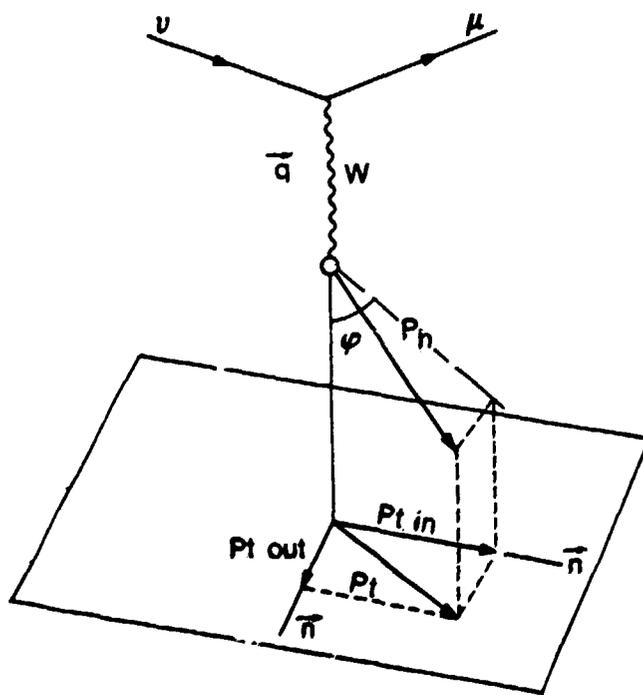


Figure I.8

liées aux distributions non perturbatives des k_t intrinsèques. Il faut remarquer que lors de la comparaison avec QCD ce n'est pas la valeur absolue de $\langle P_t \rangle$ qui nous intéresse mais sa variation avec Q^2 , car la valeur moyenne contient des termes non perturbatifs.

Le gluon émis peut être suffisamment dur pour produire un jet séparé du jet du parton qui l'a produit ; nous aurons dans ce cas un événement à trois jets : le jet de la cible dans la direction du courant et les deux jets du gluon et du quark frappé qui auront des impulsions transverses presque opposées. Les axes des trois jets sont coplanaires. Si on sépare le P_t en une composante $(P_{t \text{ in}})^1$ dans le plan de l'événement à trois jets et $(P_{t \text{ out}})^1$ dans la direction perpendiculaire au plan la composante $P_{t \text{ in}}$ augmente proportionnellement avec Q^2 tandis que la composante $P_{t \text{ out}}$ ne commence à augmenter qu'au deuxième ordre $\alpha^2(Q^2)$ et est sensible aux effets non perturbatifs.

Quand k_t^2 n'est pas suffisant ($k_t^2 < Q^2$) les deux jets ne sont pas séparés et l'effet de QCD se réduit à un élargissement de l'impulsion transverse du jet dans la région du courant.

Dans le cas de 3 jets le moment transverse du parton (quark ou gluon) est donné par :

$$p_t \equiv (p_t)_{\text{parton}} = \sum_{h \text{ dans le jet}} p_t^h \quad (1.53)$$

Le p_t total ainsi défini a la propriété d'être indépendant des détails des mécanismes d'hadronisation² ce qui n'est pas le cas pour le p_t d'un type particulier de hadrons (π par exemple [1.15]) dans le jet. L'étude du p_t des π dans les interactions semileptoniques peut donner des informations sur le comportement prévu par QCD, car l'augmentation du p_t total se reflète sur les hadrons qui composent le jet et en particulier sur les hadrons (dominants) qui sont supposés porter la plus grande fraction d'impulsion du parton. Mais pour une analyse quantitative le p_t total est mieux adapté car il est indépendant des processus de fragmentation.

1 Le plan de l'événement n'est pas à confondre avec le plan leptonique et $P_{t \text{ in}}$ et $P_{t \text{ out}}$ sont différents de ceux définis dans le plan leptonique.

2 Le p_t total du jet est en particulier indépendant des fonctions de fragmentation à cause de la règle de somme qui rend compte de la conservation de l'impulsion : $\sum_H \int_0^1 dz z D_{op}^H(z) = 1$. dans le jet du parton p .

4 - LE MODELE DE LUND [I.16]

Le modèle de LUND étudie la fragmentation en jets de partons dans le cadre de QCD. Un événement profondément inélastique peut être phénoménologiquement séparé en trois étapes :

1. L'interaction du courant avec un quark de la cible est caractérisée par des grands Q^2 et des petites distances ; les effets du confinement sont négligeables et un gluon dur peut être émis.
2. Le quark frappé et le diquark restant s'éloignent l'un de l'autre ; les gluons émis sont plus mous ou colinéaires et conservent très peu d'information de l'interaction primaire. Le confinement joue un rôle dominant en produisant la brisure du système quark-diquark en plusieurs hadrons.
3. Les particules instables se désintègrent.

Le passage entre la première et la deuxième phase est en principe continu. En pratique il faut faire une coupure et considérer la fragmentation et la désintégration qui suit comme indépendantes de l'interaction primaire.

Les processus qui caractérisent ces trois étapes sont de nature stochastique ; ils ont donc été décrits à l'aide d'un Monte-Carlo [I.17].

Dans la première phase les quarks peuvent être considérés comme libres et leur comportement est gouverné par QCD perturbatif. La section efficace sera déterminée par des fonctions de structure dépendant de Q^2 . Dans la région du courant trois configurations sont possibles :

- le quark issu de l'interaction n'irradie pas de gluon dur acolinéaire et nous avons un système à un quark ;
- un gluon est produit et nous avons un système quark-gluon ;
- le quark donne toute son énergie au gluon qui se désintègre en $q\bar{q}$ et nous avons un système quark-antiquark.

Les probabilités pour ces différents processus sont déterminées dans QCD [I.18] par des fonctions de partition du type (I.29).

Dans la deuxième phase nous avons un diquark et un quark (ou qg , ou $q\bar{q}$) qui s'éloignent en direction opposée en formant entre eux un tube ou sac de couleur. Le potentiel dans le tube est supposé augmenter linéairement avec la distance, l'énergie accumulée par unité de distance dans le tube est phénoménologiquement fixée à $k \sim 1 \text{ GeV/Fermi} \sim 0,2 \text{ GeV}^2$. La cinématique du système peut être décrite à l'aide de cordes relativistes sans masse et sans excitation transverse, où les extrémités qui portent l'impulsion correspondent au quark et au diquark et la corde au tube de couleur. Cette description est invariante relativiste.

Pour simuler la fragmentation on introduit la probabilité de formation d'un couple $q\bar{q}$ par cassure de la corde en deux morceaux. Plusieurs cassures peuvent se produire dans les morceaux restants. Les vertex de production des couples $q\bar{q}$ se trouvent ainsi distribués, en moyenne et avec des larges fluctuations, sur une hyperbole à temps constant. La formation de mésons provient de la combinaison d'un quark q_1 , du couple $q_1\bar{q}_1$ avec l'antiquark \bar{q}_2 du couple adjacent.

La production des couples $q\bar{q}$ se fait par effet tunnel. Classiquement le q_1 et le \bar{q}_1 , ayant une masse m et un moment transverse k_t , doivent être produits à une distance finie de façon que l'énergie du champ entre eux $k = 1 \text{ GeV/Fermi}$ se transforme en masse transverse m_t . La probabilité de production sera proportionnelle à :

$$\exp\left(-\frac{\pi}{k} m_t^2\right) = \exp\left(-\frac{\pi}{k} m^2\right) \cdot \exp\left(-\frac{\pi}{k} k_t^2\right) \quad (1.54)$$

La factorisation entre le terme de masse et du k_t^2 conduit à une distribution gaussienne de k_t indépendante de la saveur. Si la corde est supposée sans excitation transverse le k_t est localement compensé entre le q et le \bar{q} .

La formule (1.54) implique une suppression naturelle des quarks plus lourds :

$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11} \quad (1.55)$$

ce qui signifie que le quark charmé et les quarks plus lourds ne peuvent pas être produits par ce processus de fragmentation non perturbatif.

Une caractéristique importante du modèle de Lund (par rapport à la version du modèle FF pour la leptoproduction que nous avons utilisée) est la probabilité de produire des couples diquark-antidiquark et donc des paires baryon-antibaryon. En raison de la grande incertitude sur la définition de la masse d'un diquark on ne peut pas utiliser la formule (1.54) pour prédire directement leur taux de production ; ce taux est un paramètre libre du programme et les données expérimentales suggèrent un rapport $qq : q = 0.065$. Une contrainte importante dans la production des paires baryon-antibaryon est la suivante : un baryon est un état symétrique à 3 quarks et lorsqu'un diquark et un quark s'unissent pour former un baryon les différentes saveurs et états de spin sont pondérés par la probabilité $SU(6)$ de former un état symétrique à 3 quarks [I.16].

L'équation (1.54) ne tient pas compte des propriétés longitudinales de la fragmentation. En effet pour produire un couple $q\bar{q}$ de masse m_t le champ doit être suffisamment étendu, c'est-à-dire qu'il faut attendre un certain temps pour que les q et \bar{q} originaux soient suffisamment séparés. D'autre part pour produire un méson énergétique, la corde doit se casser très tôt. Ce problème est résolu en assignant, à chaque vertex, un poids qui tient compte du temps propre du vertex. Cela a comme conséquence une corrélation entre l'impulsion longitudinale et l'impulsion transversale des hadrons produits.

Dans ce formalisme des cordes, le gluon est représenté par une cassure ("kink") : une quantité finie d'énergie et d'impulsion est transférée à un point (cassure) à l'intérieur de la corde (Fig. I.9). Sur ce point s'exerce une force qui est deux fois plus grande que celle exercée sur les deux extrémités.

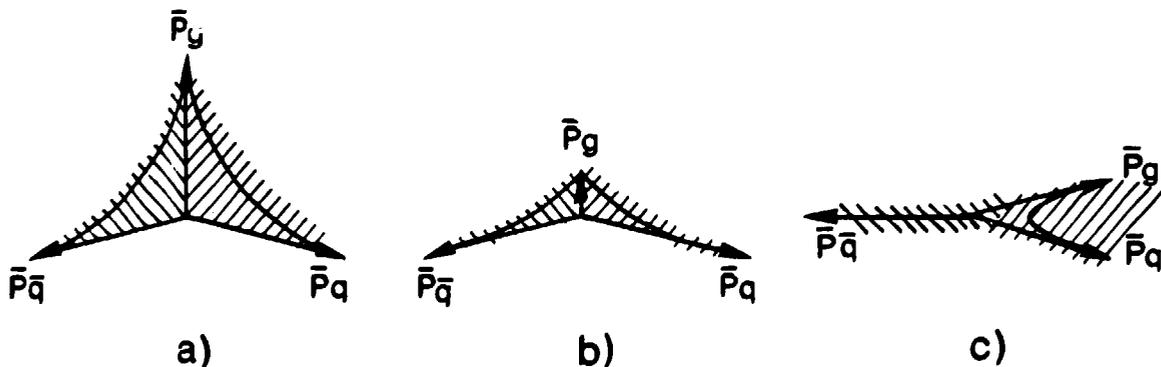


Figure I.9

Pour cette raison, le gluon peut perdre toute son énergie avant qu'une cassure puisse avoir lieu (Fig. I.9b). Dans ce cas, les hadrons issus de la fragmentation du quark seront affectés d'une impulsion transverse supplémentaire. Si le gluon est suffisamment dur (Fig. I.9a) et acolinéaire, des cassures auront lieu des deux côtés du kink en formant un jet de hadrons qui sera plus large que celui du quark car l'énergie est partagée entre les deux bouts de la corde. Pour les gluons colinéaires (Fig. I.9c), la cassure a lieu entre le gluon et le diquark car la corde entre le gluon et le quark est trop courte. Cela implique que le hadron de premier rang (celui produit en premier) contient le quark et le gluon.

Pour le quark (diquark) qui sort dans la direction $+z$ ($-z$), on définit la variable $W_+ = E + P_z$ ($W_- = E - P_z$) et chaque hadron emporte une fraction z_+ du W_+ qui reste après la cassure précédente. z_+ est distribuée selon la formule :

$$f(z_+) dz_+ = 1. dz_+ \quad (1.56)$$

qui donne une distribution poissonnienne du nombre de particules en fonction de la rapidité centrée à 1. L'équation (1.56) doit être corrigée pour la probabilité d'émission d'un gluon colinéaire et devient :

$$f(z_+) = (1+c)(1-z_+)^c \quad (1.57)$$

c est déterminé par QCD pour les différents saveurs des quarks mais les incertitudes théoriques obligent à le prendre comme paramètre libre :

$$\begin{aligned} c &= 0.5 && \text{pour } u \text{ et } d \\ &= 0.35 && \text{pour } s \\ &= 0.15 && \text{pour } c \\ &= 0.05 && \text{pour } b \end{aligned} \quad (1.58)$$

Une autre correction à l'équation (1.56) est le poids qui tient compte de la taille finie du champ dont nous avons parlé précédemment.

La séparation en hadrons peut continuer si le système restant a suffisamment d'énergie disponible

$$(W_+ W_-)_{\text{restant}} < W_{\text{min}}^2 \quad (1.59)$$

La dernière brisure donne lieu à deux hadrons et W_{\min}^2 a été choisie pour obtenir un plateau en rapidité à haute énergie :

$$W_{\min} = 2. \text{ GeV} \quad (1.60)$$

L'union d'un quark et d'un antiquark conduit à un méson dont le spin n'est pas déterminé. Le modèle suppose une production nulle de mésons tenseurs (spin 2) et un rapport entre les mésons vectoriels (spin 1) et pseudoscalaires (spin 0) égal à 1. Ce rapport, déterminé empiriquement, est également un paramètre libre du modèle :

$$V/PS = 1/1 \quad (1.61)$$

Dans la table 2 sont résumés les paramètres libres les plus importants avec des valeurs standard du modèle. En outre, on y trouve :

$$(1/3)(ud)_1 / (ud)_0 = 0.05 \text{ facteur de suppression des diquarks de spin 1 par rapport aux diquarks de spin 0} \quad (1.62)$$

$$(us/ud)/(s/d) = 0.2 \text{ facteur de suppression des diquarks étranges} \quad (1.63)$$

A chaque q et \bar{q} est attribuée une impulsion transverse k_t distribuée au hasard selon la formule

$$f_q(k_t) dk_t^2 = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp - \frac{k_t^2}{\sigma^2} d^2 k_t \quad (1.64)$$

avec la contrainte que l'impulsion transverse du couple $q\bar{q}$ soit nulle. L'impulsion transverse P_t des hadrons sera la somme vectorielle des k_t des $q\bar{q}$ qui le composent. En principe $\sigma^2 = k/\pi$ (éq. (1.54)) mais la production des gluons mous introduit un élargissement et σ est laissé libre (expérimentalement $\sigma^2 = (0,40 - 0,45 \text{ GeV}/c)^2$). Ultérieurement les gluons mous peuvent donner un recul au q primordial qui acquiert un p_t qui est balancé par les hadrons qui se trouvent dans la région centrale du plateau de rapidité. Cet effet est différent de celui du k_t primordial (mouvement de Fermi des partons) qui, lui, est équilibré dans la région de la cible. A ces deux effets, s'ajoute la production de gluons durs (Fig. 9a), à la QCD, qui a pour effet une augmentation du $\langle p_T^2 \rangle$ du jet en fonction de la masse W du système hadronique et la production d'événements à 3 jets.

Ces dernières prédictions du modèle de Lund sont importantes lorsque l'on étudie l'impulsion transverse des hadrons. Nous y reviendrons au chapitre VII.

Le modèle de Lund concerne essentiellement la fragmentation des quarks. Il est introduit dans un programme de Monte Carlo, appelé Monte Carlo de Lund, qui engendre des événements complets de leptoproduction [I.17]. Le spectre en énergie des événements engendrés est adapté au spectre en énergie de nos événements réels. La paramétrisation de Gluck, Hoffmann et Reya [I.19] est utilisée pour les fonctions de distribution des quarks (en fonction de x et de Q^2) à l'intérieur du proton. Les distributions pour le neutron sont obtenues par symétrie de charge. Le modèle de Lund est utilisé pour tout ce qui concerne la production hadronique. La modularité du programme permet également de remplacer la fragmentation à la Lund par la fragmentation à la Field Feynman. Il est aussi possible d'étudier, pour l'analyse de l'impulsion transverse p_t en particulier, l'influence de la production de gluons mous (Fig. I.9b), de gluons durs (Fig. I.9a) et l'effet dû au k_T primordial des quarks en agissant sur les paramètres du Monte Carlo.

Dans la table 2, nous montrons aussi les valeurs des paramètres utilisés dans notre analyse. Nous avons changé les valeurs standard de 2 paramètres en particulier pour pouvoir engendrer des événements à faible W ($W < 5 \text{ GeV}$).

Ces changements ont été effectués pour tenir compte de l'énergie relativement faible de nos événements ($\langle W \rangle \sim 7 \text{ GeV}$) : une partie importante de nos événements se trouve juste au seuil de production de particules étranges et/ou de particules charmées et/ou de paires baryon antibaryon. Les paramètres standard du modèle sont adaptés à un régime de W élevé où l'on se trouve bien au-dessus de tous les seuils.

Dans les chapitres expérimentaux, nous verrons que le modèle de Field et Feynman donne des prédictions comparables dans les régions à grand x_F et z . Dans la zone centrale les différences observées sont essentiellement dues au fait que dans le modèle de Lund le passage entre les fragments de la cible et ceux du courant se fait d'une façon plus continue que dans le modèle FF.

Table II - Les paramètres les plus importants du modèle de Lund

	Valeurs standard	Valeurs utilisées dans cette expérience
$(qq)/q$	= 0,065	"
$f(z) = (1+c)(1-z)^c$	$c = 0,5$ pour u et d	"
	0,35 " s	"
	0,15 " c	"
	0,05 " b	"
W_{\min}	= 2, GeV	1 GeV
V/PS	= 1/1	"
$\frac{1}{3}$ ou $\frac{3}{2}$ (ud) _{spin 1} / (ud) _{spin 0}	= 0,05	"
(us/ud)/(s/d)	= 0,2	"
$\sigma_{\text{gluon mou}}$	= 0,44 GeV/c	"
$\sigma_{k_t \text{ primordial}}$	= 0,44 GeV/c	"
$P(ss)/P(u\bar{u})$	= 0,30	0,15

REFERENCES DU CHAPITRE I

- [I.1] W. Hofman, "Jet of hadrons", (Springer-Verlag, Berlin, 1981), Vol. 90.
- [I.2] R.D. Field and R.P. Feynman, Nuclear Phys. B136 (1978) 1.
- [I.3] G. Altarelli, Phys. Rep. 81 (1982) 1.
- [I.4] E. Reya, Phys. Rep. 69 (1981) 195.
- [I.5] G. Altarelli, G. Parisi, Nuclear Phys. B126 (1977) 298.
- [I.6] F. Oberhettinger, Tables of Mellin Transforms (Springer, New York, 1974).
- [I.7] M. Glück and E. Reya, Phys. Rev. D14 (1976) 3034.
- [I.8] N. Sakai, Phys. Letters 85B (1979) 67.
- [I.9] G. Curci, W. Furmanski and R. Petronzio, Nuclear Phys. B175 (1980) 27.
- [I.10] R. Baier and K. Fey, Z. Phys. C, Particles and Fields C2 (1979) 339.
- [I.11] A. Gonzales-Arroyo, C. Lopez and F.J. Yndurain,
- Nuclear Phys. B153 (1979) 161
- Nuclear Phys. B174 (1980) 474.
- [I.12] K.G. Wilson, Phys. Rev. 179 (1969) 1499.
- [I.13] E.L. Berger, Phys. Letters 89B (1980) 241.
- [I.14] P. Mazzanti, R. Odorico and V. Roberto, Phys. Letters 98B (1981) 360.
- [I.15] P. Mazzanti, R. Odorico and V. Roberto, Phys. Letters 81B (1979) 219.

[I.16] B. Andersson et al., Z. Phys. C13 (1982) 361 et références à l'intérieur
B. Andersson et al., Phys. Rep. 97C (1983) 31.

[I.17] G. Ingelman, Thèse : "Studies of high energy lepton nucleon scattering",
Dept. Theor. Phys., Univ. Lund, 1982.;

G. Ingelman and T. Sjöstrand, "A Monte Carlo program for lepto production",
Univ. of Lund, LU TP 80-12 ;

T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 27 (1982) 243.

[I.18] G. Altarelli et G. Martinelli, Phys. Lett. 76B (1978) 88.

[I.19] M. Gluck, E. Hoffman, E. Reya, Z. Phys. C13 (1982) 119.

Chapitre II

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1 - INTRODUCTION

Les neutrinos interagissent faiblement, leur section efficace étant $\sigma^{\nu} \approx 2 \sigma^{\bar{\nu}} \approx 10^{-38} E \text{ (GeV/cm}^2\text{)}$ (un neutrino de 100 GeV interagit $\sim 10^{10}$ fois moins qu'un proton de 100 GeV). Aussi l'étude de leurs interactions nécessite des faisceaux très intenses et des détecteurs de grande masse.

Deux types de faisceaux sont disponibles au CERN. Dans le faisceau à bande étroite les parents (π et K) sont sélectionnés avec une impulsion donnée. Il en résulte une bonne connaissance de l'énergie du ν mais une intensité relativement faible. Dans le faisceau à bande large on essaie, au contraire, de récupérer la plus grande fraction possible des parents. Le faisceau de ν est plus intense mais on ne connaît que la distribution globale en énergie.

Dans cette expérience nous avons utilisé comme cible la grande chambre à bulles BEBC remplie de deutérium ; le liquide étant léger, le choix du faisceau à bande large s'impose pour avoir un nombre suffisant d'événements dans la chambre (une interaction ν ($\bar{\nu}$) tous les 10 (25) clichés au lieu de 5 fois moins avec le faisceau à bande étroite).

Dans ce chapitre nous décrivons brièvement le faisceau, la détermination du flux, la chambre à bulles et le détecteur externe de muons (EMI).

2 - LE FAISCEAU

2.a - Principe

Le schéma du faisceau à bande large du CERN est présenté sur la figure II.1.

Les protons de 400 GeV extraits du SPS du CERN sont envoyés sur une cible en béryllium (3 mm de diamètre x 110 (60) cm de longueur pour $\bar{\nu}$ (ν)). Les π et les K produits sont sélectionnés et focalisés par un système d'aimants (corne magnétique + réflecteur) vers un tunnel de désintégration de ~ 300 m de long où ils se désintègrent en μ et ν . Un blindage composé de 202,5 m de fer, 147,3 m de terre ou roche et d'un aimant toroïdal de 10 m (1,2 T), arrête les μ et les hadrons restants. Les ν parviennent enfin jusqu'à BEBC.

Le signe des π et K parents détermine la composition du faisceau : les π^+ et K^+ donnent des ν , les π^- et K^- donnent des $\bar{\nu}$; c'est le système corne + réflecteur qui focalise les particules d'un signe choisi et défocalise les particules de signe opposé.

Un système de détecteurs de μ est installé dans le blindage. Il permet de déterminer le flux des μ produits et d'en déduire le flux de ν .

Les caractéristiques du faisceau de ν sont résumées dans la Table 1. Une description plus détaillée du faisceau se trouve dans les références [II.1 et II.5].

2.b - Désintégration des parents. Spectre en énergie des ν

La cinématique de la désintégration des π et K est représentée sur la figure II.2.

La distribution en impulsion des ν et des μ provenant de la désintégration des π et des K (impulsion p , masse m), est donnée par les équations :

$$E_{\nu} = \frac{m^2 - m_{\mu}^2}{2(E - p \cos\theta_{\nu})} \quad \theta_{\nu} = 0 \quad \sim E/2 \text{ pour } m = m_{\pi} \quad (II.1a)$$

$$E \gg m \quad \sim E \text{ pour } m = m_K$$

$$E_{\mu} = \frac{m^2}{2(E - p \cos\theta_{\mu})} \quad \theta_{\mu} = 0 \quad \sim E \text{ pour } \pi \text{ et } K \quad (II.1b)$$

$$E \gg m$$

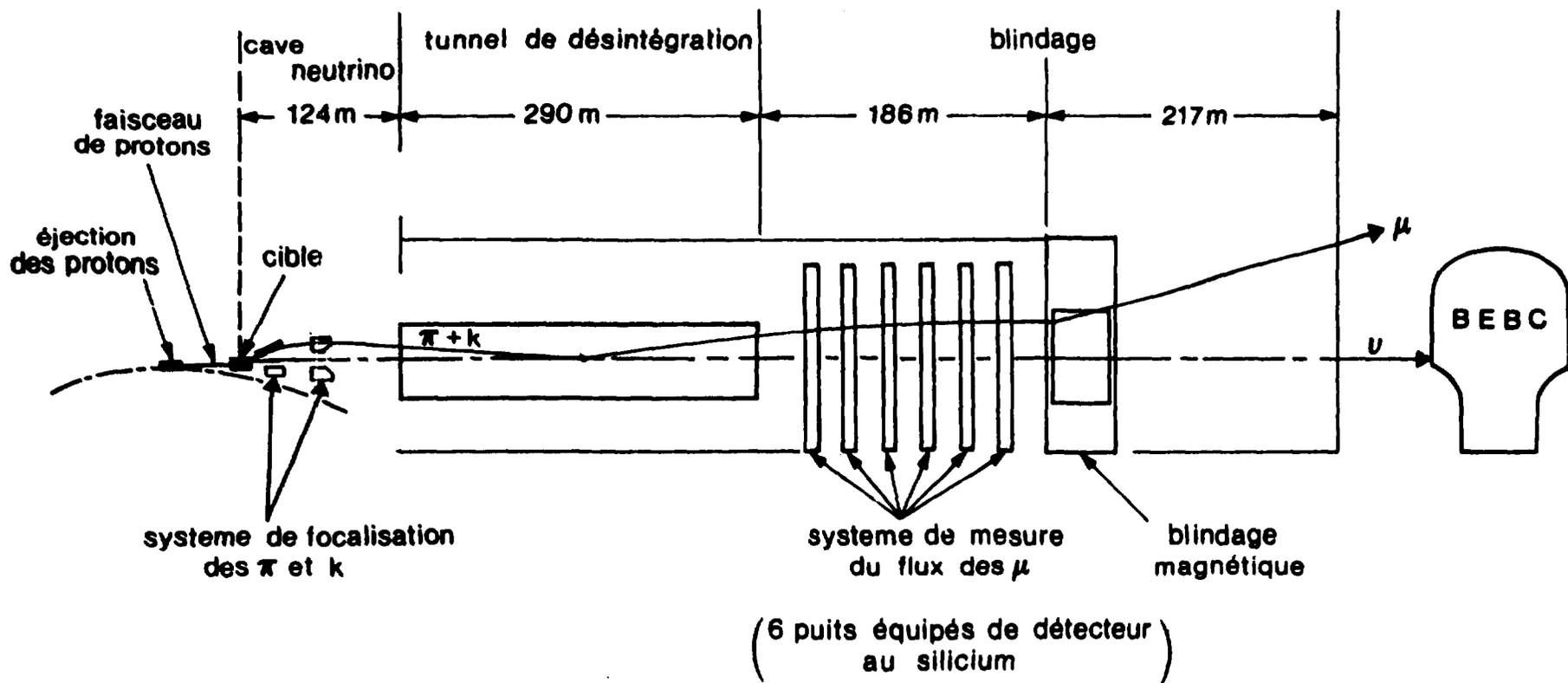


Figure II.1

- Table 1 -

Caractéristiques du faisceau à bande large (voir figure 1)

Protons SPS	$P_p = 400 \text{ GeV/c}$	Durée de l'extraction : 2 - 3 msec
Cible	Béryllium 3 mm \emptyset	110 cm longueur (\bar{v}) 60 cm longueur (v)
Corne	Courant 120 kA	
Réflecteur	Courant 180 kA	
Tunnel	9 mbar vide	290 m longueur
Blindage	Fer	166 m
Blindage magnétique	Aimant toroïdal de 12 kG	10 m
	+ fer	36 m
	Terre	147 m

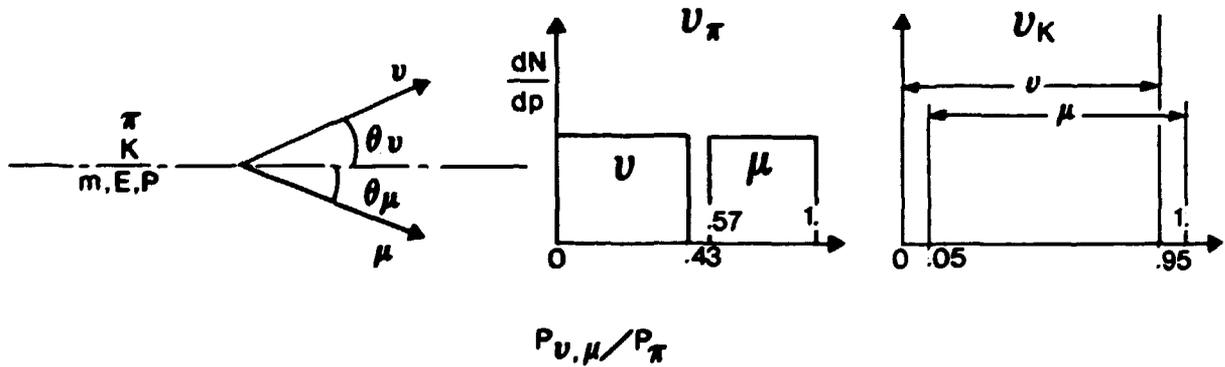


Figure II.2

Les ν provenant des π (K) emportent au maximum 42,7 % (95 %) de l'impulsion des parents.

2.c - Les bruits de fond

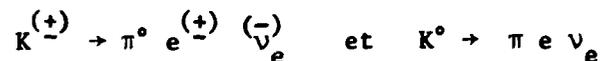
Les bruits de fond dans les faisceaux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sont de deux types :

- 1) les ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) dans le faisceau $\bar{\nu}_\mu$ (ν_μ)
- 2) les ν_e ($\bar{\nu}_e$) .

La source principale du premier type de bruit de fond est due à des π et K de mauvais signe qui échappent à la défocalisation produite par les aimants situés sur la ligne du faisceau. La contamination est plus grande dans le faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ car les interactions des protons sur Be produisent plus de K^+ que de K^- . A basse énergie, contribuent aussi les désintégrations en vol de μ .

Le pourcentage de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) dans le faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ (ν_μ) déterminé dans notre expérience à l'aide d'un Monte Carlo [II.3] est de 11 % (quelques %), ce qui correspond à 25 % (1 ou 2 %) d'événements dans la chambre.

Le deuxième type de fond concerne les $\bar{\nu}_e$ provenant de la désintégration Ke_3 , c'est-à-dire :



La contribution estimée de ce fond de ν_e et $\bar{\nu}_e$ [II.3] est inférieure à 3 % dans les deux faisceaux.

Nous avons représenté sur la figure II.3 la distribution en énergie du faisceau neutrino. La composante principale (ν_μ) est en trait plein. Les 3 composantes de fond ($\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$) sont en différents traits ou pointillés discontinus.

Ces bruits de fond ne concernent pas les études présentées dans cette thèse mais ils sont très importants pour la détermination de la section efficace totale et l'analyse des courants neutres.

2.d - Contrôle du faisceau

Une bonne détermination du flux de ν demande une surveillance continue du faisceau pendant la période de prise de données.

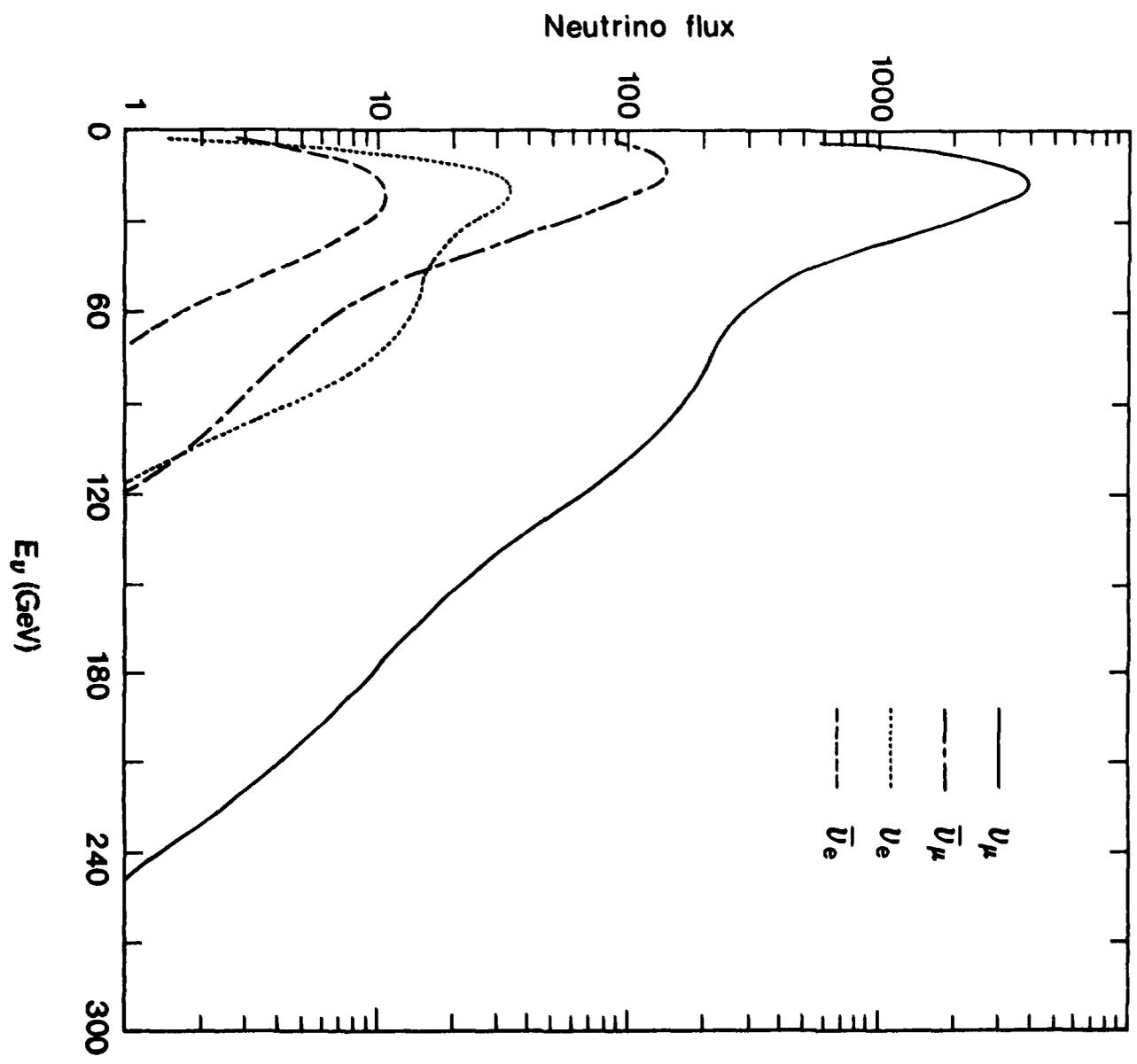


Figure II.3

L'intensité du faisceau de protons est contrôlée par des transformateurs faisceau-courant appelés BCT ("Beam Current Transformer").

Le centrage du faisceau par rapport à la cible est donné par l'émission des particules secondaires produites dans les "split foils" disposées symétriquement autour de la cible.

En principe la connaissance de la production des π et des K [II.2] et des propriétés du système de focalisation permet de connaître le flux des ν dans le plan du détecteur. Cette prédiction est cependant incertaine pour plusieurs raisons : défaillances mal connues du système de focalisation, mauvais alignement du faisceau des protons par rapport à la cible, absorption ou production de π et de K dans le tunnel de désintégration.

Une méthode plus directe pour obtenir le flux des ν consiste à utiliser la mesure du flux des μ pendant la prise de données.

3 - DETERMINATION DU FLUX DES ν

3.a - Détermination du flux des μ . Calibration des détecteurs

Les hadrons restants à la fin du tunnel de désintégration sont absorbés au début du blindage. Les μ eux sont très fortement ralentis (ils perdent environ 1 GeV par mètre de fer). Leur mesure à différentes positions du blindage permet de suivre leur évolution. A cet effet des détecteurs à ionisation appelés SSD ("Solid State Detectors") disposés sur une plaque, sont placés dans les six puits à l'intérieur du blindage. La disposition de ces détecteurs sur chaque plaque est représentée sur la figure II.4.

L'ensemble du système est appelé NFM ("Neutrino Flux Monitoring").

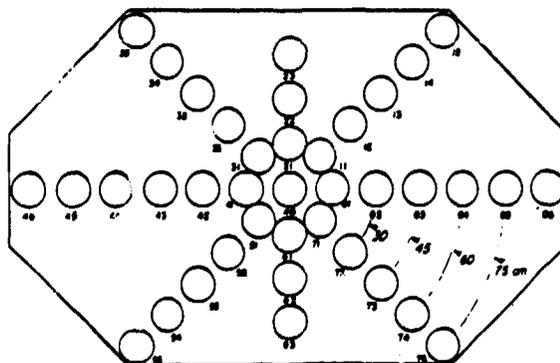


Figure II.4

Ces détecteurs doivent être calibrés ; on distingue deux étapes :

● Calibration absolue

Elle est obtenue en plaçant une émulsion photographique devant un détecteur donné et en l'exposant au faisceau pendant un ou deux cycles du SPS. Les émulsions sont ensuite développées. Le comptage des traces permet d'associer l'intensité du signal dans le détecteur à un nombre de μ .

● Calibration relative

La calibration absolue est une opération longue et délicate qui ne peut être répétée pour chacun des 200 compteurs. D'où la nécessité de faire une calibration relative des différents compteurs entre eux. Elle est obtenue à l'aide d'une boîte de calibration (appelée "cal box") qui va se placer successivement devant les différents détecteurs à l'intérieur d'un même puits. La comparaison des signaux du détecteur fixe et des détecteurs sensibles de la "calbox" détermine le facteur de calibration relative du détecteur fixe. Cette opération est répétée plusieurs fois par jour. La liaison entre les différents puits est assurée par une boîte de référence (appelée "ref box") qui est fixée sur une "cal box" pendant 10 jours environ avant d'être placée dans un autre puits.

A chaque impulsion du faisceau, si le compteur central du puits numéro 2 enregistre un flux de μ suffisant, le système de contrôle NFM déclenche les caméras de BEBC et une photo est prise.

Les informations provenant des différents détecteurs et des systèmes de mesure le long du faisceau sont alors enregistrées sur bande magnétique. Le NFM contrôle en permanence l'état du système et permet à l'utilisateur d'intervenir dès qu'un problème se présente.

3.b - Du flux μ au flux ν

La mesure du flux des μ nous donne plusieurs informations :

- l'efficacité réelle de la cible est donnée par le rapport du nombre de μ sur le nombre de protons : N_{μ}/N_p ;
- la distribution spatiale de μ dans chaque puits est reliée à la symétrie du faisceau ;

- la distribution en profondeur des μ et la relation entre leur impulsion et leur parcours permettent de déterminer le spectre en énergie des ν .

La comparaison du flux mesuré avec la prédiction d'un programme Monte Carlo (appelé NUBEAM [II.3]) permet de déterminer le flux absolu de ν . Une bonne connaissance du rapport K/π [II.2] est également nécessaire surtout pour la partie à haute énergie du spectre (on se rappelle que le ν à haute énergie vient principalement des K car les ν_K prennent 95 % de l'impulsion des parents contre 43 % pour les ν_π).

La connaissance du flux du ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) nous permet de déterminer la section efficace totale définie par la relation :

$$\sigma(E) = \frac{dN_{ev}}{dE} \times \frac{1}{\phi(E)} \times \frac{1}{N_{D_2}}$$

où $\phi(E) = \text{flux/cm}^2 \times \text{protons}$, $N_{D_2} = \text{nombre total des nucléons cibles et}$
 dN_{ev}/dE est la distribution du nombre d'événements en fonction de l'énergie. Une bonne détermination de l'énergie des événements ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) est importante non seulement pour le calcul de la section efficace totale [II.5, II.6] mais aussi pour les analyses présentées dans cette thèse. Nous reviendrons sur ce sujet dans les chapitres suivants.

Les résultats concernant la détermination de la section efficace totale ν_{D_2} et $\bar{\nu}_{D_2}$ dans notre expérience ont été récemment publiés [II.6].

4 - LA CHAMBRE BEBC

Une description détaillée de la chambre à bulles cryogénique BEBC se trouve dans la référence [II.4]. Elle est représentée en coupe sur la figure II.5. Nous résumons ici ses principales caractéristiques :

Le corps de la chambre est constitué d'un cylindre vertical de 4 m de haut et de 3,7 m de diamètre correspondant à un volume de 35 m^3 . La partie inférieure est équipée d'un piston de 1800 kg. La partie supérieure, de forme sphérique, est percée de 5 trous permettant l'installation des caméras de prise de vue.

L'éclairage est assuré par des flashes annulaires entourant les hublots dont la lumière est réfléchiée par le revêtement en "scotchlite" de la chambre.

Le corps de la chambre est entouré par un aimant supraconducteur qui produit un champ d'intensité maximale de 3,5 T, et par un circuit de refroidissement à l'hélium à la température de 4,1°K. L'ensemble est enfermé dans une enceinte de sécurité remplie d'azote.

Pour notre expérience la chambre BEBC était remplie de 40 000 litres de deutérium obtenus par électrolyse de l'eau lourde (D₂O). Le deutérium est le liquide isoscalaire (même nombre de protons et de neutrons) le plus léger. La longueur de radiation est de 9 m et la longueur d'interaction de 3,2 m. Il en résulte que très peu des hadrons produits interagissent dans la chambre et que seulement 15 à 20 % des γ produits (provenant de la matérialisation des π^0) sont visibles. D'où une perte importante de la détection des particules neutres (n, K_L⁰, π^0 , γ) qui rendra plus délicate la détermination de l'énergie hadronique neutre comme nous le verrons.

Les caractéristiques de la chambre et du liquide (pendant la prise des données) sont résumées dans la Table 2.

- Table 2 -

Caractéristiques de BEBC

Variations de la pression pendant la détente	4,1 Bars
Durée du cycle expansion-compression	90 ms
Courant dans l'aimant (champ)	5700 A (3,5 T)
Retard-flash	6 ms
Densité du liquide	0,14 g/cm ³
Température du liquide	31,1°K

5 - LE DETECTEUR EXTERNE DES μ (EMI)

Les ν_{μ} ($\bar{\nu}$) qui interagissent avec un nucléon produisent un μ dans l'état final dans environ 70 % des cas. Cette catégorie d'événements est appelée "courant chargé" (CC). Dans les autres cas le lepton final est un ν_{μ} ($\bar{\nu}_{\mu}$) et nous avons un événement du type "courant neutre" (NC). Il est très important pour l'analyse physique de pouvoir séparer ces deux catégories

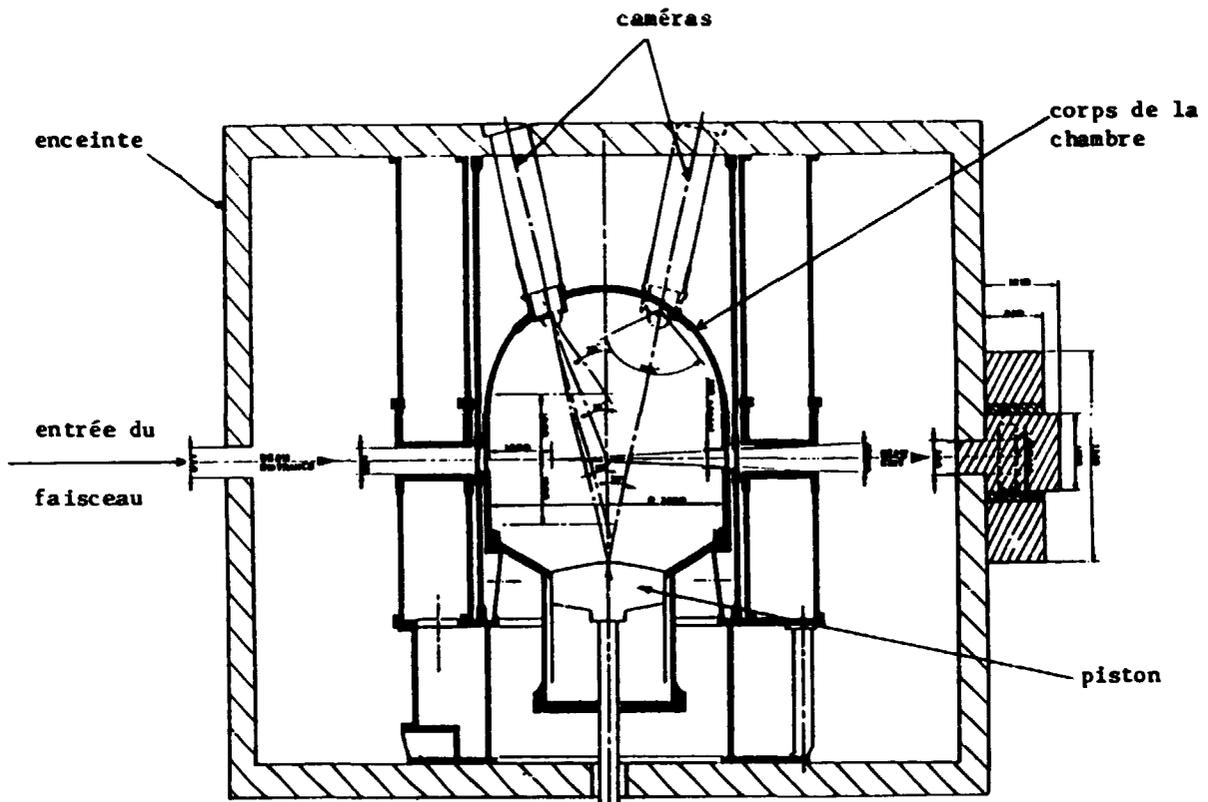


Figure II.5 - Coupe verticale de BEBC parallèlement au faisceau

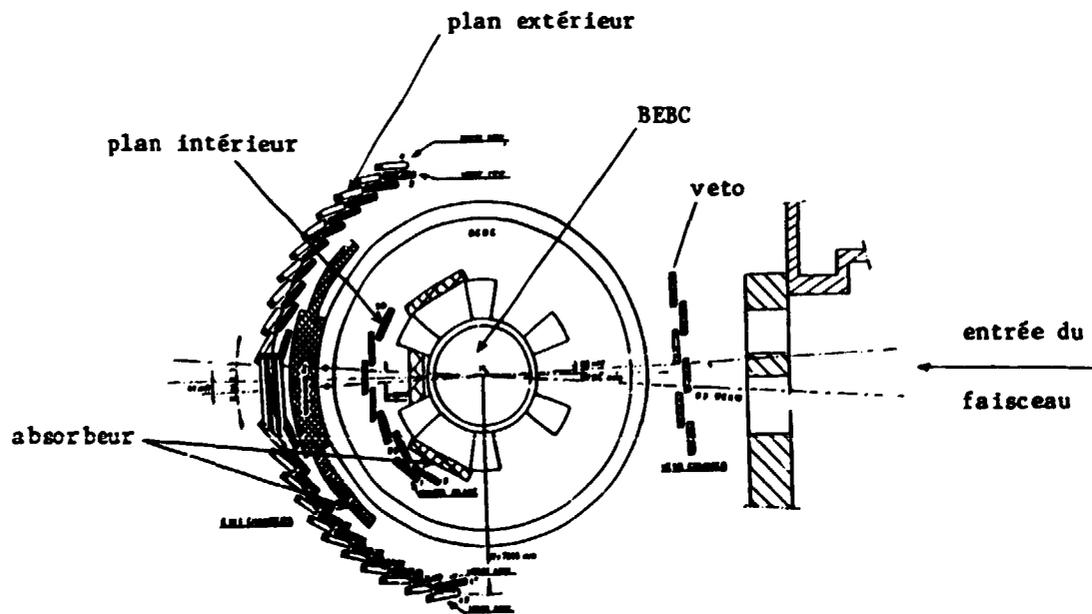


Figure II.6 - 1'E.M.I.

d'événements par une identification efficace du μ associé à un événement neutrino. Dans ce but BEBC a été équipée d'un détecteur appelé EMI ("External Muon Identifier"). L'EMI est composé d'un absorbeur de hadrons et de deux plans de chambre à fils (figure II.6) [II.7].

5.a - L'absorbeur externe

Des blocs de fer, d'épaisseur variable (entre 0,5 m et 1 m selon leur position par rapport à l'axe du faisceau), sont placés en aval de BEBC pour arrêter les hadrons provenant principalement des interactions des ν dans la chambre et permettre une meilleure identification des μ . La proportion des hadrons arrêtés est de 99,99 % et la probabilité pour qu'un μ soit arrêté est de 5×10^{-3} .

5.b - Les chambres à fils

L'EMI est constitué de 55 chambres à fils réparties sur deux plans verticaux. Leur disposition est représentée sur la figure 6. Elles couvrent une superficie de 150 m^2 , ce qui correspond à une acceptation angulaire de $\pm 80^\circ$ sur l'axe horizontal et $\pm 20^\circ$ sur l'axe vertical. La résolution spatiale des chambres varie avec l'angle du μ par rapport aux faisceaux de 4 mm pour les chambres centrales, correspondant aux μ énergiques qui ont peu de diffusion multiple, à 16 mm pour les chambres externes.

Un troisième plan, appelé "veto", en amont de la chambre, est mis en anti-coïncidence avec les deux plans en aval. Il sert à éliminer les μ qui traversent la chambre dans la direction du faisceau et qui ne proviennent pas des interactions des neutrinos dans le volume de la chambre.

Un ordinateur permet d'accumuler les informations provenant de l'EMI sur une bande magnétique et en même temps contrôle le fonctionnement correct des chambres à fils ainsi que les informations provenant de BEBC (numéro de film, numéro de photo, ...).

Le programme de reconstruction de l'EMI extrapole toutes les traces candidates μ vers les deux plans de fils. Il recherche alors la correspondance entre les prédictions de l'extrapolation et les points reconstruits à partir des signaux des chambres à fils. Un μ est accepté si les signaux sur les deux plans sont dans le même "time slot" (0,25 μs) et si les χ^2 d'association entre l'extrapolation et les points réels sont raisonnables.

REFERENCES DU CHAPITRE II

- [II.1] R.T. Giles, Thèse, Oxford, 1981.
- [II.2] H.W. Atherton et al., CERN 80-07 - SPS Division, 1980.
- [II.3] C. Visser, NUBEAM, CERN Hydra Library, 1979.
- [II.4] BEBC USER'S HANDBOOK - CERN.
- [II.5] E. de Wolf, Thèse, "Charged current neutrino and antineutrino interactions in hydrogen and deuterium", NIKHEF-H, 1982.
- [II.6] D. Allasia et al., "Measurement of the ν_{μ} and $\bar{\nu}_{\mu}$ - nucleon charged current total cross sections and the ratio of ν_{μ} neutron to ν_{μ} proton charged current total cross section", NIKHEF-H/83-3, Nucl. Phys. B, sous presse.
- [II.7] C. Brands et al., Nucl. Instr. and Met. 136 (1976) 485 ;
R. Beuselinck et al., Nucl. Instr. and Met. 154 (1978) 445.

Chapitre III

ANALYSE DES PHOTOS

1 - INTRODUCTION

Une fois la prise de données effectuée, il faut dépouiller les clichés afin d'y rechercher les interactions de neutrinos ou d'antineutrinos appelées événements, puis mesurer l'ensemble des traces de ces événements.

La chaîne de traitement par programme comprend la reconstruction géométrique des traces, l'identification du μ et l'ajustement cinématique.

Chaque événement est ensuite analysé individuellement sur une table de projection et les résultats sont stockés sur une bande magnétique appelée DST (data summary tape) qui est directement disponible pour l'analyse physique.

C'est l'ensemble de ce processus que nous allons décrire dans ce chapitre.

2 - DEPOUILLEMENT ET MESURE

Pour notre travail nous avons utilisé les données recueillies pendant trois périodes de prise de données (runs) en 1979-80-81. Le nombre total de photos pour chaque période et le nombre de celles attribuées à Saclay sont donnés dans la table 1.

2.a - Critères de dépouillement

Les consignes de dépouillement sont très générales afin de perdre le moins possible de bons événements ν , $\bar{\nu}$.

Les photos sont observées sur trois ou quatre vues et on signale les événements caractérisés par une gerbe de traces sortant d'un point défini dans le liquide dans la direction du faisceau. On distingue :

- Les événements primaires (candidats ν ($\bar{\nu}$))
 - 1 trace d'impulsion supérieure à 4 GeV/c avec un V^0 ou un γ associé
 - 2 ou 3 traces dont une au moins a une impulsion supérieure à 4 GeV/c
 - 4 traces ou plus sans limitation d'impulsion.
- Les événements secondaires qui semblent provenir du vertex primaire (la ligne de vol entre le vertex primaire et le vertex secondaire a la caractéristique d'une trace neutre provenant du vertex primaire)
 - V^0 : 2 traces sortant du même point (sans aucune limitation en impulsion) et qui n'est pas identifié comme γ ou étoile de neutres.
 - γ : 2 traces sortant du même point dont une au moins spiralise (électron)
 - Etoile de neutres : une ou plusieurs traces provenant du même point.

Les événements à une branche sans V^0 ont fait l'objet d'un dépouillement spécial [III.1].

Tous les films ont été dépouillés deux fois, indépendamment, avec une efficacité de dépouillement globale de 99 %, pour les événements à 2 branches de ~ 89 % et pour les 1 branche + V^0 (γ) de ~ 85 %.

Table 1

PERIODE FAISCEAU	Nombre de clichés		Nombre d'événements mesurés dans le volume fiduciel	
	N^{tot} photos	N^{Saclay} photos	N^{tot} ev	N^{Saclay} ev
1979 $\bar{\nu}$ ν	127 000	32 500	13 004	3272
	57 000	17 000	19 777	5220
1980 $\bar{\nu}$	97 500	15 400	7 672	1377
1981 $\bar{\nu}$ ν	48 200	6 200	3 851	451
	17 700	1 500	3 809	319
TOTAL	347 400	72 600	50 266	12 290

Un certain nombre d'événements observés au dépouillement ne figurent plus dans la liste finale. Nous pouvons distinguer 2 causes de rejet. La première est liée aux conditions expérimentales pendant la prise des données ; nous rejetons les événements qui n'ont pas d'information EMI et les événements en dehors du volume fiduciel (défini en l.d). La deuxième cause de rejet est liée aux difficultés rencontrées lors de la mesure (certains événements ne peuvent être reconstruits en géométrie pour des raisons diverses) ou lors de l'analyse (quelques événements ont des variables non physiques, comme par exemple la charge totale différente de 0 ou 1).

2.b - Bruit de fond

Les principales sources des événements parasites dans la chambre sont dues aux interactions des ν ($\bar{\nu}$) dans la paroi (appelées Wallons) et aux interactions de hadrons chargés entrants. Ces événements sont signalés, au cours du dépouillement, s'ils se trouvent sur le même cliché qu'un candidat ν ($\bar{\nu}$). Cette information est utilisée pour l'analyse des courants neutres (NC).

Le bruit de fond proprement dit est dû aux interactions dans le liquide de particules neutres (neutrons ou étranges) provenant des interactions ν ($\bar{\nu}$) en dehors du volume visible (dans le blindage ou dans les parois externes de BEBC).

Une partie de ces événements est rejetée au niveau du dépouillement lorsque l'on demande qu'il y ait au moins une trace d'impulsion supérieure à 4 GeV/c. Le reste est estimé statistiquement par Monte Carlo.

Comme nous nous intéressons ici essentiellement aux événements "courant chargé" (un μ identifié dans l'état final) nous ne développons pas plus l'étude de ces bruits de fond qui sont importants uniquement pour l'étude des "courants neutres".

2.c - Mesure des événements

Les traces des événements primaires et secondaires sont mesurées, sur des tables semi automatiques, pour permettre la reconstruction géométrique et cinématique. Les traces sont mesurées jusqu'à leur extrémité : point de sortie de la chambre d'arrêt, d'interaction ou de cassure. Dans le deutérium

la cassure peut représenter une désintégration ou une interaction et la trace qui suit la cassure est également mesurée pour permettre l'éventuel ajustement cinématique d'une désintégration. Lorsque la trace interagit, les traces sortantes de l'interaction secondaires sont mesurées si la longueur de trace avant l'interaction est insuffisante pour assurer une bonne mesure de l'impulsion.

2.d - Le volume fiduciel

Tout le volume de la chambre est sensible mais pour garantir une bonne visibilité des événements et une longueur de trace suffisante pour une bonne détermination de l'impulsion nous avons choisi un volume fiduciel dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$110 \leq Z \leq 100 \text{ cm} \quad \sqrt{(X^2 + Y^2)} \leq 180 \text{ cm} \quad [(X + 50 \text{ cm})^2 + Y^2]^{1/2} \leq 180 \text{ cm}$$

(le centre du trièdre de référence correspond au centre de BEBC).

Cela réduit la cible utile à $18,9 \text{ m}^3$, soit 2,65 tonnes de liquide. Le nombre total des événements obtenus est indiqué dans la table 1.

3 - RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

La chaîne de reconstruction des événements mesurés utilise le système Hydra développé au CERN.

3.a - Géométrie

Le programme de reconstruction géométrique détermine les trajectoires dans l'espace et calcule les impulsions, angles et erreurs dans le repère de la chambre. Cette reconstruction utilise une carte détaillée du champ magnétique de BEBC ainsi qu'un ensemble de titres optiques (positions des caméras et des marques fiducielles) qui est ajusté pour chaque période. La qualité de la mesure peut être appréciée à l'aide de la distribution des résidus*. Cette distribution est représentée sur la figure III.1. Nous présentons également sur la figure III.2 la variation, avec l'impulsion, des erreurs $\Delta P/P$. Le nombre des traces dont le $\Delta P/P$ est supérieur à 50 % est de l'ordre

* Résidu : Ecart moyen entre les points mesurés et la projection sur chaque vue des trajectoires reconstruites dans l'espace.

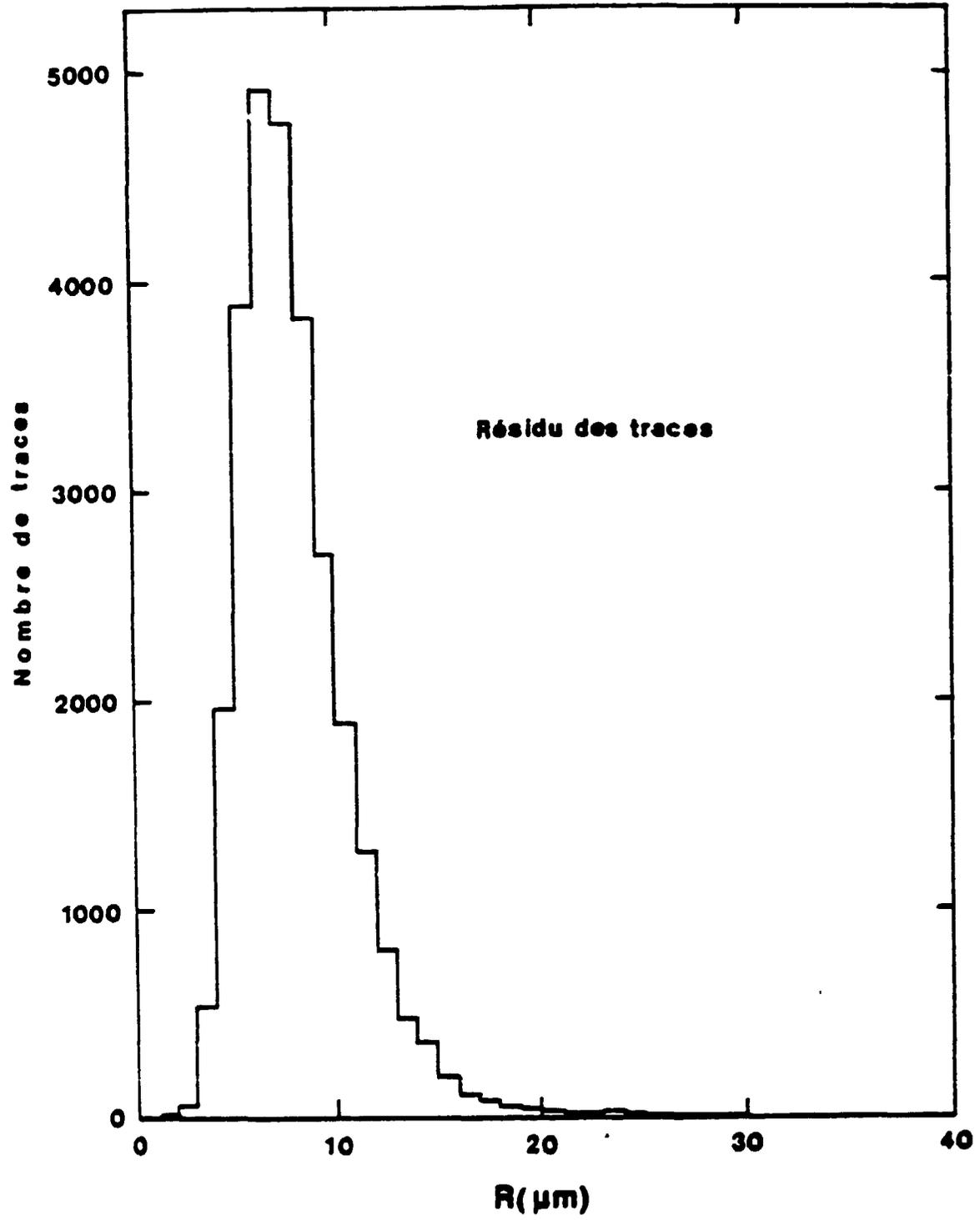


Figure III.1

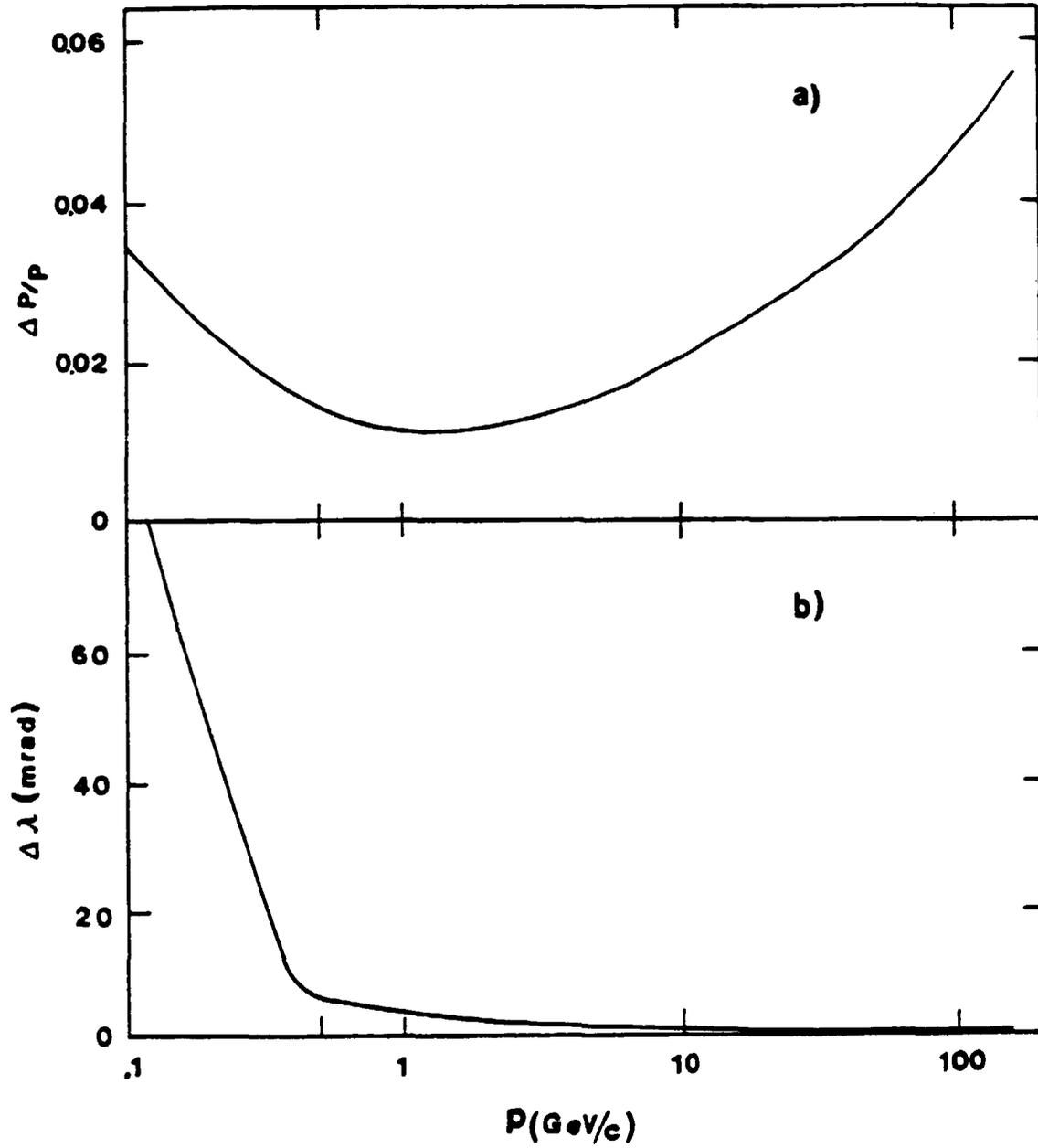


Figure III.2

de 1 %. Il s'agit soit de traces très énergétiques situées à la limite du volume fiduciel, soit de traces interagissant trop près du vertex. Une autre caractéristique de la qualité de la reconstruction géométrique est fournie par la résolution en masse obtenue pour les particules neutres étranges. Elle est de 4 MeV pour les Λ^0 et de 10 MeV pour les K^0 . L'ensemble de ces résultats est tout à fait satisfaisant.

3.b - Identification des μ par l'EMI

Les données enregistrées par l'EMI sont utilisées pour identifier les muons parmi les traces sortant de la chambre. Ces traces sont extrapolées par le programme THIRA [III.2] jusqu'aux deux plans de l'EMI. Ce programme compare les coordonnées des points extrapolés avec les coordonnées des points reconstruits à partir des fils touchés dans les chambres.

Un χ^2 d'association est calculé par une méthode de moindres carrés qui tient compte des erreurs sur le point extrapolé (obtenues par propagation des erreurs le long de la trace), des erreurs sur le point d'impact dans la chambre à fils et de la diffusion multiple dans le fer. Un χ^2 de corrélation est aussi calculé quand deux chambres, dans deux plans différents, ont été touchées par la même particule. Le χ^2 de corrélation est obtenu en comparant les coordonnées du point d'impact dans le deuxième plan de l'EMI avec la trace extrapolée lorsqu'on lui impose de passer par le point touché au niveau du premier plan.

La distribution du χ^2 d'association est représentée sur la figure III.3. Il y a une coupure dans le programme à 20 pour le χ^2 d'association et également pour le χ^2 de corrélation. L'efficacité électronique a été déterminée par une étude [III.2] des μ qui traversent la chambre. Elle a été trouvée égale à (97 ± 1) % pour les μ de plus de 10 GeV/c.

L'efficacité géométrique ou acceptance de l'EMI a été déterminée par Monte Carlo [III.4]. Cette efficacité correspond à la probabilité qu'une trace, d'impulsion P et d'angle θ avec l'axe du faisceau, atteigne les deux plans de l'EMI. Les pertes se vérifient surtout à petites impulsions et grand θ en décroissant de 40 % pour $P_\mu = 4$ GeV/c à 1 % pour $P_\mu = 10$ GeV/c. Une coupure à $P_\mu > 4$ GeV/c a été imposée pour réduire les pertes et pour limiter les accidentelles.

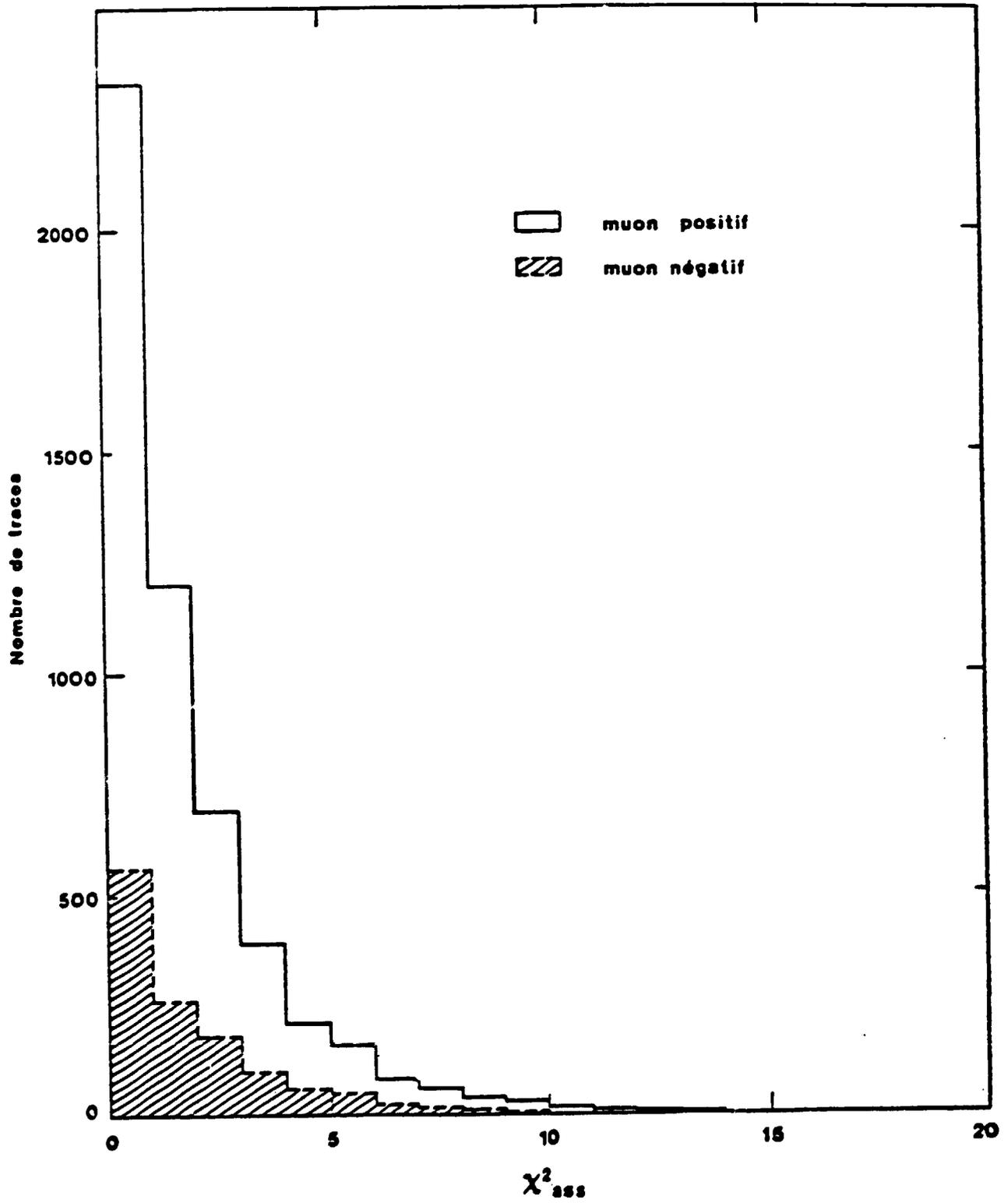


Figure III.3

Les associations accidentelles dues aux régions cosmiques ou aux muons qui traversent la chambre ont été ultérieurement réduites ($\bar{\alpha} < 1 \%$) en imposant une coïncidence électronique entre les deux plans au moment de l'enregistrement des données EMI.

L'identification des μ par l'EMI permet aussi d'améliorer la détermination de leur impulsion lorsque le $\Delta P/P$ est élevé. L'utilisation des points reconstruits dans les chambres permet d'améliorer l'impulsion du μ et son erreur dans 10 % des cas environ.

3.c - Ajustement cinématique

Il a plusieurs buts :

- 1/ identification des V^0 (K^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, γ) par un ajustement à 3 contraintes (3C) et leur association à l'événement primaire ;
- 2/ tentative d'ajustement à 3C au vertex primaire pour les événements à faible topologie (≤ 5 traces). Cet ajustement permet une détermination plus précise de l'énergie incidente du ν et permet également l'étude des canaux exclusifs ($\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+$, $\nu n \rightarrow \mu^- p$, $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ p \pi^-$, ...).

3.d - Mise sur DST

Les événements passés à travers la chaîne GEOM-THIRA-KINEM sont analysés au projecteur pour :

- 1/ détecter d'éventuelles erreurs de mesure (mauvais résidus, grand $\Delta P/P$, ...) ou le mauvais fonctionnement des programmes ;
- 2/ identifier la nature des traces de faible impulsion par leur ionisation ou par leur désintégration ;
- 3/ vérifier l'association des γ , V^0 ;
- 4/ rechercher les événements rares, à l'aide des ajustements cinématiques au vertex primaire.

Des remesures partielles ou totales sont faites pour environ 20 % des événements. Les événements ne satisfaisant pas certains critères sont rejetés.

Le lot d'événements propres est alors stocké sur une bande magnétique (DST).

Le nombre d'événements obtenus est donné dans la table 3.1.

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [III.1] A.G. Tenner et M.E.J. Wigmans, "Measurement of 1 prong in the anti-neutrino deuterium experiment", NIKHEF-H/82-3.
- [III.2] H. Klein et L. Pape, USBEMI et THIRA, Hyira Application Library CERN.
- [III.3] J. Derkaoui, Thèse 3ème cycle, Univ. Paris VI, Mai 1981.
- [III.4] E. de Wolf, Thèse, "Charged current neutrino and antineutrino interactions in hydrogen and deuterium", NIKHEF-H, 1982.

Chapitre IV

TRAITEMENT ET CORRECTIONS DES DONNÉES

1 - INTRODUCTION

Il ne suffit pas d'utiliser la DST telle quelle pour obtenir les informations physiques que nous recherchons. Il faut sélectionner les événements du type courant chargé (CC), séparer les interactions sur neutron des interactions sur proton, corriger pour diverses inefficacités, déterminer l'énergie et évaluer les effets dus à l'incertitude sur cette détermination, corriger pour les effets dus à la non identification des hadrons chargés au dessus de 1 GeV/c. C'est l'ensemble de ces corrections que nous décrivons dans ce chapitre.

2 - SELECTION DES EVENEMENTS CC

2.a - Les candidats CC

Sur la figure IV.1, nous présentons le graphe d'un événement CC.

La sélection des événements CC (qui ont un μ dans l'état final) est faite à l'aide de l'EMI. Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent chaque trace sortant de la chambre est extrapolée jusqu'aux deux plans de l'EMI. Une trace est considérée comme μ s'il y a des signaux dans les deux plans de l'EMI dans le même intervalle de temps ("time slot") avec des χ^2 d'association et de corrélation raisonnables. Pour les événements dimuons (deux traces qui donnent des signaux dans les deux plans de l'EMI dans le même intervalle de temps) on considère comme μ celui qui a la plus grande valeur du produit de l'impulsion totale et de l'impulsion transverse par rapport à la direction du ν ($\vec{\nu}$). L'autre μ provient de la désintégration d'un π ou K ou d'une particule charmée.

2.b - La séparation des interactions sur proton et sur neutron

L'interaction d'un ν sur un noyau de deutérium n'a pas lieu sur le noyau lui-même, c'est-à-dire de manière cohérente, mais sur un des deux nucléons qui le composent, l'autre jouant le rôle de spectateur. Le nucléon spectateur a une distribution en impulsion dont le maximum est à 50 MeV/c et qui décroît assez rapidement [IV.1], 5 % des nucléons spectateurs environ ayant une impulsion supérieure à 300 MeV/c.

Nous voulons séparer les événements CC en deux catégories selon la nature du nucléon cible, proton ou neutron :

$$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^{(\pm)} X \quad (4.1)$$

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^{(\pm)} X \quad (4.2)$$

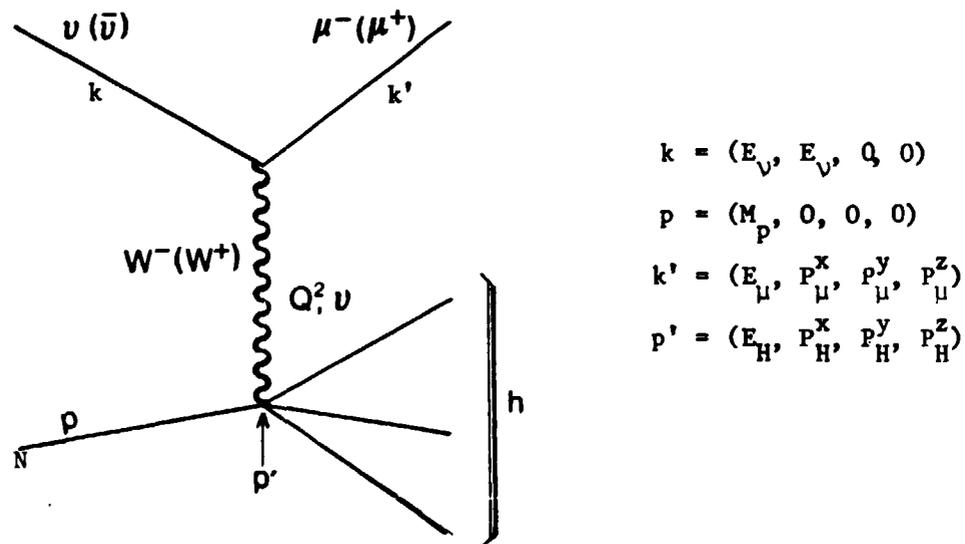


Figure IV.1 - Graphe cinématique d'un événement CC.
(Les variables cinématiques utilisées sont définies dans la table IV.1).

Idéalement, à cause de la conservation de la charge, les interactions sur neutron ont une topologie (nombre de particules chargées dans l'état final) paire et celles sur proton une topologie impaire.

La situation expérimentale est un peu plus compliquée en raison de la présence éventuelle du proton spectateur (dans le cas des interactions sur neutron) ou des réinteractions dans l'état final (un des hadrons produits dans l'interaction avec le premier nucléon interagit avec le second nucléon).

Si les événements pairs constituent un lot propre d'interactions sur neutron, les événements impairs peuvent avoir trois origines :

- interactions sur proton
- interactions sur neutron avec un proton spectateur visible
- interactions sur un des deux nucléons suivies par une réinteraction sur l'autre nucléon.

1) En première approximation nous séparons les événements comme suit :

- Interactions sur neutron :
 - . événements pairs
 - . événements impairs avec un proton d'impulsion inférieure à 300 MeV/c.
- Interactions sur proton : événements impairs qui restent.

Cette séparation est approximative car d'une part la coupure à 300 MeV/c est empirique^{*)}, d'autre part on néglige les réinteractions à l'intérieur du noyau.

2) Une meilleure séparation des interactions sur neutron et sur proton s'obtient de la façon suivante.

Soient N et P le nombre vrai d'interactions sur neutron et sur proton respectivement et f la fraction de réinteractions. Nous avons :

$$\begin{aligned} N &= (N_{\text{pair}} + N_{\text{ps}})/(1-f) \\ P &= (N_{\text{impair}} - N_{\text{ps}}) - N*f \\ &= (N_{\text{impair}} - N_{\text{ps}}) - (N_{\text{pair}} + N_{\text{ps}})*f(1-f) \end{aligned}$$

*) Il y a néanmoins environ autant de protons spectateurs au-delà de 300 MeV/c dans les interactions sur neutron que de protons en-dessous de 300 MeV/c dans les interactions sur proton et ce choix de 300 MeV/c est quantitativement raisonnable.

ou $N_{\text{pair (impair)}} = \text{nombre d'événements à topologie paire (impaire)}$
 $N_{\text{ps}} = B_{\text{ps}} + F_{\text{ps}}$
 $= \text{nombre total d'événements avec un proton spectateur}$

ou $F_{\text{ps}} (B_{\text{ps}}) = \text{nombre d'événements avec un proton spectateur vers l'avant (arrière)}$

Le nombre de protons vers l'arrière B_{ps} est connu avec une bonne précision. Le nombre de protons vers l'avant F_{ps} est calculé à partir de B_{ps} (vers l'avant, l'identification des protons spectateurs lents est parfois difficile au milieu de la gerbe hadronique ; de plus on ne peut pas différencier un proton spectateur d'un proton non spectateur). L'isotropie de la distribution du nucléon spectateur dans le noyau conduirait à $F_{\text{ps}} = B_{\text{ps}}$. Mais le mouvement de Fermi introduit une correction (facteur de flux) due à la variation du flux effectif de neutrino par rapport à la direction et à l'impulsion du nucléon cible.

La fraction de réinteractions a été évaluée à $f = 0,12 \pm 0,03$ [IV.1, IV.2]. Une description plus détaillée de cette méthode de séparation des événements sur neutron et sur proton se trouve dans les références [IV.1, IV.2]. Nous avons utilisé cette méthode dans notre analyse chaque fois que cela a été possible. Néanmoins, la première méthode peut être considérée comme une bonne approximation dans la plupart des sujets traités.

3) Une autre méthode pour améliorer la séparation (1) des événements sur neutron et sur proton a été développée récemment [IV.3]. Elle consiste à éliminer les événements avec réinteraction. Ceux-ci donnent toujours une topologie impaire, que l'interaction ait lieu sur proton ou sur neutron, et contaminent donc le lot d'événements sur proton.

Pour évaluer le nombre d'événements avec réinteractions, nous utilisons la variable suivante [I4.4] :

$$\xi = \sum_i (E_i - P_{\ell_i}) - M_n = E_{\text{final}} - E_{\text{initial}} + M_n - M_{\text{spectateur}} \quad (4.4)$$

où E_i et P_{ℓ_i} sont respectivement l'énergie et l'impulsion longitudinale des particules et M_n la masse du nucléon cible. ξ est égale à 0 si toutes les particules sont mesurées.

ξ est en général négative, pour les événements réels sur neutron et sur proton, à cause de la perte des particules neutres. Pour les événements avec réinteraction la masse de la cible est égale à la masse du deutérium M_d : ξ peut donc devenir positive et s'étendre jusqu'à la valeur maximale de $M_d - M_n$.

Les distributions de ξ pour les interactions à topologie paires et impaires sont présentées sur la figure IV.2. Pour les topologies paires la valeur de ξ est limitée à 0,1 GeV, par contre pour les topologies impaires nous avons une longue queue pour des valeurs de ξ positives dues aux événements de réinteraction.

Après une étude détaillée [IV.3], nous considérons comme événements avec réinteraction les événements impairs pour lesquels :

- $\xi > 0,1$ GeV
- ou $-0,1 < \xi < 0,1$ et le carré de l'impulsion transverse manquante plus grand que $0,075$ (GeV/c)².

Ce lot d'événements (en hachuré sur la figure IV.2) représente 9,3 % des événements ν et 7,9 % des événements $\bar{\nu}$. Cette fraction couvre une grande partie de la fraction de réinteraction, estimée précédemment à $f = 0,12 \pm 0,03$.

Dans les analyses où il est important de bien séparer les événements sur proton et sur neutron, où les événements avec réinteraction apportent un biais important, nous avons rejeté les événements avec réinteraction en appliquant la méthode ci-dessus. La perte de bons événements sur proton rejetés par cette méthode a été estimée être de l'ordre de 0,4 %.

Dans la table IV.1 nous avons résumé le nombre d'événements sélectionnés dans les différentes catégories.

Table IV.1

	N_{CC}	N_{p}^{CC}	N_{n}^{CC}	Méthode utilisée
ν	12528	5146	7383	2
$\bar{\nu}$	8611	5648	2963	2

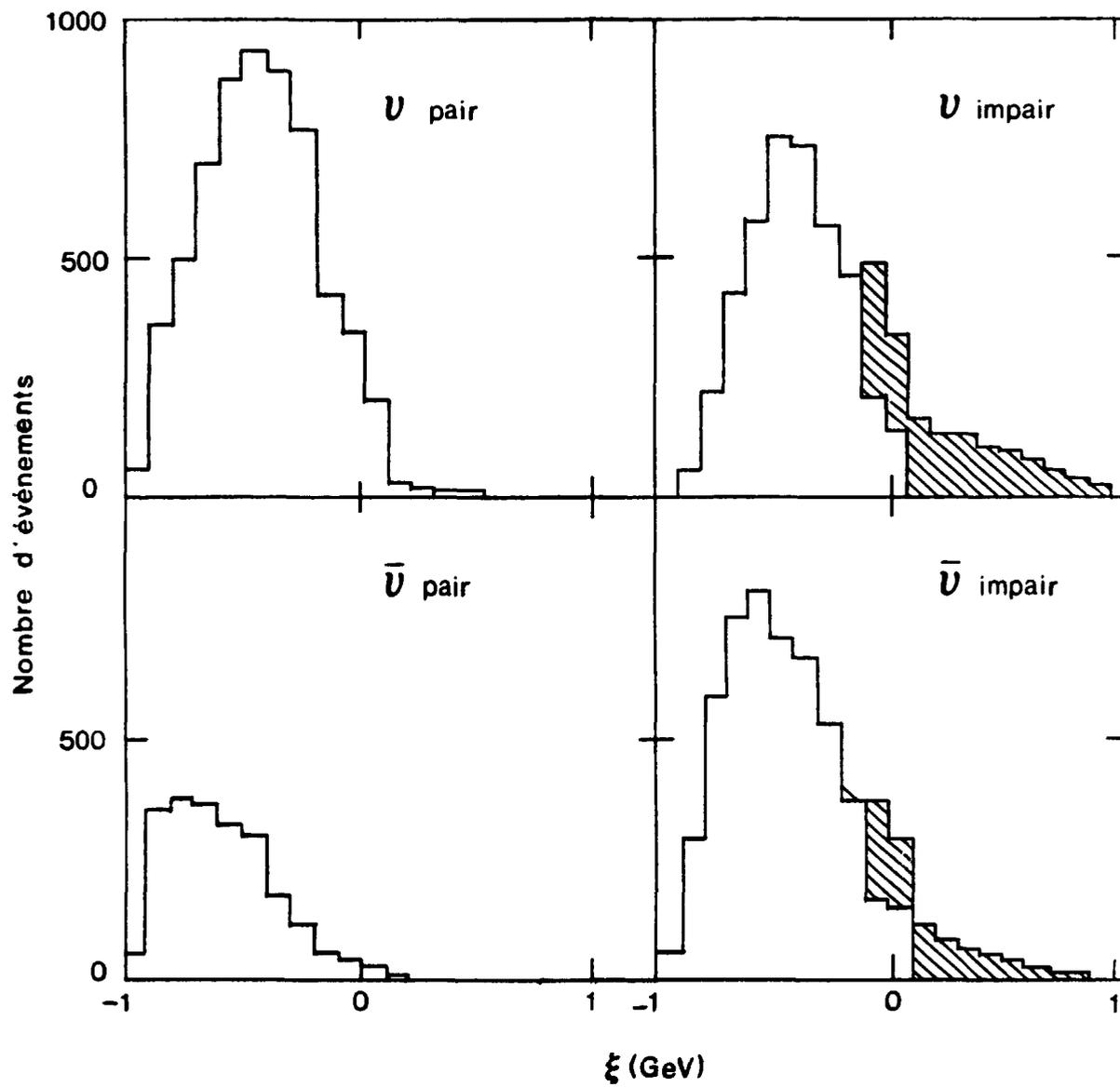


Figure IV.2

2.c - Correction des inefficacités et poids des événements

Les événements CC sélectionnés ne correspondent qu'à une fraction du nombre total de CC. Pour compenser la perte des événements on attribue à chaque événement sélectionné un poids. Ce poids tient compte :

- . de l'inefficacité de dépouillement,
- . du taux de perte dans la chaîne des programmes,
- . des événements rejetés pour diverses raisons. La principale raison (environ 1 % des événements) concerne les événements qui ont une charge totale non conservée (en général -1 ou $+2$) due à la perte des traces très courtes (p à l'arrêt ou π^- absorbés), à des interactions près du vertex primaire, à des paires de Dalitz asymétriques ou un des deux électrons n'est pas visible.

Ce poids dépend de la topologie de l'événement et du laboratoire.

Il y a un second poids qui tient compte de l'inefficacité de l'EMI. L'inefficacité électronique est globalement de 3 %. L'inefficacité géométrique dépend de l'angle et de l'impulsion du μ . Elle est calculée par Monte Carlo. Elle varie de 70 % à 0 % lorsque l'angle du μ varie de 500 mrad à 20 mrad pour des μ d'impulsion $P_\mu > 4$ GeV/c [IV.5].

Le poids moyen de chaque événement est 1,11 , 1,09 (ν , $\bar{\nu}$).

3 - DETERMINATION DE L'ENERGIE DU ν ($\bar{\nu}$)

Comme nous l'avons déjà souligné dans le chapitre précédent, l'énergie du ν ($\bar{\nu}$) qui interagit dans la chambre est mal déterminée pour les raisons suivantes :

- . le faisceau étant à large bande, l'énergie du ν ($\bar{\nu}$) ne peut pas être déterminée par la cinématique de la désintégration des parents ;
- . les neutres (qui emportent environ 1/3 de l'énergie hadronique) ne sont pratiquement pas détectés.

Pour déterminer l'énergie totale du ν ($\bar{\nu}$) nous devons donc estimer l'énergie non visible. Cette estimation peut être faite par différentes méthodes qui peuvent être statistiques ou s'appliquer à chaque événement individuellement (une comparaison de ces méthodes est présentée dans la réf. [IV.1]).

Nous avons choisi la méthode proposée par Heilmann [IV.6] :

$$E_\nu = P_\mu^x + P_H^x \left\{ 1 + \frac{\left| \sum_{i=1}^N \vec{P}_{t_i} \right|}{\sum_{i=1}^{N_H} \left| \vec{P}_{t_i} \right|} \right\} \quad (4.5)$$

où P_μ^x, P_H^x = impulsion longitudinale du μ et de la gerbe hadronique ;
 N = nombre des particules chargées y compris le μ ;
 N_H = nombre de hadrons.

Cette méthode est basée sur l'hypothèse que le rapport entre la somme des impulsions longitudinales et transverses est la même pour les hadrons chargés et pour les neutres :

$$\frac{\sum_{i=1}^{N_{h_n}} \left| \vec{P}_L^i \right|}{\sum_{i=1}^{N_{h_n}} \left| \vec{P}_t^i \right|} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{h_c}} \left| \vec{P}_L^i \right|}{\sum_{i=1}^{N_{h_c}} \left| \vec{P}_t^i \right|} \quad (4.6)$$

et sur l'approximation $\sum_{i=1}^{N_{h_n}} \left| \vec{P}_t^i \right| = \left| \sum_{i=1}^{N_{h_n}} \vec{P}_{t_i} \right|$ (rigoureuse pour 1 neutre manquant) le deuxième terme étant égal à $\left| \sum_{i=1}^{N_{h_c} + \mu} \vec{P}_t^i \right|$.

Cette méthode n'est pas parfaite mais elle est la moins mauvaise des méthodes actuellement connues. L'expression (4.5) sous-estime en général l'énergie réelle comme nous le verrons dans le paragraphe 4. De plus elle ne convient pas pour des événements de type quasi-élastique (faible multiplicité, faible énergie hadronique, faible Q^2) pour lesquels elle peut introduire des biais importants et même donner des valeurs non physiques des variables cinématiques. Pour les événements ($Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$, $E_\nu - E_\mu \leq 2,2 \text{ GeV}$, topologie chargée ≤ 4) on utilise une méthode basée sur l'hypothèse suivante : s'il n'y a pas d'énergie manquante et/ou s'il y a un ajustement cinématique, on considère que l'énergie du ν est égale à l'énergie visible ; s'il y a de l'énergie manquante on l'attribue à une particule neutre manquante (n ou π^0) et on fait un ajustement à OC.

Les distributions des variables cinématiques après correction de l'énergie sont présentées sur les figures IV.3 (E_v et Q^2) et IV.4 (W et W^2) pour les événements v et \bar{v} .

Dans le paragraphe 4 nous verrons comment on peut déterminer la fiabilité de la méthode et corriger pour les erreurs systématiques qu'elle introduit.

4 - ERREURS SYSTEMATIQUES

4.a - Le "smearing" en énergie

La méthode utilisée pour corriger l'énergie permet de nous rapprocher de l'énergie réelle du v (\bar{v}) mais elle introduit une erreur systématique qui se répercute sur toutes les variables cinématiques. Nous devons donc corriger nos distributions avec un facteur de "smearing". Ce facteur a été déterminé à l'aide d'un Monte Carlo (MC) qui décrit complètement la cinématique des interactions de v (\bar{v}) à partir du spectre en énergie du faisceau utilisé. Ce MC est basé sur le modèle de Lund que nous avons décrit dans le chapitre 1. Nous avons choisi ce modèle parce qu'il donne une description complète, dans l'état actuel, de la gerbe hadronique : il tient compte en particulier de la production des couples baryons-antibaryons vers l'avant (observée expérimentalement dans [IV.5]).

Pour déterminer le facteur de smearing nous avons procédé comme suit :

1. Soient E_v , Q_v^2 , W_v , x_v , y_v , etc... les variables cinématiques "vraies" déterminées directement à partir des événements MC.
2. Soient E_d , Q_d^2 , W_d , x_d , y_d , etc... les variables cinématiques "déformées" obtenues à partir des événements MC déformés de la manière suivante pour tenir compte des conditions expérimentales :
 - des événements MC nous avons enlevé de manière aléatoire : 80 % de γ , 70 % de K^0 et 50 % de Λ^0 pour reproduire le % des neutres observés dans la chambre ;

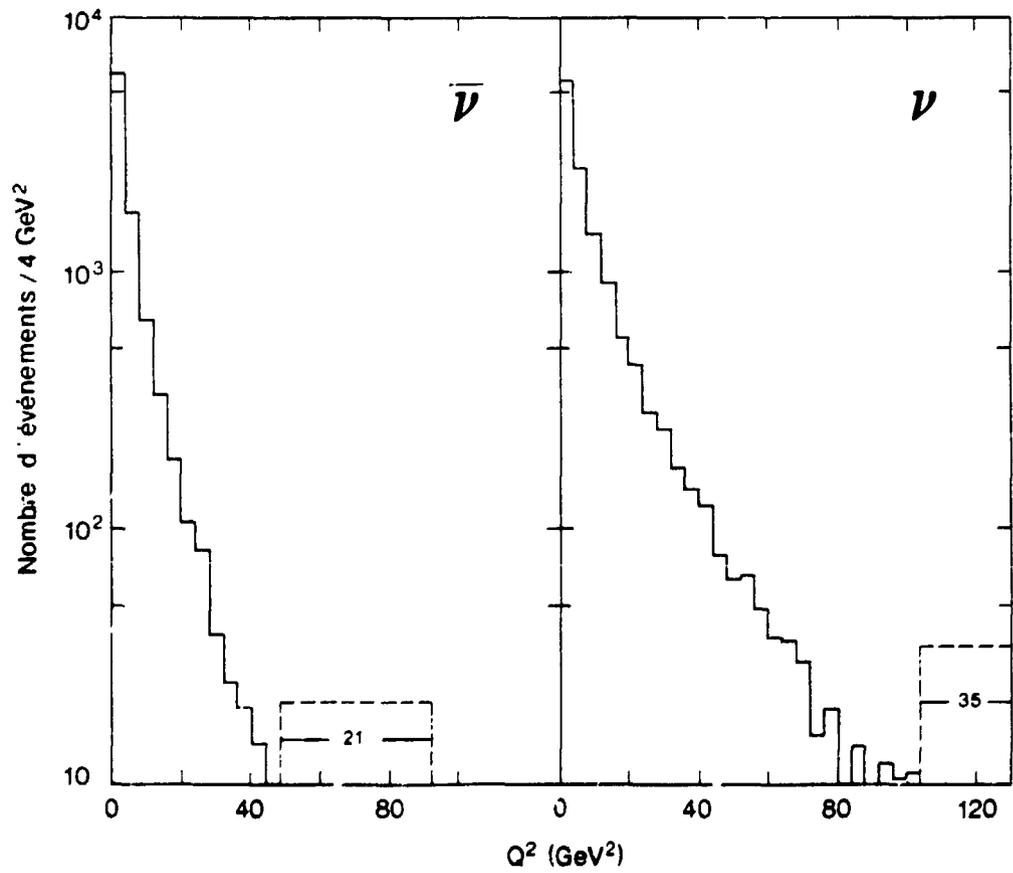
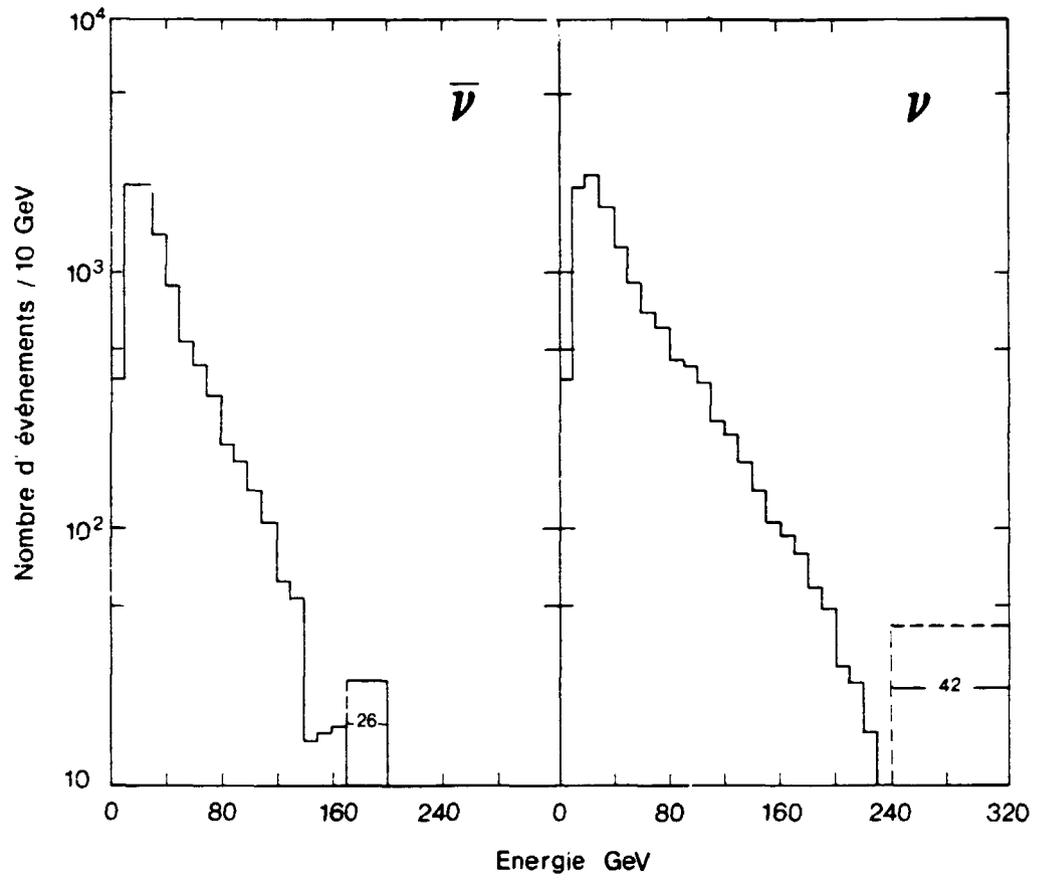


Figure IV.3

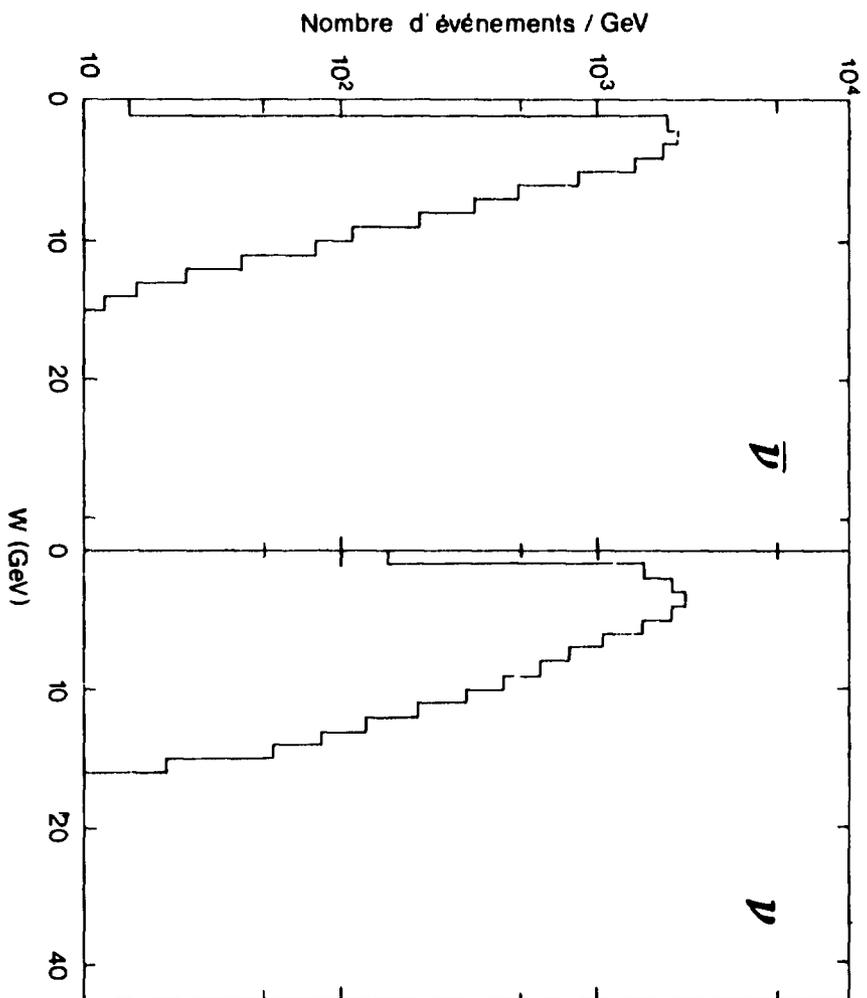
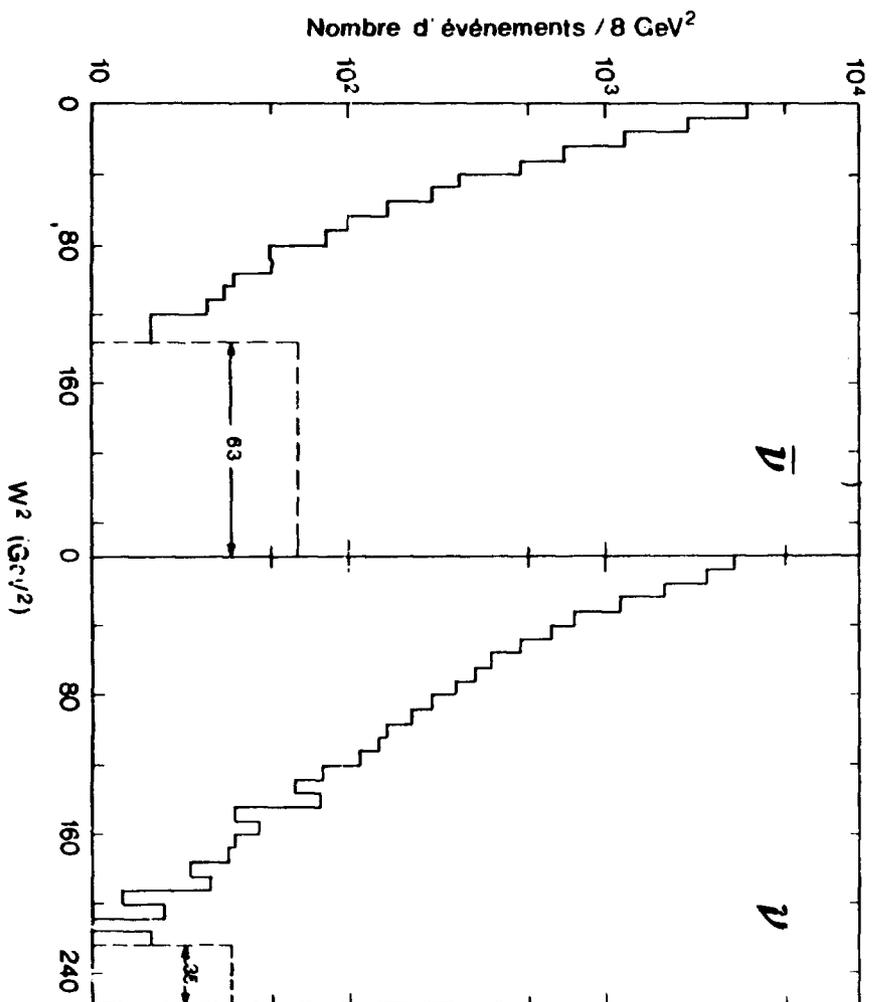


FIGURE IV.4

- nous avons assigné la masse du π à toutes les particules chargées (sauf le μ et les protons d'impulsion inférieure à 750 MeV/c) pour tenir compte de l'ambiguïté π , K, p non résolue expérimentalement (voir paragraphe suivant) ;
- nous avons ensuite appliqué la méthode de Heilman ([IV.6]) pour calculer l'énergie déformée puis les autres variables cinématiques*.

Sur la figure IV.5 et la figure IV.6 nous comparons les distributions expérimentales avec celles du MC déformé. L'accord est généralement satisfaisant.

Le principal inconvénient des modèles chargés de reproduire la gerbe hadronique est que leur validité est limitée à la région profondément inélastique. Dans le cas du modèle de Lund les auteurs recommandent une coupure $Q^2 \geq 1$. GeV et $W \geq 5$. GeV. Or nos données présentent un nombre important d'événements dans la région à faible Q^2 (événements quasi-élastiques). Cependant la plupart de notre analyse concerne la région profondément inélastique pour laquelle nous avons appliqué les coupures $Q^2 \geq 1$. GeV et $W \geq 3$. GeV. Nous avons en général observé un bon accord avec le modèle mais comme nous le verrons par la suite, certaines comparaisons restent délicates à cause de la coupure trop faible en W. D'autre part chaque fois que nous n'appliquerons pas ces coupures les distributions expérimentales ne pourront pas être corrigées par le smearing. Dans les figures IV.5 et IV.6, les distributions expérimentales et celles de MC sont présentées pour $Q^2 \geq 1$. GeV et $W \geq 3$. GeV.

Les facteurs de smearing qui nous permettent de corriger les valeurs expérimentales sont donnés par le rapport v/d , c'est-à-dire :

$$S_E = E_v/E_d ; S_Q = Q_v^2/Q_d^2 ; S_W = W_v/W_d , \dots \quad (4.8)$$

Les figures IV.7 et IV.8 montrent les facteurs de correction (4.8) en fonction des variables cinématiques correspondantes. Nous constatons que le smearing en énergie et en Q^2 (S_E et S_Q sur la figure IV.7) est en général faible, symétrique autour de l'unité et ne dépassant jamais le 20 %. Le smearing en W (S_W sur la figure IV.8a et b) augmente avec W mais reste limité

* Nous n'avons pas introduit dans notre étude le mouvement de Fermi car ses effets sont négligeables par rapport au smearing introduit par la correction en énergie.

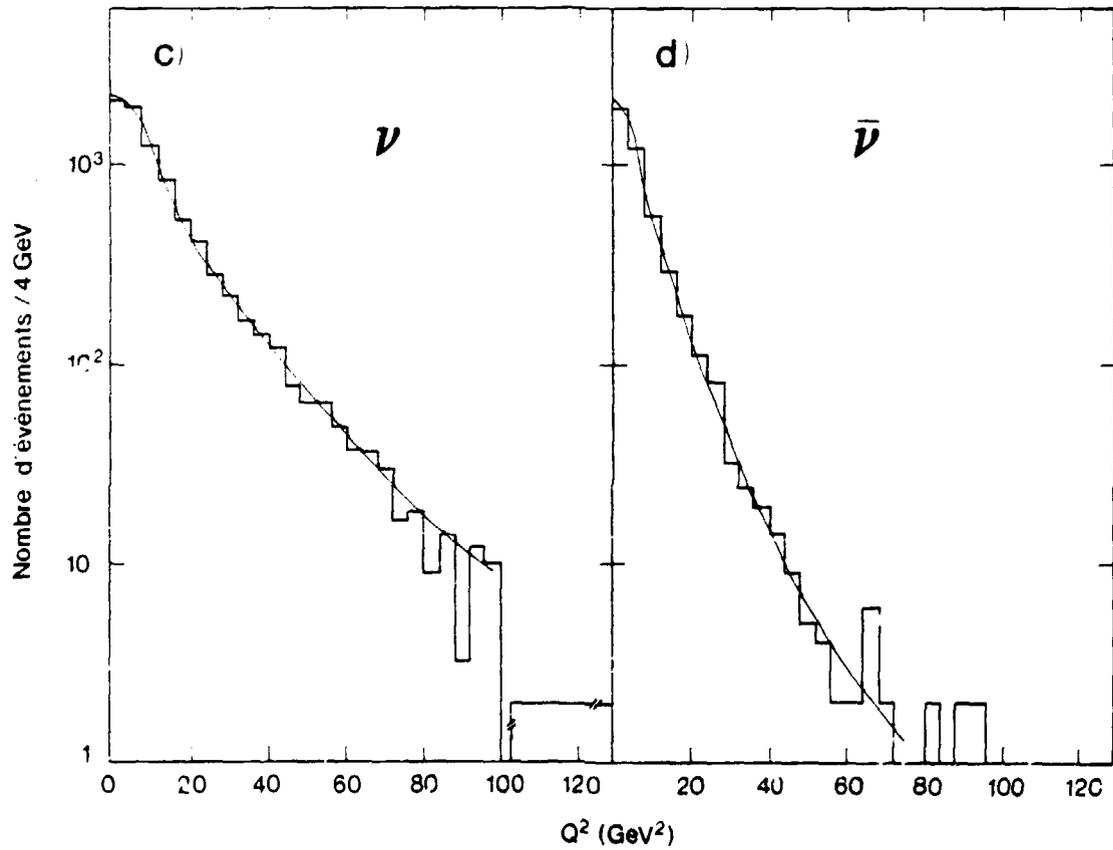
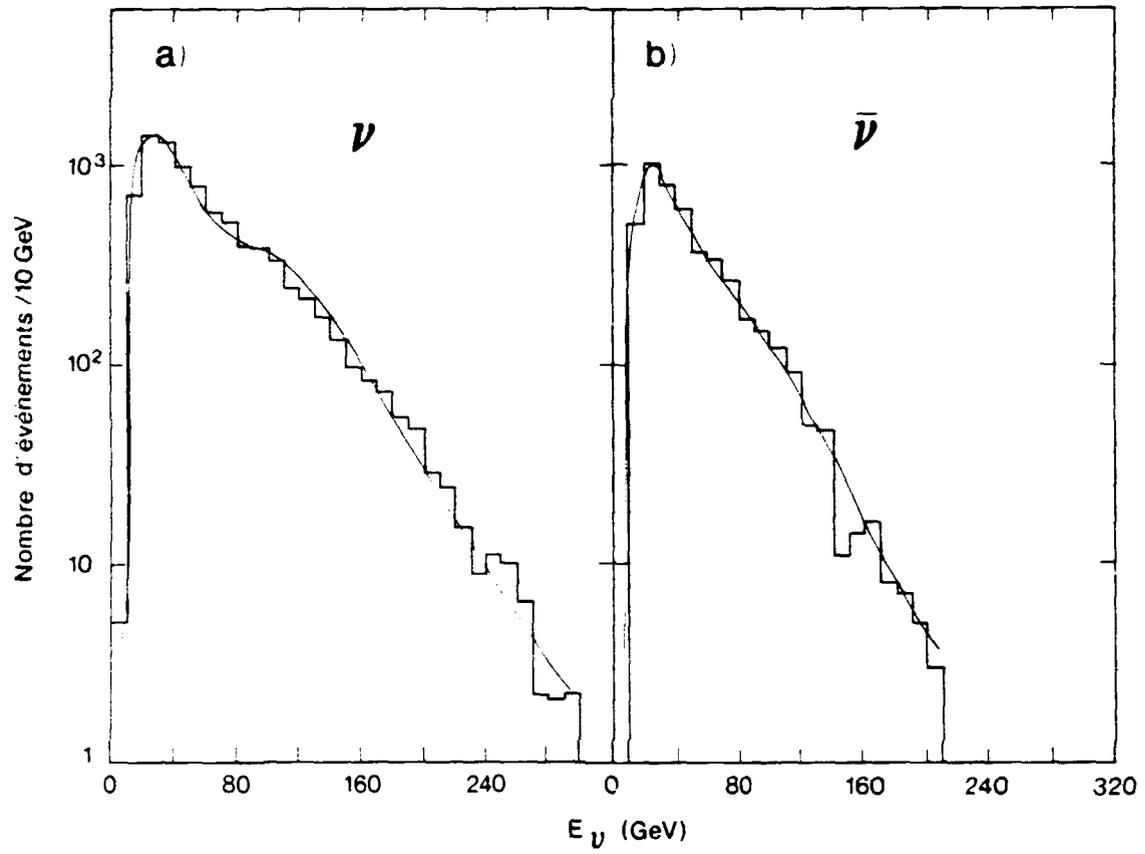


Figure IV.5

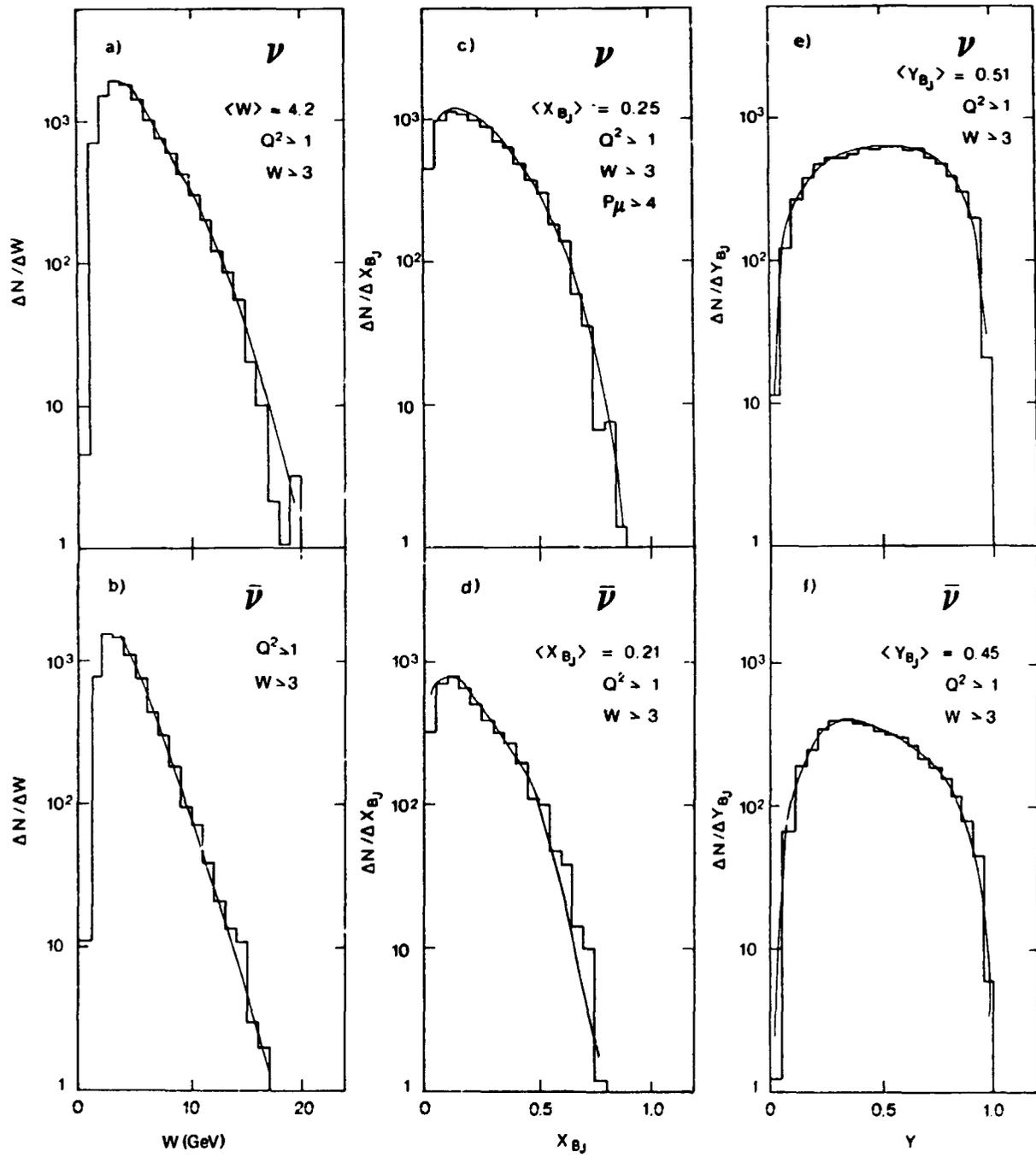


Figure IV.6

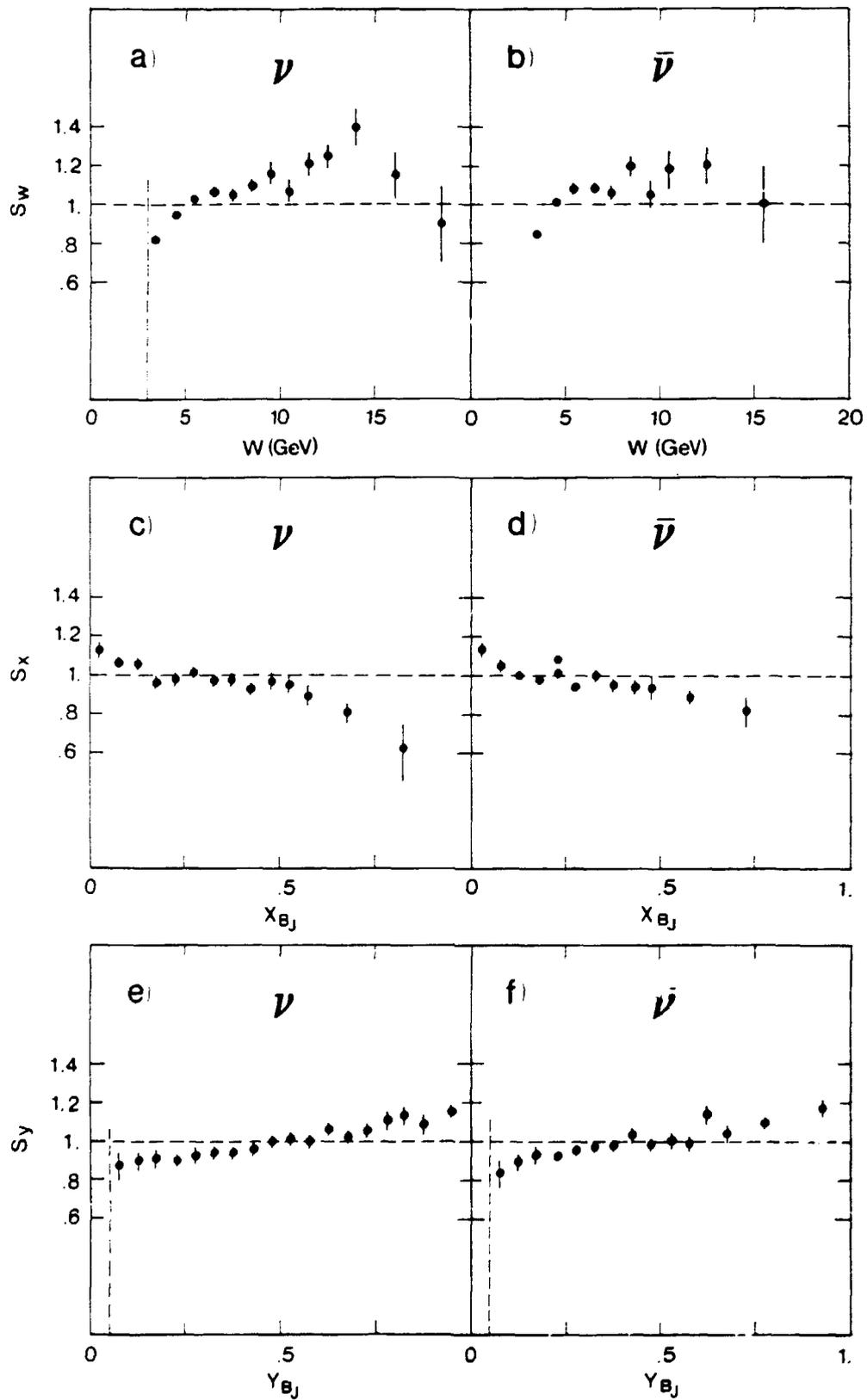


Figure IV.8

à 30 %. Le smearing en x (S_x sur la figure IV.8c et d) est faible jusqu'à $x = 0,6$ et est plus important à grand x où les erreurs sont aussi très grandes ; cela est dû en particulier à la coupure $W > 3$ GeV qui réduit fortement la statistique à grand x^* . Le smearing en y (S_y sur la figure IV.8e et f) est toujours proche de l'unité.

4.b - Perte des particules neutres

Nous venons de voir que l'absence presque complète d'identification des particules neutres conduit à une correction relativement importante du smearing en énergie qui influence en particulier les distributions en z . L'essentiel de l'énergie manquante est emportée par les γ . Nous essayons de voir ici ce que deviendrait la correction du smearing en z si nous observions tous les γ . Dans ce but nous comparons deux situations opposées (0 % de γ identifiés et 100 % de γ identifiés), en supposant une complète identification des particules chargées de façon à isoler l'effet dû au γ . Nous avons ainsi calculé le facteur de smearing

$$S = z_v / z_d \quad (4.9)$$

pour 0 % et 100 % des γ identifiés. Sur la figure IV.9 les deux résultats sont comparés pour la distribution en z des π^+ en ν (des résultats analogues ont été obtenus pour les $\bar{\nu}$).

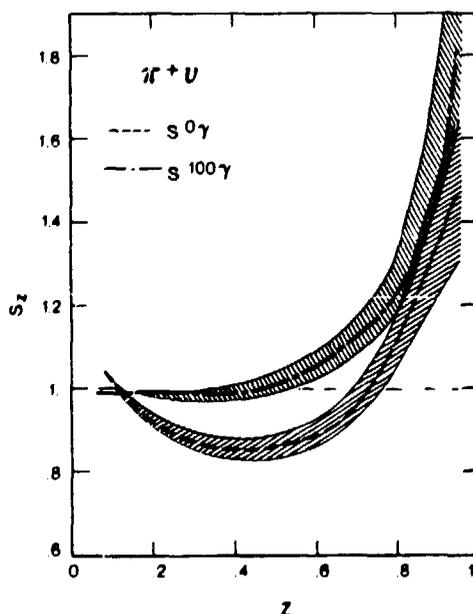


Figure IV.9

* W^2 et x sont reliés par la relation $W^2 = M_p^2 + 2 M_p \nu(1-x)$

On remarque que S_Y^0 est inférieur à 1 sauf à très petits z car la correction utilisée (éq. 4.5) sous estime l'énergie du ν en déplaçant les valeurs de z vers les valeurs plus grandes. Pour $z > 0,8$ l'expression a des sérieux problèmes ; en effet dans cette région nous avons un fort pourcentage d'événements à faible topologie (donc une trace à z élevé) pour lesquels notre méthode peut introduire quelques biais. Si maintenant nous observons la courbe S_Y^{100} on peut voir que notre correction en énergie est satisfaisante pour $z < 0,5$. Au delà de cette valeur, c'est-à-dire quand une trace emporte plus de 50 % de l'énergie hadronique de l'événement, l'expression 4.6 surestime l'énergie, mais cette déviation reste raisonnable (maximum 20 ± 10 %) jusqu'à $z = 0,8$. Pour $z > 0,8$ la correction reste très importante. (le trait hachuré est l'indétermination statistique du MC).

4.c - Identification des particules chargées

L'identification de la nature des traces chargées dans la chambre n'est possible (par l'ionisation ou la courbure) que pour les traces lentes, inférieures à 1 GeV/c. L'essentiel des hadrons produits est constitué de π^+ , K^+ ou p pour les traces positives, π^- , K^- , p pour les traces négatives. Quelques électrons lents (provenant en général des paires de Dalitz) sont parfois identifiés. L'identification des protons peut se faire jusqu'à 1 GeV/c mais nous considérons qu'elle n'est faite à 100 % que jusqu'à 750 MeV/c.

L'importance de la nature de la particule produite est liée à la détermination de l'énergie de cette particule. Selon que l'on attribue une masse de π ou une masse de proton à une trace de 1 GeV/c son énergie est de 1 ou 1,37 GeV. Cet écart provoque, entre autres, une modification de la distribution en z et en x_F . Dans ce dernier cas où on a coutume de séparer l'avant et l'arrière dans le centre de masse en choisissant $x_F \geq 0$ et $x_F \leq 0$, une mauvaise identification des protons auxquels on attribue une masse de π a pour conséquence d'augmenter la valeur de x_F et donc de surestimer (sous-estimer) le nombre de particules vers l'avant (arrière). Pour corriger cet effet nous avons attribué à toutes les particules observées au delà de 750 MeV/c la masse du π et nous avons corrigé statistiquement toutes les distributions expérimentales à l'aide de facteurs déterminés par notre MC. Pour déterminer ces facteurs nous devons nous assurer que le MC reproduit correctement les données ; pour cela nous avons comparé les

distributions expérimentales, non corrigées par le smearing, avec les prédictions du MC basé sur le modèle de Lund et de celui basé sur le modèle de FF que nous avons déformé, selon la méthode du paragraphe 4.a. Sur la figure IV.10 les fonctions de fragmentation ($D(z) = 1/N_{ev} * dN_h/dz$) des hadrons positifs et négatifs produits par les interactions de v et \bar{v} sont comparées avec les prédictions du modèle de Lund (courbe en trait plein) et avec celles du modèle de FF (courbe discontinue). L'accord global avec les données est également satisfaisant pour les deux modèles (sauf pour les hadrons négatifs en v dans le cas du modèle de Lund). Pour $z \leq 0,5$ l'accord avec le Lund est très bon, mais le FF sous estime la distribution en z à partir de $z \approx 0,3$. A grand z ($\geq 0,5$) le FF sous estime les valeurs expérimentales (sauf pour les hadrons négatifs en v ou l'accord est très bon) tandis que le Lund les surestime.

Sur la même figure nous donnons les contributions séparées des K et des protons (auxquels on a attribué la masse du π) au spectre global prédites par le Lund. La contribution des protons est plus importante aux petites valeurs de z ; à partir de $z \geq 0,5$ elle est de l'ordre de quelques %. La contribution des K est aussi plus grande à petit z mais elle ne peut pas être négligée jusqu'à des valeurs de z élevées ($z \approx 0,8$). Pour comprendre les différences entre les deux modèles nous avons regardé en détail les distributions des particules chargées. La figure IV.11 montre la comparaison des distributions des protons. La séparation entre les deux prédictions devient importante à grand z en raison de la production des paires baryons-antibaryons qui est prévue dans le Lund et absente dans le FF. La différence pour $z \leq 0,5$ est due au fait que dans le FF les deux jets avant-arrière sont produits de manière non corrélée, tandis que dans le Lund les deux jets s'influencent mutuellement.

Sur la figure IV.12 nous comparons les distributions des kaons : nous remarquons que, même si le nombre total des K est plus grand pour le FF, la courbe prédite par le Lund est plus élevée que celle du FF à grand z (sauf pour les K^+ en \bar{v}). Nous ne pouvons pas vérifier laquelle des deux distributions reproduit mieux la réalité. Il est possible que le moins bon accord du Lund avec les données puisse provenir d'une surestimation du nombre de K à grand z .

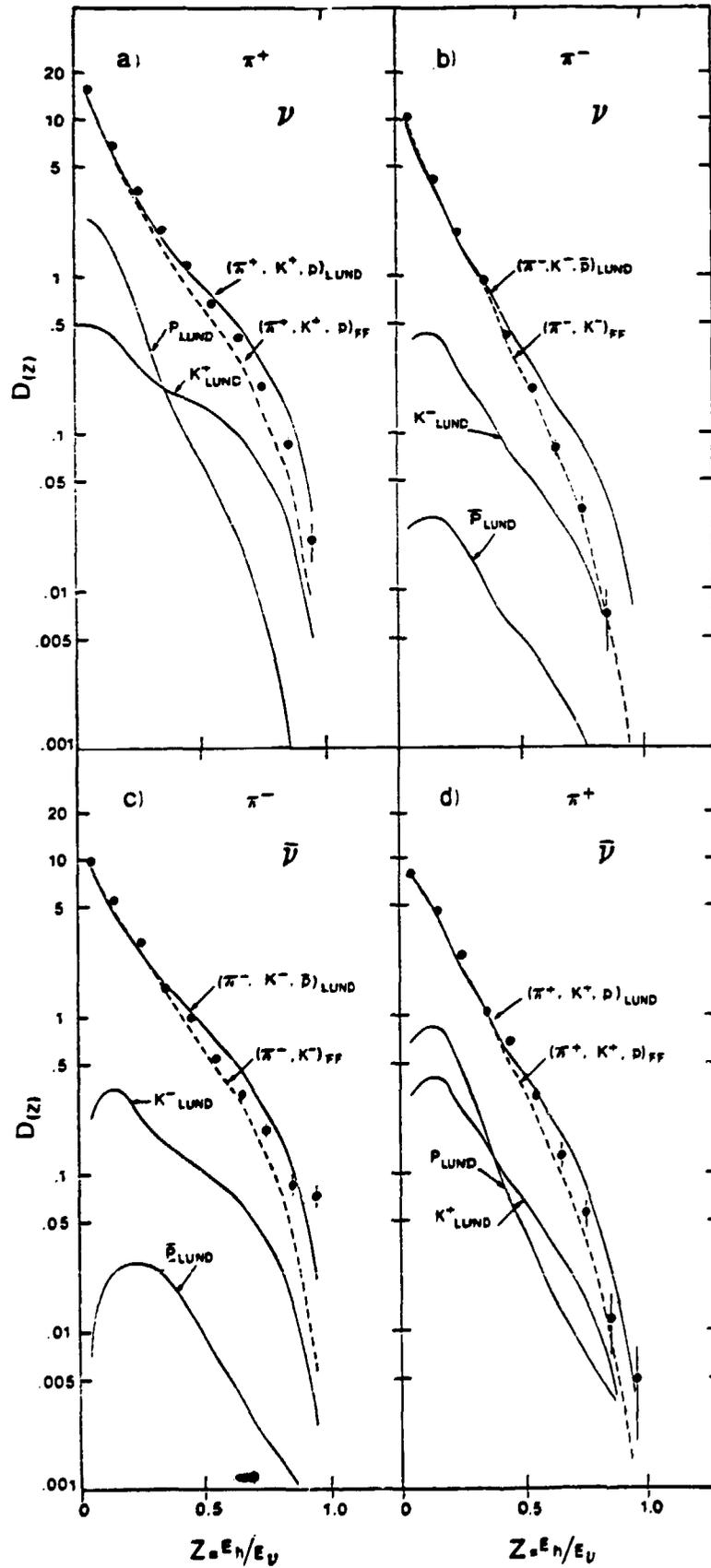


Figure IV.1C

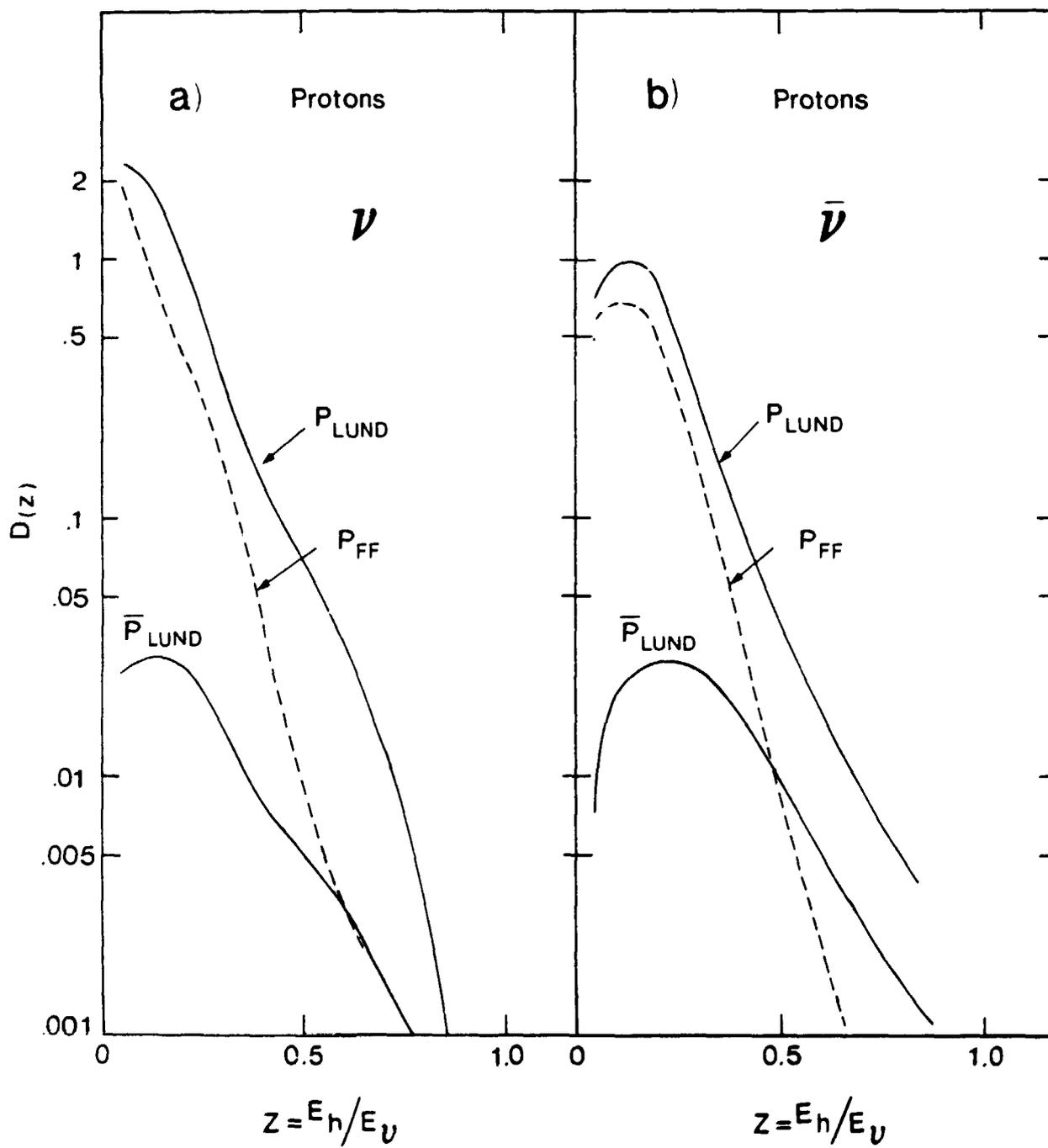


Figure IV.11

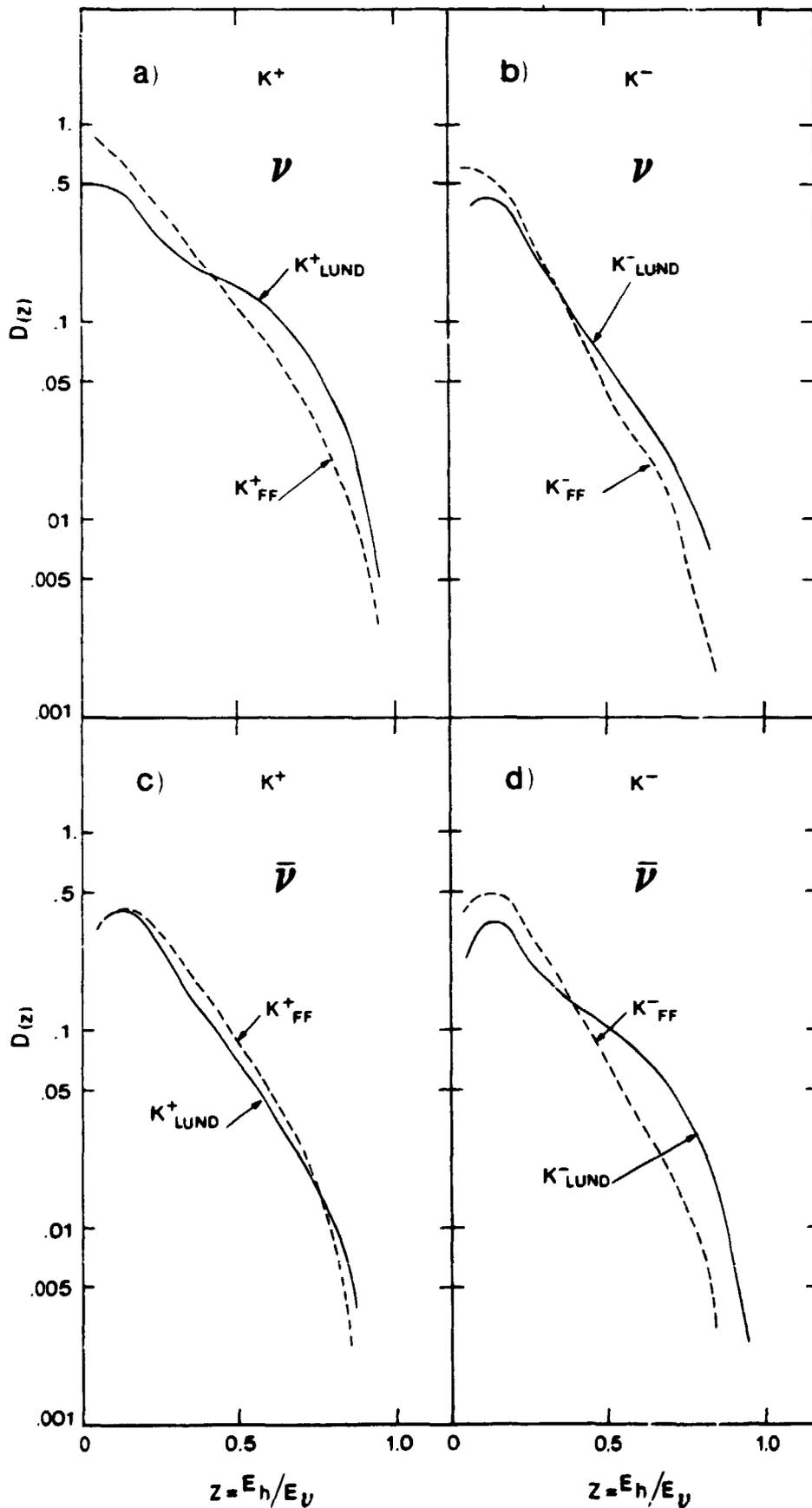


Figure IV.12

Nous devons faire une observation importante. La distribution des K dans le Lund est indépendante de W^2 et de Q^2 , comme le montrent les figures IV.15 et IV.16 ; donc si nous surestimons la contribution des K cet effet sera uniforme en W^2 et Q^2 . Par contre la distribution des protons dépend de W^2 (comme le montre la figure IV.16) et une distribution des protons mal déterminée peut introduire un biais en fonction de W^2 .

Nous avons retenu, pour le calcul des facteurs de correction de l'ambiguïté $\pi/K/p$, le MC de Lund car il reproduit correctement la production de paires baryon-antibaryon observée expérimentalement [IV.5].

5 - LA CORRECTION DES DISTRIBUTIONS EN z ET EN x_p

5.a - Les distributions en z

Sur la figure IV.13 nous présentons les facteurs de correction que nous appliquons aux données expérimentales afin d'obtenir les fonctions de fragmentation des π .

Ces facteurs sont calculés de la façon suivante :

$$S_E = \frac{Z_V(\pi)}{Z_d(\pi+K+p) - Z_d(K) - Z_d(p)} \quad (4.9)$$

= facteur de correction dû au smearing en énergie uniquement (les kaons et les protons ont la masse du π) et Z_V et Z_d sont définis dans le paragraphe 4.a.

$$C_P = \frac{Z_d(\pi+K+p) - Z_d(p)}{Z_d(\pi+K+p)} \quad (4.10)$$

= contribution due aux protons uniquement

$$C_K = \frac{Z_d(\pi+K+p) - Z_d(K)}{Z_d(\pi+K+p)} \quad (4.11)$$

= contribution due aux kaons uniquement

$$S_t = \frac{Z_V(\pi)}{Z_d(\pi+K+p)} = S_E (C_P + C_K - 1) \quad (4.12)$$

= facteur de correction total

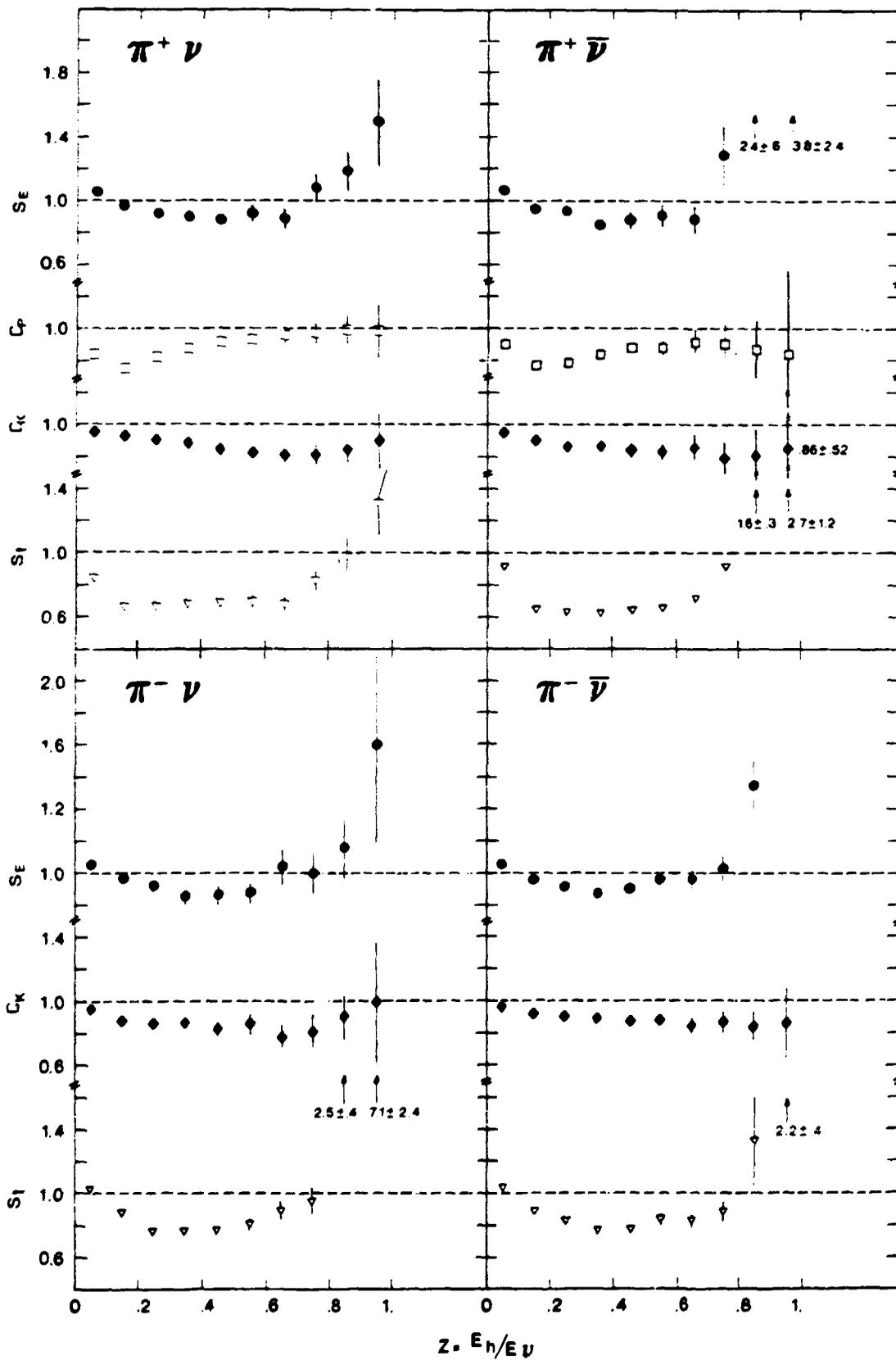


Figure IV.13

Les fonctions de fragmentation des π corrigés sont donc obtenues de la façon suivante :

$$D_{\pi}(z) = S_t * 1/N_{tot} * dN(\pi+K+p) / dz \quad (4.13)$$

On remarque à nouveau sur la figure IV.13 que la contribution des protons est plus forte à petit z où une partie des protons vers l'arrière se retrouve vers l'avant quand on leur assigne la masse du π . La contribution des K (cf. figure IV.10) est plus importante à z moyen $0,5 \leq z \leq 0,8$. A grand z ($z > 0,8$) c'est le smearing en énergie qui est très élevé à cause du petit nombre de traces, ce qui nous oblige à limiter la plupart de nos distributions à $z = 0,8$. La correction totale est plus forte pour les positives que pour les négatives à cause de la présence concomitante des K et des p (la contamination des \bar{p} est négligeable dans les π^-).

Sur la figure IV.14 nous présentons les fonctions de fragmentation des π^+ et des π^- en ν et $\bar{\nu}$ corrigées pour le facteur S_t pour $W \geq 3$ GeV et $Q^2 > 1$ GeV. Pour sélectionner les π qui vont vers l'avant nous avons choisi les traces avec $x_F > 0$. Cette coupure influence seulement la région $0 \leq z \leq 0,2$. Sur la figure IV.14 nous montrons aussi les fonctions de fragmentation avec et sans la coupure $x_F > 0$. Au delà de $z \approx 0,2$ les deux distributions coïncident.

5.b - Variation avec W^2 et Q^2 des facteurs de correction en z

Sur la figure IV.15 et la figure IV.16 nous montrons la variation avec Q^2 et W^2 respectivement, des facteurs de correction, dus au smearing en énergie et à la mauvaise identification des particules chargées, pour les π^+ en ν . Les distributions pour les $\bar{\nu}$ ne sont pas montrées car nous avons remarqué le même comportement des facteurs de correction en fonction de W^2 et de Q^2 soit pour les particules dominantes (π^+ en ν , π^- en $\bar{\nu}$) que pour les secondaires (π^- en ν , π^+ en $\bar{\nu}$).

Pour ce qui concerne la dépendance en Q^2 (figure IV.15) nous observons une très faible variation pour z entre 0 et 0,4 de z plus élevé qui disparaît dans la région de z plus élevé. Le facteur de correction pour la contamination des K est indépendant de Q^2 dans toute la région de z .

$W > 3 \text{ GeV} \quad Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$

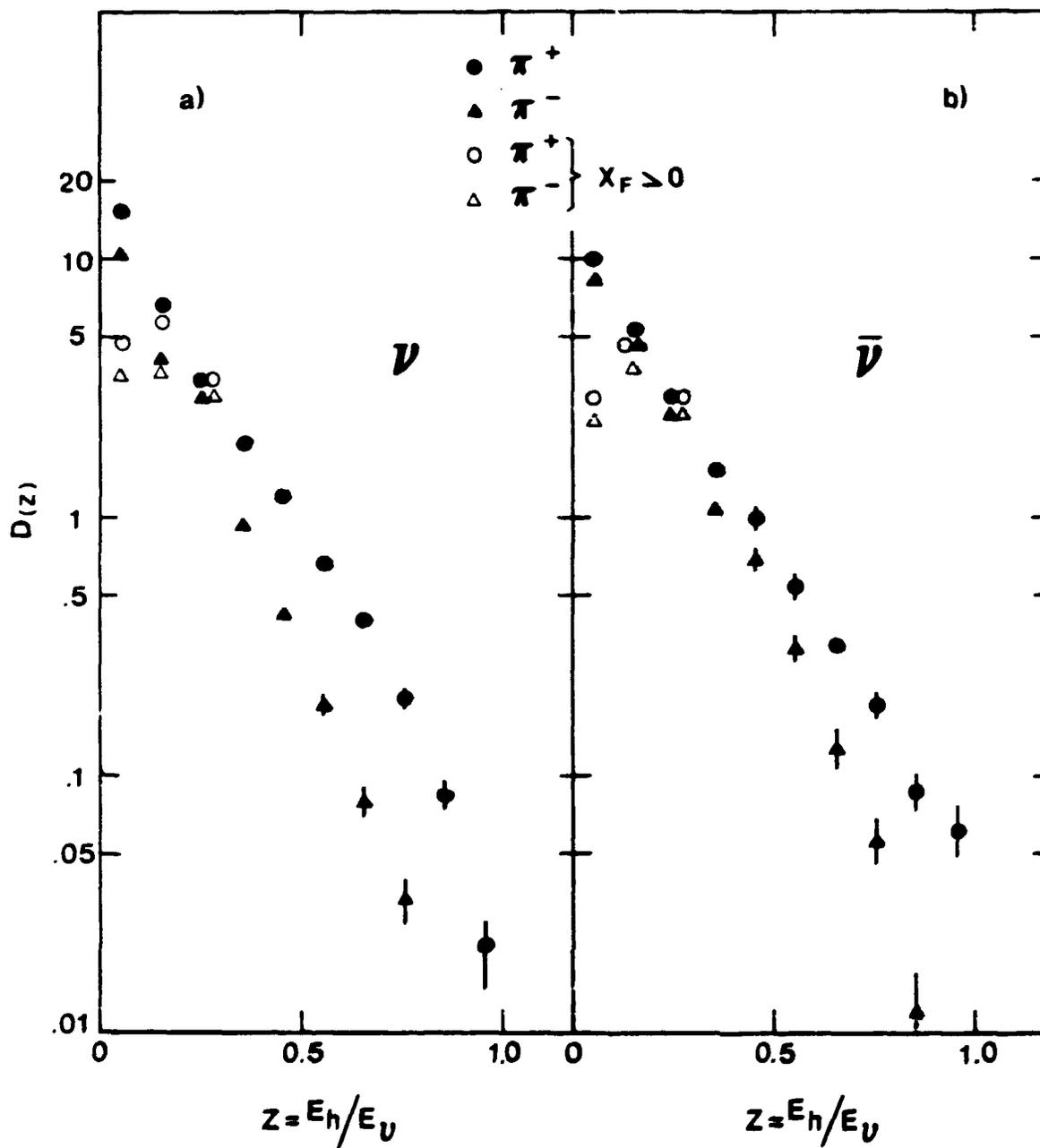


Figure IV.14

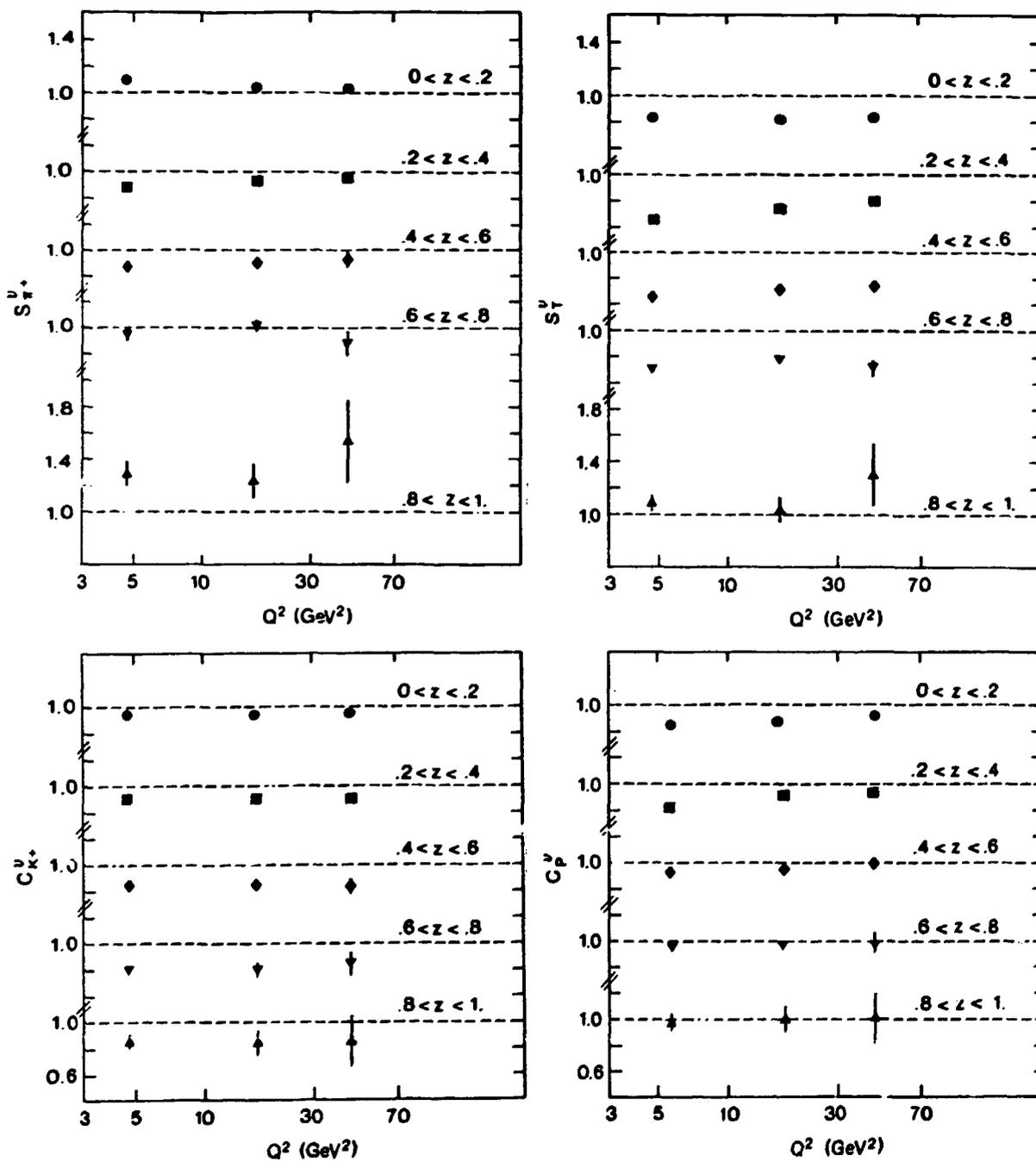


Figure IV.15

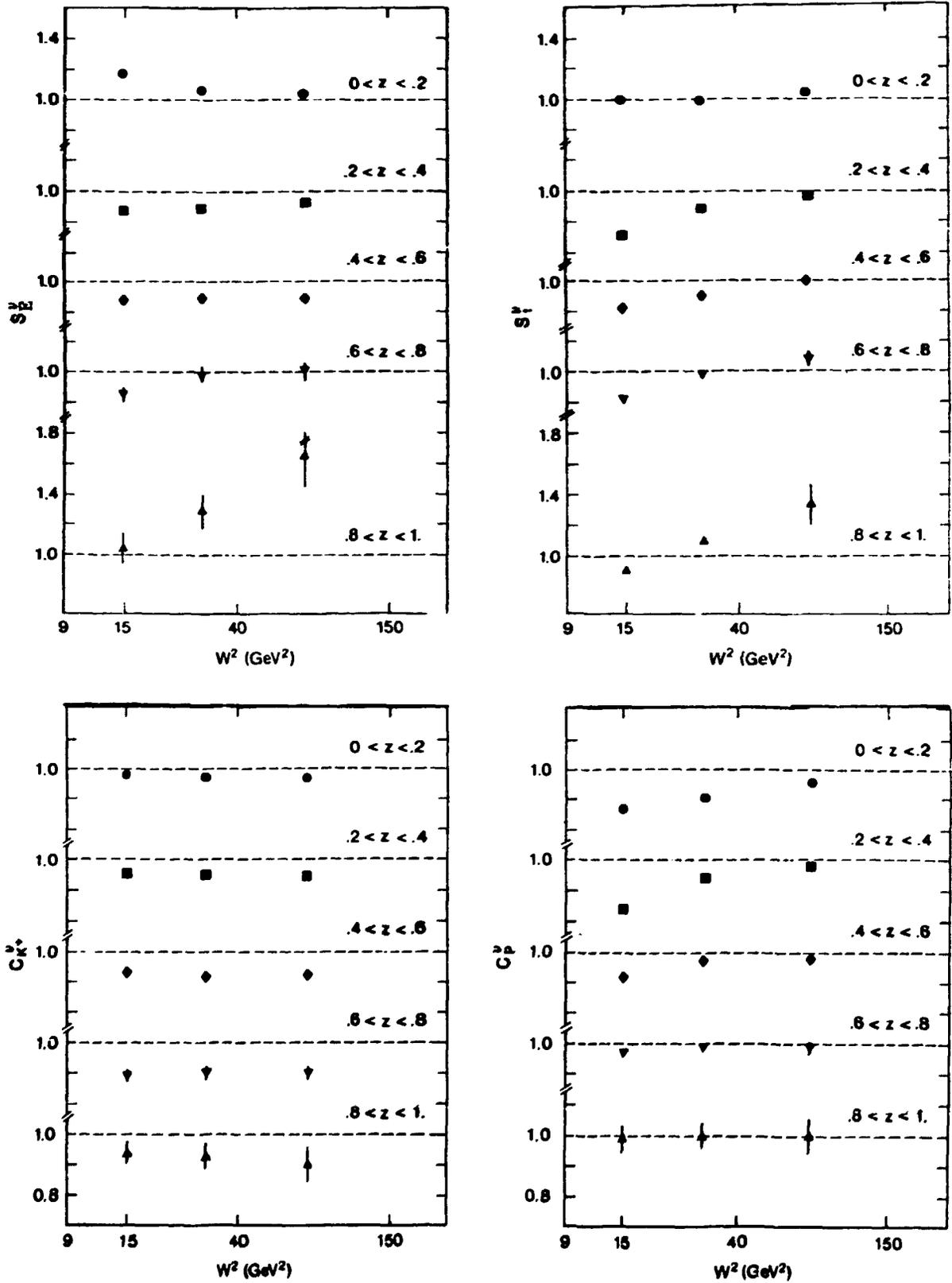


Figure IV.16

Sur la figure IV.16 la dépendance en W^2 est plus forte que celle en Q^2 mais elle a le même comportement dans les différentes régions en z sauf pour $z > 0,8$ où le smearing dû à la correction en énergie diverge. L'indétermination sur le facteur de smearing est aussi très grande dans cette région.

5.c - Les distributions en x_F

Sur la figure IV.17 nous avons comparé les distributions expérimentales :

$$D_{x_F} = \frac{1}{N_{\text{tot}}} \frac{dN}{dx_F} \quad (4.14)$$

pour les hadrons positifs et négatifs en v et en \bar{v} , avec les modèles de Lund et FF déformés pour tenir compte des erreurs expérimentales (cf. 4.4.a). L'accord avec les données est bon pour les deux modèles surtout pour les valeurs de x_F négatives. Pour les valeurs positives on peut faire les mêmes remarques que pour z : sous-estimation des données par le FF et sur-estimation par le Lund. Pour les mêmes figures nous montrons les contaminations des p et des K non identifiés. On remarque que les protons (avec la masse des π) contaminent beaucoup plus les x_F négatifs tandis que la contamination des K est plus importante à x_F positif. Sur la figure IV.17 nous comparons les distributions en x_F des protons dans les deux modèles. Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- dans le modèle de FF les protons sont produits seulement vers l'arrière et leur présence vers l'avant est due uniquement à leur mauvaise identification. Dans le Lund cet effet se mélangera à la non séparation des hémisphères et à la production des paires baryon-antibaryon vers l'avant qui produit une contamination non négligeable à grand x_F ;
- la distribution en x_F est plus élargie pour le Lund que pour le FF. C'est dû au fait que dans le Lund (contrairement au FF) il n'y a pas de coupure nette entre avant et arrière et les deux régions s'influencent mutuellement. Sur la figure IV.19 sont montrées les distributions en x_F des K . Comme nous l'avons déjà vu pour les distributions en z il y a un déplacement vers les grands x_F dans les K engendrés par le Lund.

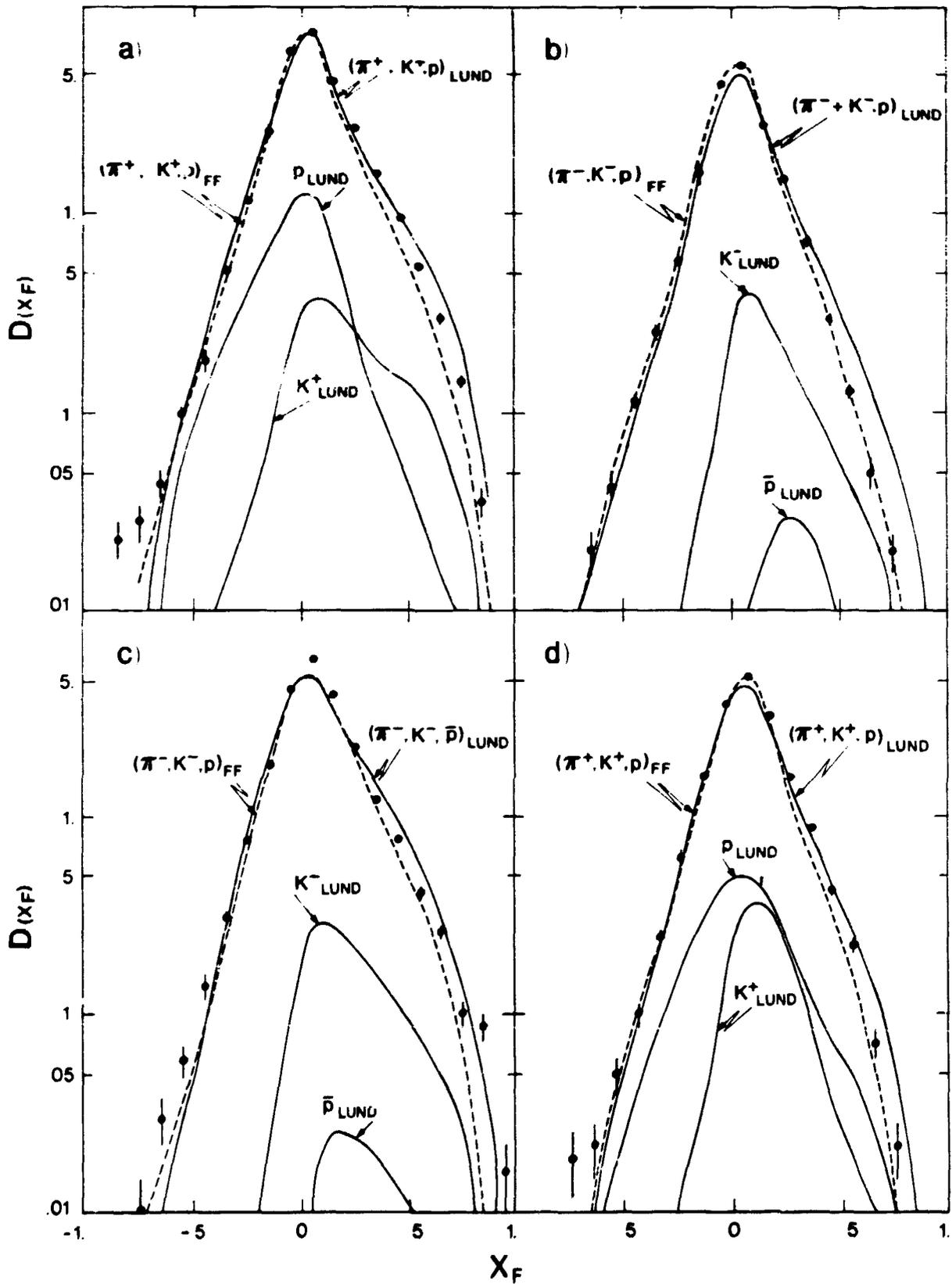


Figure IV.17

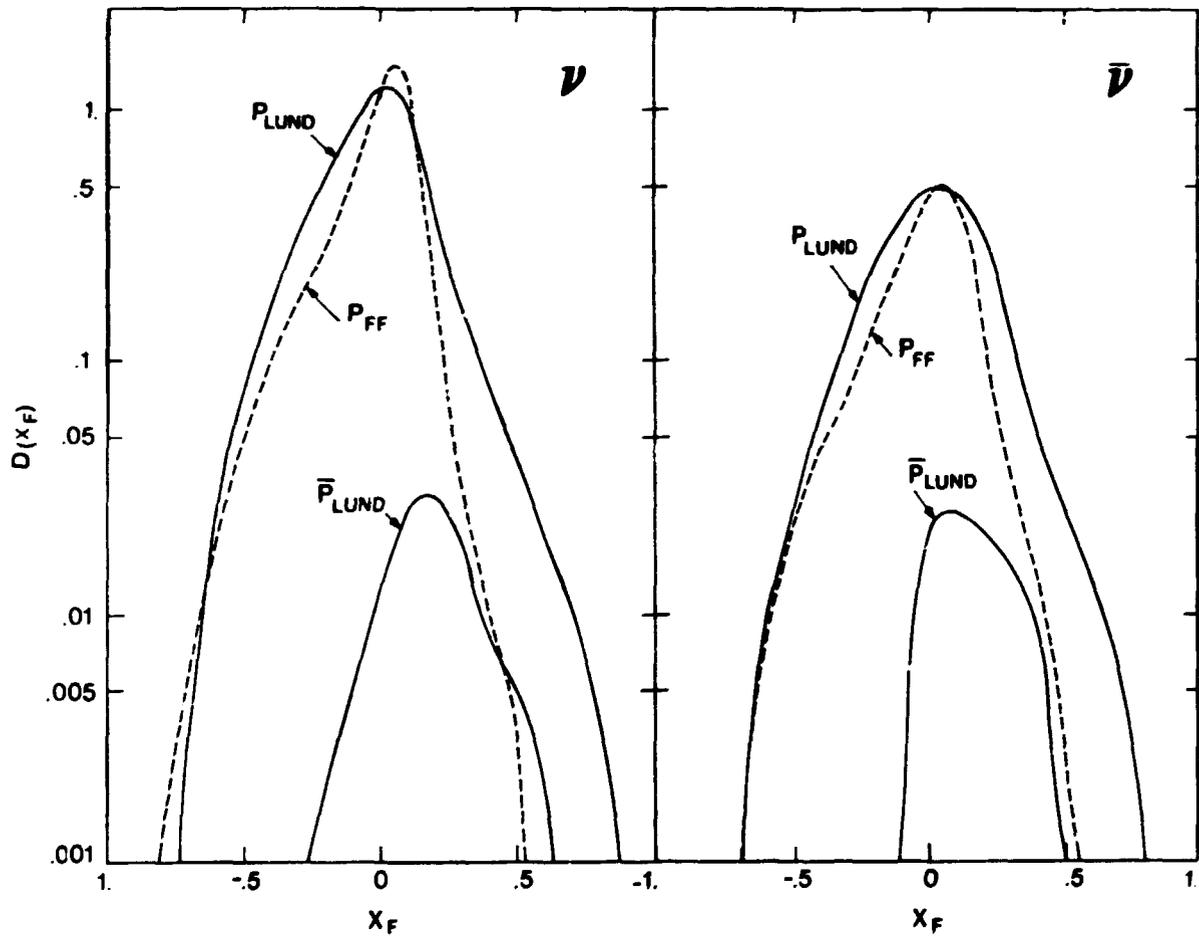


Figure IV.18

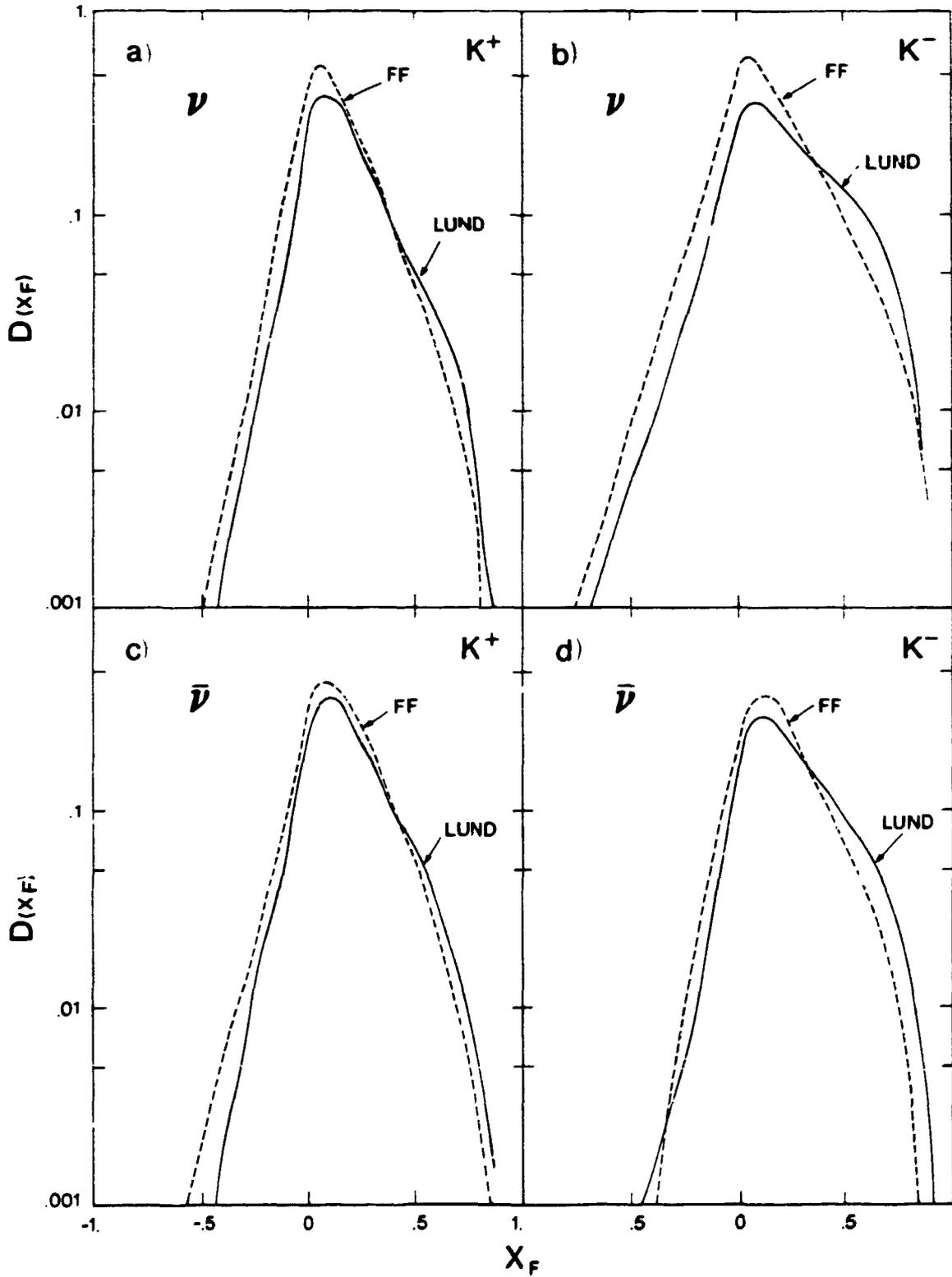


Figure IV.19

Sur la figure IV.20 nous présentons les facteurs de correction, calculés de la même manière que pour les distributions en z , pour les π^- ($\nu, \bar{\nu}$) et les π^+ ($\nu, \bar{\nu}$) respectivement. Ces facteurs de correction dévient de l'unité de façon différente dans les différentes régions de x_F

- pour $x_F \leq -0,7$ les grandes erreurs sont dues à la très faible production de π à la fois expérimentale et dans le MC. On ne corrige pas les données dans cette région ;
- pour $-0,7 \leq x_F \leq 0$, la déviation par rapport à l'unité provient essentiellement de la mauvaise identification des protons ;
- pour $0, \leq x_F \leq 0,8$ la contamination des protons diminue progressivement avec x_F mais celle des K augmente jusqu'à une valeur maximum de $\approx 20 \%$. La correction provenant de l'énergie a un effet d'environ 20% ;
- pour $x_F > 0,8$ la correction provenant de l'énergie est très supérieure à l'unité mais les erreurs sont aussi élevées ; cela est dû au fait que l'incertitude sur la correction en énergie déplace les π vers les plus petites valeurs de x_F demandant un facteur de correction supérieur à 1 pour repeupler cette région. A cause de la grande indétermination sur le smearing nous utiliserons peu cette région dans nos analyses.

Le facteur de correction totale est bien différent de l'unité dans toute la région en x_F , ce qui conduit, comme le montre la figure IV.21, à une différence importante entre les valeurs expérimentales non corrigées (exp. 4.14) et les distributions corrigées par les facteurs S_{x_F} :

$$D_{x_F} = S_t * \frac{dN}{dx_F} \quad (4.15)$$

6 - L'EXPERIENCE ν ($\bar{\nu}$) Ne AVEC UN FAISCEAU A BANDE ETROITE (WA47)

Le laboratoire de Saclay a participé, entre 1977 et 1981, à l'expérience WA47* effectuée avec un faisceau à bande étroite, BEBC étant remplie de Ne/H₂ (73 % Neon). Ayant participé à cette expérience je voudrais ici en présenter quelques résultats qui permettent une comparaison

* Collaboration Aachen-Bonn-Cern-Democritos-I.C. London-Oxford-Saclay.

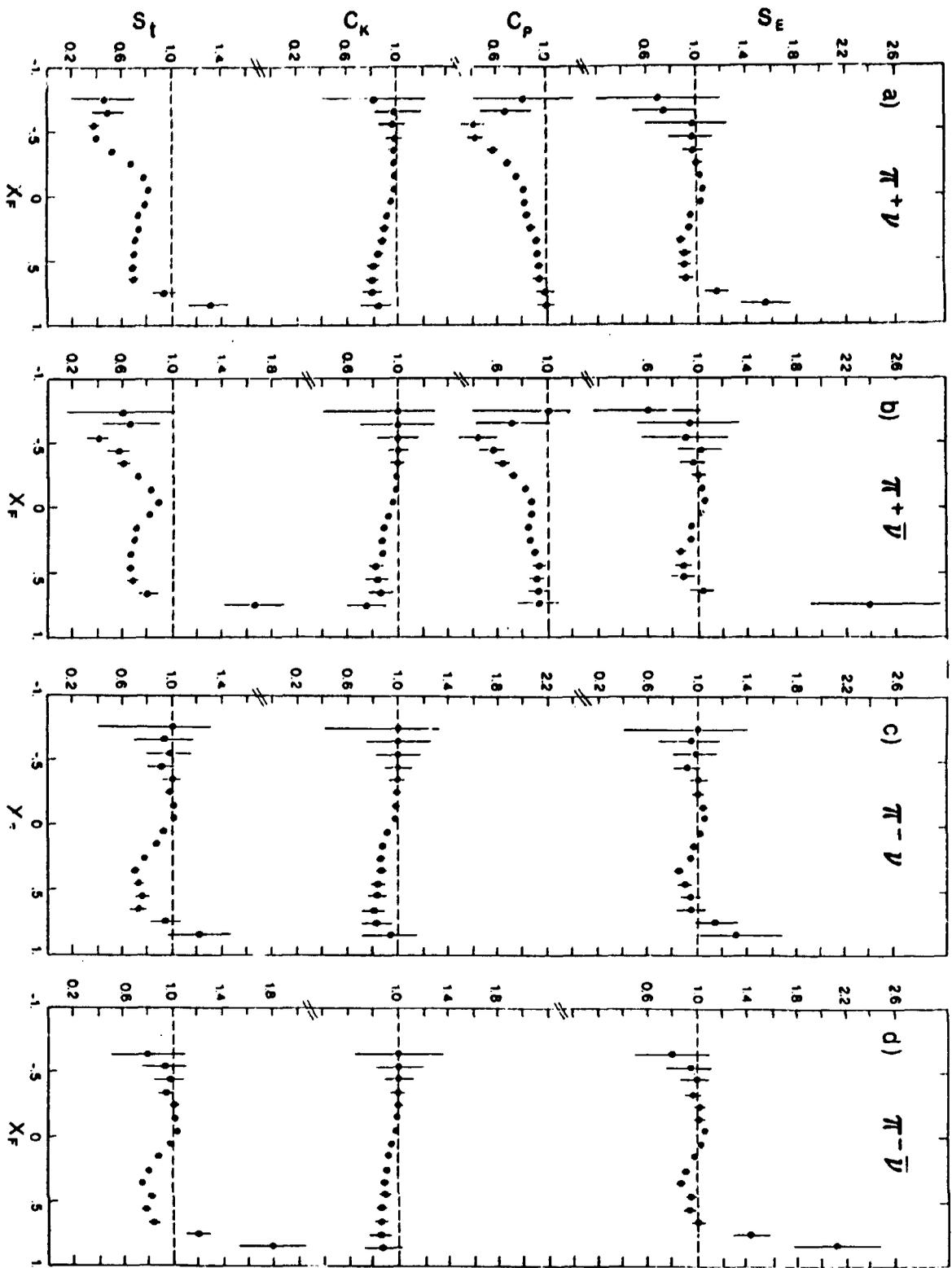


Figure IV.20

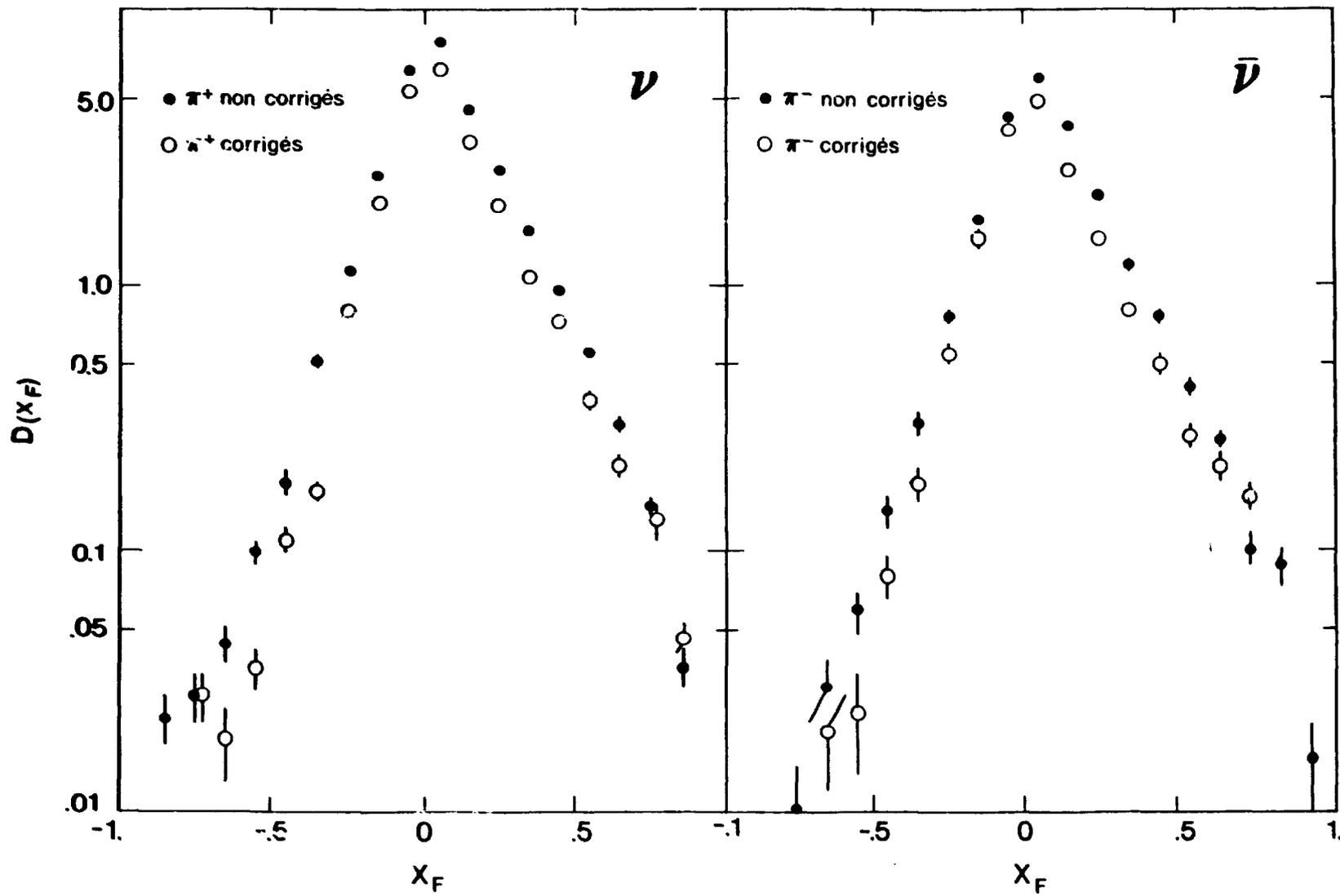


Figure IV.21

utile avec l'expérience ν , $\bar{\nu}$ D₂. Donnons d'abord quelques détails sur cette expérience WA47.

L'utilisation du faisceau à bande étroite, obtenu à partir des parents π et K de 200 GeV, permet d'avoir un spectre en énergie des événements assez plat jusqu'à 200 GeV. Ceci permet de couvrir des régions étendues de Q^2 et de W^2 (les valeurs moyennes étant $\langle Q^2 \rangle = 18$ (ν), 10 ($\bar{\nu}$) GeV² $\langle W \rangle = 8$ (ν), 6 ($\bar{\nu}$) GeV). D'autre part l'utilisation du Néon dans BEBC combinée à une meilleure connaissance de l'énergie à partir de la position radiale de l'événement dans la chambre permet une meilleure détermination individuelle de l'énergie de chaque événement. Le principal inconvénient de ce faisceau est lié à la faible intensité de ν .

Nous avons sélectionné les événements CC :

- dans le volume fiduciaire de 17 m³
- avec une impulsion du $\mu \geq 5$ GeV/c.

L'identification des μ a été faite à l'aide de l'EMI avec une efficacité de 98 % pour les μ d'impulsion supérieure à 5 GeV/c. Les signaux produits dans l'EMI ont été utilisés pour améliorer la mesure de l'impulsion des μ conduisant à une erreur relative $dp_\mu/p_\mu \approx 10$ % pour $P_\mu = 100$ GeV/c.

Cette sélection a conduit au nombre d'événements suivants ;

$$\nu + N \rightarrow \mu^- + X \approx 3000 \text{ ev.}$$

$$\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + X \approx 1100 \text{ ev.}$$

Pour l'étude de la fragmentation nous avons en outre effectué les coupures suivantes :

- parmi l'ensemble des hadrons produits nous avons rejeté les protons ayant une impulsion inférieure à 400 MeV/c pour éliminer les protons d'évaporation nucléaire ;
- nous avons aussi éliminé les événements ayant une trace de signe indéterminé (≈ 2 % des traces) et les événements ayant une trace dont l'erreur sur l'impulsion dp/p était supérieure à 35 %.

L'utilisation du mélange Ne/H₂ permet une meilleure détermination de l'énergie hadronique à cause de la meilleure efficacité de détection des

γ par rapport au D_2 : la correction de smearing sera donc moins importante. Néanmoins quelques hadrons neutres ne sont pas observés dans la chambre, la longueur de radiation étant environ de 40 cm et quelques γ confus ne peuvent être mesurés, ce qui conduit à une perte d'énergie hadronique d'environ 12 %.

Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer l'énergie : la méthode de Heilmann [IV.6] qui est une méthode de balance de l'impulsion transverse totale et une méthode consistant à appliquer un facteur correctif uniforme de 12 % à l'énergie hadronique visible :

$$E_V = E_M + 1,12 E_H^{vis}$$

Ces 2 méthodes conduisent à des résultats très proches en ce qui concerne l'analyse présentée ici.

A cause de la meilleure détermination de l'énergie visible la détermination de z est meilleure que dans le D_2 . Le smearing dû à la correction en énergie est négligeable pour $z \leq 0,8$. Au delà de cette valeur le nombre de traces est très faible. Le problème d'identification des particules chargées reste présent.

En résumé les avantages de WA47 par rapport à WA25 sont une énergie un Q^2 et un W^2 plus élevés, une meilleure détermination de l'énergie de chaque événement, donc une correction de smearing moins importante. L'inconvénient majeur est un nombre d'événements beaucoup plus faible pour des périodes de prises de données très longues. Par ailleurs, il n'est pas possible d'étudier proprement l'hémisphère arrière car les effets de rediffusion sont très importants et beaucoup plus difficiles à prendre en compte dans le néon que dans le deutérium.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- [IV.1] J. Derkaoui, Thèse de 3ème cycle (1981), Univ. Paris VI.
En ce qui concerne la distribution en impulsion du nucléon spectateur, voir par exemple :
L. Hulthen et M. Sugarawa, in Handbuch der Physik (Springer, Berlin 1957), Vol. 39, p. 1.
- [IV.2] D. Allasia et al., Phys. Lett. 117B (1982) 262.
- [IV.3] A. Tenner, "Rescattering in deuterium", NIKHEF-H/83-5.
- [IV.4] C.C. Chang et al., Phys. Rev. D27 (1983) 2776.
- [IV.5] E. de Wolf, Thèse : "Charged current neutrino and antineutrino interactions in hydrogen and deuterium", NIKHEF-H, 1982.
- [IV.6] H.G. Heilman, Rapport interne WA21/1, Bonn (11.9.78).
- [IV.7] J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 103B (1981) 388.
- [IV.8] H. Deden et al., Nucl. Phys. B198 (1982) 365.
Voir aussi le chapitre VI de cette thèse.

Chapitre V

DESCRIPTION GÉNÉRALE DE LA PRODUCTION DE HADRONS ET DE LA
FRAGMENTATION DU QUARK ET DU DIQUARK

1 - INTRODUCTION

La production de hadrons dans les interactions des neutrinos et des antineutrinos peut s'illustrer à l'aide de la figure V.1.

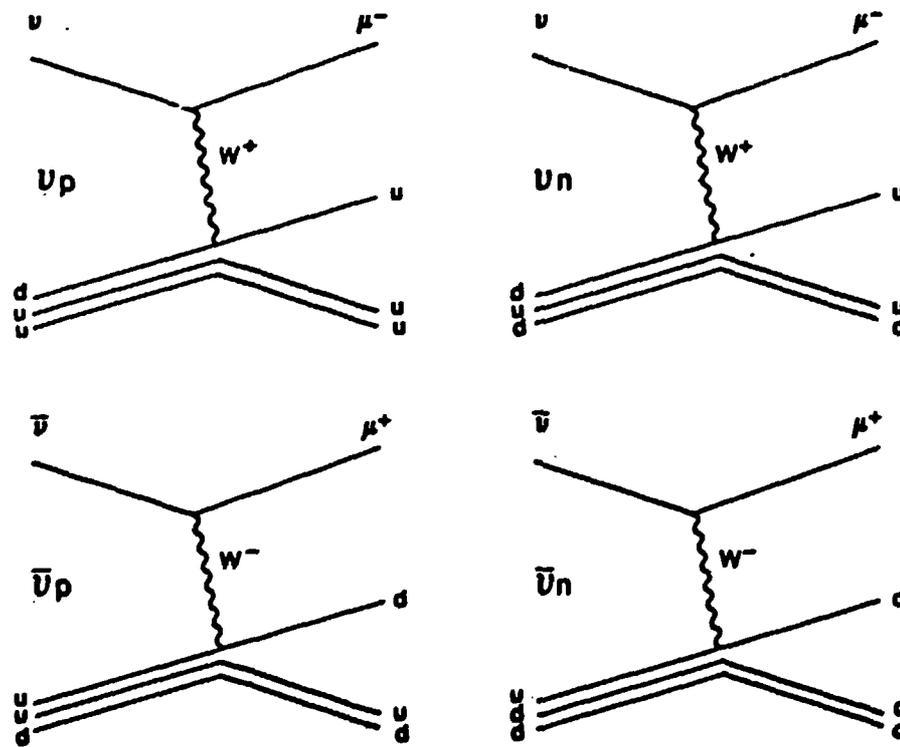
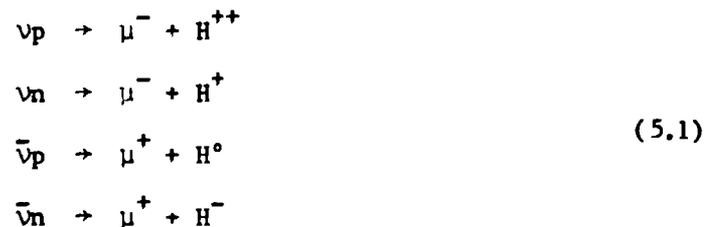


Figure V.1

Dans le modèle QPM le ν qui interagit avec un quark "d" du nucléon incident absorbe le courant W^+ et se transforme en un quark "u" ; le rhabillage du quark "u" donne des hadrons qui sont projetés vers l'avant (dans le centre de masse) et sont appelés fragments du courant. Le système du diquark qui reste ("uu" pour une cible proton et "ud" pour une cible neutron) est projeté vers l'arrière et se rhabille en fragments de la cible. Dans le cas d'un antineutrino incident le courant négatif W^- est absorbé par un quark "u" du nucléon cible ; l'état final est composé vers l'avant des fragments du courant issus du quark "d" et vers l'arrière des fragments de la cible issus du diquark "ud" (proton) ou "dd" (neutron).

L'étude de la production de hadrons dans les interactions ν et $\bar{\nu}$ dans le deutérium nous permet donc d'étudier soit la fragmentation des quarks "u" et "d" soit la fragmentation des trois systèmes diquarks "uu", "ud" et "dd" à l'aide des réactions :



Dans ce chapitre nous présentons les caractéristiques générales de la gerbe hadronique^{*}) : distributions de multiplicité, distributions de rapidité, distributions de x_F .

Nous développerons plus en détail les propriétés longitudinales de la fragmentation dans le chapitre suivant et les propriétés transverses dans le chapitre VII.

*) On appelle gerbe hadronique l'ensemble des hadrons produits au vertex dit hadronique.

2 - SELECTION ET CORRECTION DES DONNEES

L'analyse que nous allons présenter dans ce chapitre est basée sur ≈ 12600 et ≈ 8600 événements CC ν et $\bar{\nu}$ qui ont été sélectionnés et corrigés comme nous l'avons vu dans le chapitre IV. En particulier nous avons rejeté les événements avec rediffusion (voir chapitre IV). Les événements sur proton et sur neutron ont été séparés comme nous l'avons vu précédemment.

Les sources principales d'erreurs expérimentales sont l'incertitude sur l'énergie du ν ($\bar{\nu}$), le mouvement de Fermi, les erreurs de mesure des traces et l'incertitude sur la masse des particules chargées. Toutes ces erreurs ont été prises en compte en corrigeant les distributions expérimentales par un facteur de smearing qui a été déterminé par MC. Nous l'avons expliqué en détail pour les distributions en z et en x_F dans le chapitre IV. Une méthode analogue a été utilisée pour les distributions en multiplicité.

3 - DISTRIBUTIONS DE MULTIPLICITE DES HADRONS CHARGES

Nous avons déterminé les multiplicités des hadrons chargés pour les quatre réactions CC (V.1). Pour ce faire, nous avons appliqué 2 types de corrections expérimentales, indépendamment de la correction de smearing :

- Nous avons ôté de l'ensemble des traces chargées la contribution des paires de Dalitz (désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$), les V^0 près du vertex (dont les deux traces semblent provenir du vertex primaire) et les électrons célibataires (voir référence [V.1]).
- Nous avons tenu compte des événements à 1 branche. Nous rappelons ici que nous n'avons pas scanné les événements à 1 branche en utilisant le processus normal mais que nous avons fait un scanning spécial dont on peut trouver les résultats dans la référence [V.14]. Dans ces événements à 1 branche, la trace observée correspond au muon et il n'y a pas de hadrons chargés. Il faut connaître le nombre d'événements correspondant dans chaque intervalle de Q^2 et W^2 utilisé, pour la normalisation. Pour déterminer les distributions des événements à 1 branche dans la région profondément inélastique (les événements élastiques ont $W = m_N$ et ne nous intéressent pas vraiment ici) nous faisons l'hypothèse que ces événements ont des distributions analogues à celles des événements à 3 branches ayant une impulsion transverse totale faible. En raison de la procédure utilisée nous avons assigné une erreur

systematique de 20 % aux événements à 1 branche. Nous verrons la contribution de cette correction "1 branche" sur la Table V.1 où nous présenterons les distributions de multiplicité chargée en fonction de W^2 . Cette correction existe bien sûr uniquement pour la réaction $\bar{\nu}p$.

La multiplicité chargée moyenne $\langle n_{ch} \rangle$ en fonction de Q^2 est montrée sur la figure V.2 pour les 4 réactions νp , νn , $\bar{\nu}p$, $\bar{\nu}n$ pour 3 intervalles de W . $\langle n_{ch} \rangle$ augmente avec W , comme on le verra aussi par la suite, mais dans un intervalle de W fixé on peut les considérer comme dépendant faiblement de Q^2 . Un résultat analogue a été obtenu dans d'autres expériences [V.2,3].

La multiplicité hadronique chargée moyenne $\langle n_{ch} \rangle$ est montrée sur la figure V.3 et dans la table V.1 en fonction de W^2 . Le smearing en W a été pris en compte de la façon suivante : nous avons déterminé à l'aide du Monte Carlo la valeur du W^2 vrai correspondant au W^2 expérimental et nous avons attribué la multiplicité $\langle n_{ch} \rangle$ à W^2 vrai. Cette méthode nous oblige à ne considérer le W^2 vrai que pour $W^2 > 5 \text{ GeV}^2$ puisque le Monte Carlo utilisé n'est pas fiable en dessous de cette valeur, c'est-à-dire dans une région où les processus élastique et quasi élastique deviennent très importants.

En première approximation il y a une croissance logarithmique de la multiplicité avec W^2 . Si nous paramétrisons les données par une expression

$$\langle n_{ch} \rangle = A + B \log W^2 \quad (5.2)$$

et si nous faisons un ajustement pour $W^2 > 9 \text{ GeV}^2$, nous obtenons des résultats qui sont reportés dans la Table V.2 pour les 4 réactions.

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- La valeur de la pente B est assez semblable pour les 4 réactions considérées autour de 1,3-1,4. Elle est néanmoins significativement plus faible pour la réaction $\bar{\nu}n$. Ce résultat, un peu surprenant, n'a pas trouvé d'explication satisfaisante à ce jour. Nous y reviendrons lorsque nous comparerons les multiplicités avant et arrière.
- La valeur de l'intercept A (et donc plus généralement la valeur de la multiplicité chargée elle-même à une valeur donnée de W^2) dépend essentiellement de la charge initiale (+2 pour νp , +1 pour νn , 0 pour $\bar{\nu}p$, -1 pour $\bar{\nu}n$).

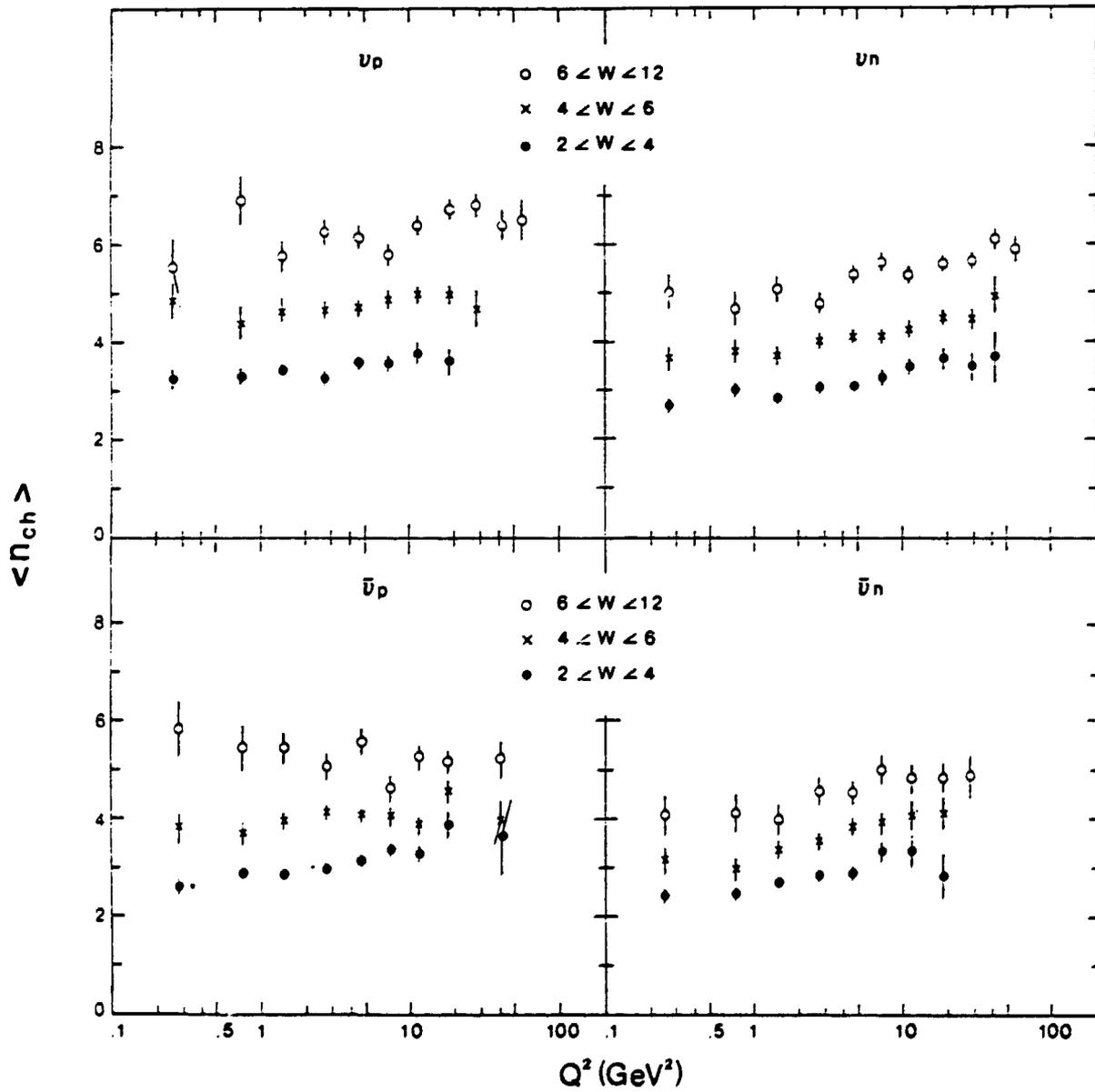


Figure 7.2

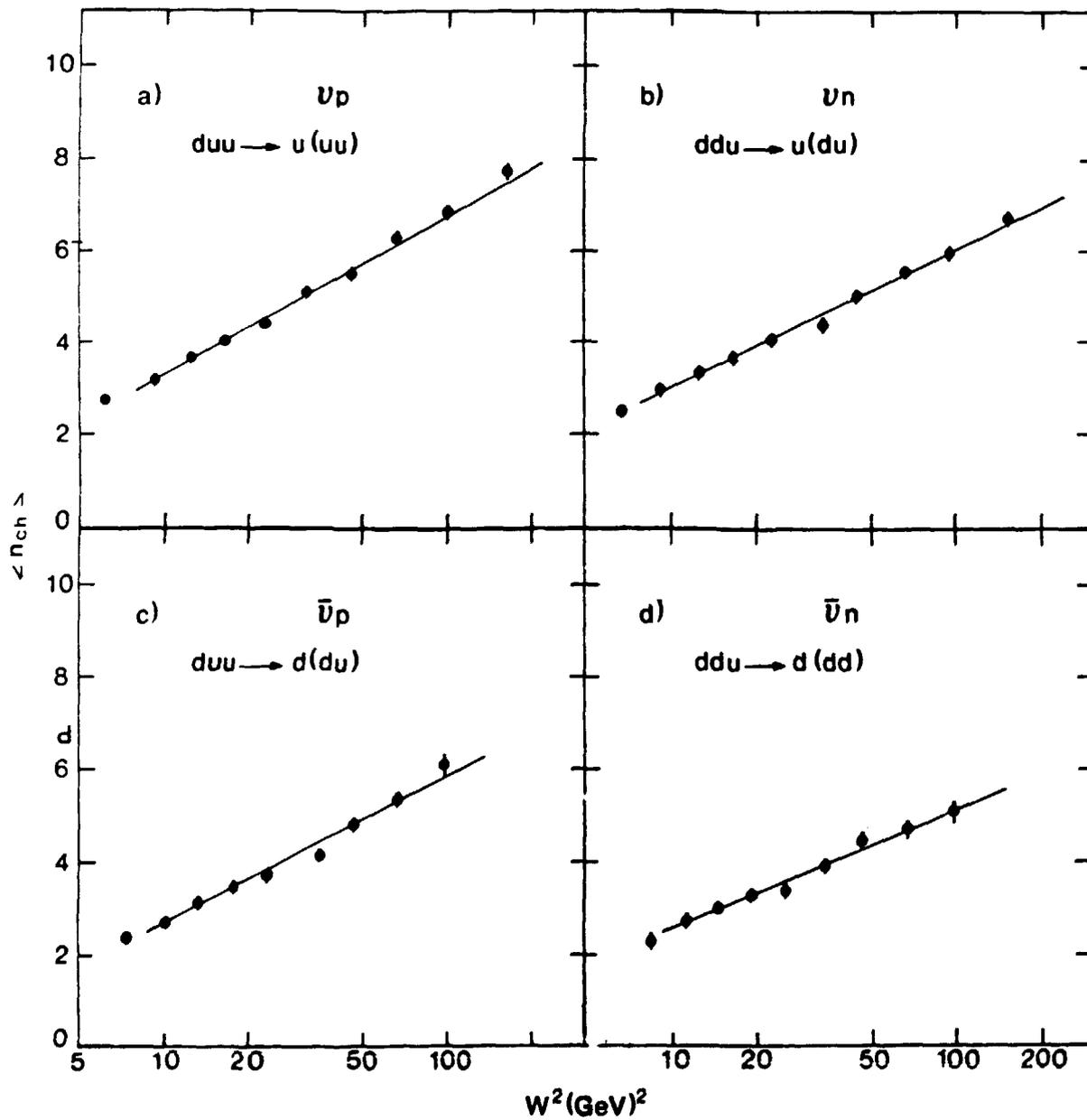


Figure V.3

Table V.1

Valeurs des multiplicités hadroniques chargées $\langle n_{ch} \rangle$ en fonction de $\langle W^2 \rangle$

vp			vn		
$\langle W^2 \rangle$ vrai	$\langle W^2 \rangle$ exp	$\langle n_{ch} \rangle$	$\langle W^2 \rangle$ vrai	$\langle W^2 \rangle$ exp	$\langle n_{ch} \rangle$
	1,65	$2,01 \pm 0,09$		1,60	$1,20 \pm 0,05$
	3,12	$2,23 \pm 0,09$		3,11	$1,88 \pm 0,06$
6,1	5,03	$2,77 \pm 0,09$	6,7	5,12	$2,48 \pm 0,07$
9,1	7,63	$3,20 \pm 0,09$	9,1	7,64	$2,93 \pm 0,07$
12,4	10,52	$3,69 \pm 0,10$	12,6	10,63	$3,31 \pm 0,07$
16,4	14,02	$4,05 \pm 0,11$	16,7	14,05	$3,65 \pm 0,07$
22,8	19,31	$4,38 \pm 0,09$	22,6	19,27	$4,01 \pm 0,06$
32,0	27,88	$5,12 \pm 0,10$	32,2	27,97	$4,34 \pm 0,06$
45,9	40,85	$5,51 \pm 0,11$	45,8	40,76	$5,04 \pm 0,08$
66,5	59,90	$6,30 \pm 0,13$	65,5	59,70	$5,54 \pm 0,09$
99,0	88,39	$6,86 \pm 0,16$	94,9	88,51	$5,90 \pm 0,10$
164,6	148,33	$7,76 \pm 0,19$	154,1	146,18	$6,74 \pm 0,13$

$\bar{v}p$			$\bar{v}n$			
$\langle W^2 \rangle$ vrai	$\langle W^2 \rangle$ exp	$\langle n_{ch} \rangle$	avant correction "1 branche"	$\langle W^2 \rangle$ vrai	$\langle W^2 \rangle$ exp	$\langle n_{ch} \rangle$
	1,77	$1,83 \pm 0,08$	1,95		1,62	$1,06 \pm 0,04$
	3,08	$1,97 \pm 0,05$	2,09		3,13	$1,74 \pm 0,07$
7,3	5,04	$2,37 \pm 0,06$	2,51	8,6	5,06	$2,25 \pm 0,08$
10,1	7,51	$2,70 \pm 0,06$	2,84	11,4	7,59	$2,71 \pm 0,09$
13,2	10,47	$3,12 \pm 0,07$	3,25	14,8	10,56	$3,02 \pm 0,10$
17,6	14,04	$3,46 \pm 0,08$	3,58	19,3	13,99	$3,29 \pm 0,10$
23,0	19,29	$3,68 \pm 0,08$	3,79	25,1	19,25	$3,34 \pm 0,09$
32,7	27,58	$4,14 \pm 0,09$	4,23	34,6	28,14	$3,93 \pm 0,10$
46,3	39,97	$4,83 \pm 0,12$	4,90	48,6	40,25	$4,50 \pm 0,13$
66,6	60,63	$5,33 \pm 0,14$	5,38	68,9	62,35	$4,69 \pm 0,14$
96,0	112,58	$6,03 \pm 0,22$	6,06	100,1	111,60	$5,04 \pm 0,21$

Table V.2

Résultats de l'ajustement des distributions de multiplicité
des hadrons chargés avec une expression $\langle n_{ch} \rangle = A + B \log W^2$.

Réaction	Intervalle de W^2 (GeV ²)	A	B	Référence
νp	9 - 200	$-0,09 \pm 0,12$	$1,47 \pm 0,04$	Notre expérience
νn	9 - 200	$-0,06 \pm 0,11$	$1,32 \pm 0,03$	"
$\bar{\nu} p$	9 - 150	$-0,44 \pm 0,15$	$1,35 \pm 0,05$	"
$\bar{\nu} n$	9 - 150	$-0,04 \pm 0,20$	$1,12 \pm 0,06$	"
νp	4 - 200	$0,05 \pm 0,08$	$1,42 \pm 0,03$	[V.2]
νp	10 - 120	$-0,05 \pm 0,11$	$1,43 \pm 0,04$	[V.3]
νn	4 - 200	$-0,20 \pm 0,07$	$1,42 \pm 0,03$	[V.2]
$\bar{\nu} p$	10 - 120	$-0,56 \pm 0,25$	$1,42 \pm 0,08$	[V.3]
$\bar{\nu} p$	4 - 100	$-0,44 \pm 0,13$	$1,48 \pm 0,06$	[V.4]

Des résultats préliminaires avaient été présentés dans la référence [V.1] pour les réactions $\bar{\nu}p$ et $\bar{\nu}n$. Ils ne tenaient pas compte de toutes les corrections de smearing. Nous avons également reporté dans la Table V.2 les valeurs de A et B obtenues dans d'autres expériences ν et $\bar{\nu}$. Nos valeurs sont en accord raisonnable avec celles précédemment obtenues mais nous devons insister sur l'originalité de notre expérience où nous avons traité de manière homogène les 4 réactions considérées.

Les résultats de la dispersion

$$D_- = \sqrt{\langle n_-^2 \rangle - \langle n_- \rangle^2} \quad (5.3)$$

en fonction de $\langle n_- \rangle$, la multiplicité moyenne des hadrons négatifs, sont présentés sur la figure V.4. Les distributions montrent un accroissement linéaire de D_- avec $\langle n_- \rangle$ comme il a déjà été observé dans les interactions lepton hadron [V.2 à V.4] et e^+e^- ou hadron hadron [V.5]. Les résultats de l'ajustement des données avec une expression

$$D_- = a + b \langle n_- \rangle \quad (5.4)$$

sont reportés dans la Table V.3. Dans cette même table nous avons reporté des résultats d'autres expériences pour comparaison. Les valeurs de b que nous trouvons pour les réactions νp ou νn sont en accord raisonnable avec celles trouvées dans d'autres expériences. Nous trouvons une valeur sensiblement plus élevée (0,45) pour $\bar{\nu}p$, quoique compatible avec celle de la référence [V.3], et surtout pour $\bar{\nu}n$ (0,51). Le dernier résultat est en désaccord avec l'interprétation de Wroblewski [V.6] qui observe que l'ensemble des pentes b est le même ($\sim 0,35 - 0,40$) pour toutes les réactions non diffractives (y compris π^+p et pp lorsqu'on soustrait la partie diffractive).

Pour conclure ce paragraphe sur les distributions de multiplicités des hadrons chargés nous devons noter l'accroissement logarithmique de $\langle n_{ch} \rangle$ avec W^2 , l'accroissement linéaire de D_- avec $\langle n_- \rangle$ avec des valeurs en bon accord avec celles des autres expériences. Néanmoins la réaction $\bar{\nu}n$ se singularise par un accroissement plus faible de la multiplicité avec l'énergie et une valeur plus élevée du rapport $D_- / \langle n_- \rangle$ sans que nous ayons d'explication satisfaisante.

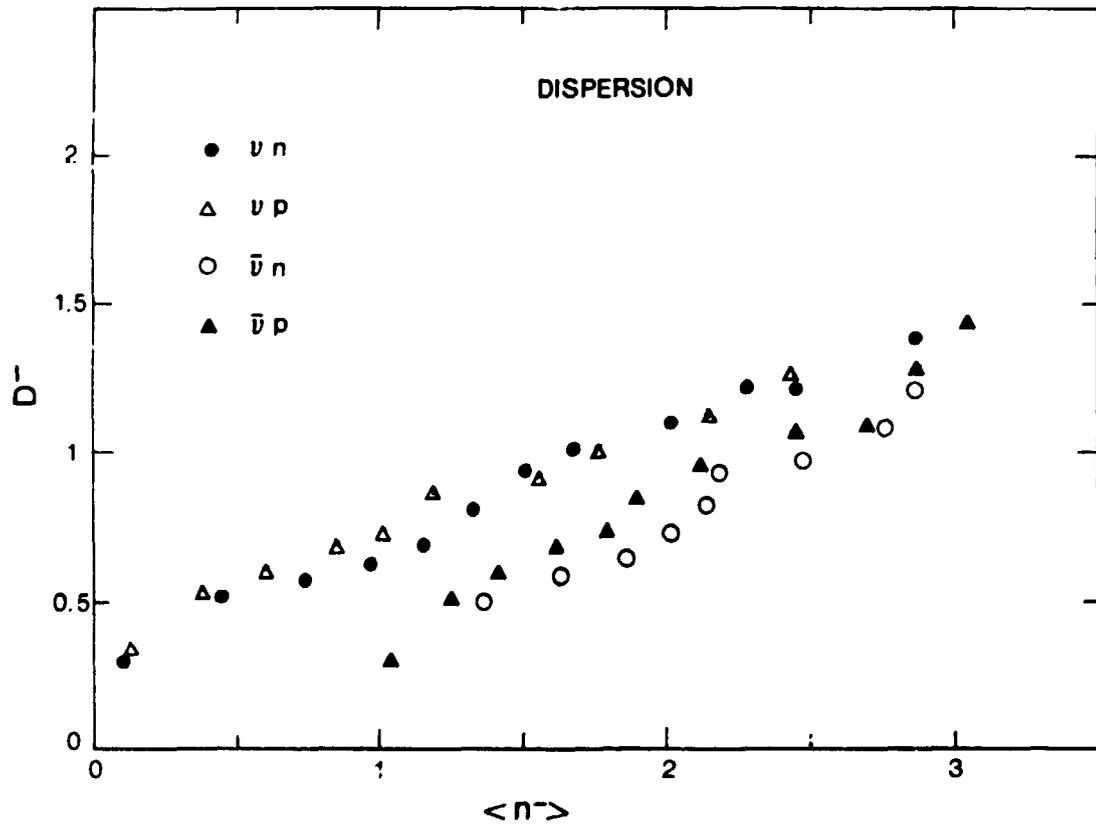


Figure V.4

Table V.3

Résultats de l'ajustement des distributions de la dispersion
des hadrons négatifs D_- avec une expression $D_- = a + b \langle n_- \rangle$.

Réaction	Intervalle de $\langle n_- \rangle$	a	b	Référence
ν_p	0,5 - 2,5	$0,41 \pm 0,03$	$0,34 \pm 0,02$	Notre expérience
ν_n	0,8 - 2,8	$0,26 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,02$	"
$\bar{\nu}_p$	1,3 - 3,1	$-0,04 \pm 0,04$	$0,45 \pm 0,02$	"
$\bar{\nu}_n$	1,7 - 3,3	$-0,27 \pm 0,06$	$0,51 \pm 0,03$	"
ν_p	0,7 - 2,6	$0,35 \pm 0,03$	$0,34 \pm 0,02$	[V.3]
ν_p	0,5 - 3,0	$0,39 \pm 0,02$	$0,34 \pm 0,02$	[V.2]
$\bar{\nu}_p$	1,4 - 3,2	$0,05 \pm 0,07$	$0,40 \pm 0,04$	[V.3]
$\bar{\nu}_p$	0,5 - 3,0	0,34	$0,31 \pm 0,12$	[V.4]
ν_n	0,5 - 3,0	$0,34 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,01$	[V.2]
e^+e^-	3,2 - 5,5	~ 0	$0,34 \pm 0,04$	[V.5a]
π^+p	0,5 - 2,5	0,28	$0,51 \pm 0,01$	[V.5b]
pp	0,25-3,5	0,30	$0,58 \pm 0,01$	[V.5b]
π^-p	1,7 - 4,5	$-0,03 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,01$	[V.5c]
pp ann.	2,0 - 5,0	~ 0	$0,37 \pm 0,02$	[V.5d]

4 - SEPARATION DES FRAGMENTS DU COURANT ET DE LA CIBLE

La production des jets* dans les interactions leptoniques est un phénomène profondément inélastique. En effet, pour des événements à faible énergie dans le centre de masse hadronique W (quelques GeV) il n'y a pas de séparation entre les fragments de la cible et ceux du courant. La séparation des jets vers l'arrière et vers l'avant n'est possible que pour des valeurs de W élevées. On peut visualiser ce phénomène à l'aide des distributions en rapidité dans différentes régions de W . La rapidité est définie, dans le système du centre de masse hadronique, par l'expression :

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_x}{E - P_x} \quad (5.5)$$

Les distributions en rapidité sont présentées sur les figures V.5, 6. Nous observons la forme caractéristique de la distribution en rapidité évoluer lorsque W augmente. L'existence d'un plateau dans cette distribution est visible à partir de 4 GeV et très claire à partir de $W > 6$. Dans ce cas nous pouvons définir les fragments du courant comme les traces à $y^* > 0$ et les fragments de la cible comme les traces à $y^* < 0$ †. Pour des valeurs de $W < 4$ GeV cette séparation n'est pas suffisamment précise en ce sens que le recouvrement cinématique entre l'avant et l'arrière est trop important.

5 - MULTIPLICITES CHARGEES AVANT ET ARRIERE

Nous avons déterminé les multiplicités moyennes $\langle n_B \rangle$ et $\langle n_F \rangle$ des hadrons chargés dans l'hémisphère arrière (x_F ou $y^* < 0$) et dans l'hémisphère avant (x_F ou $y^* > 0$) pour les quatre réactions (V.1) et ce, en fonction de W^2 . Nous avons appliqué une coupure $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ pour l'ensemble de cette analyse.

* On appelle "jet" l'ensemble des hadrons provenant de la fragmentation d'un quark, d'un système de diquark ou d'un gluon.

† Lorsqu'il s'agit de séparer l'avant et l'arrière on peut utiliser indifféremment la variable de Feynman : $x_F > 0$ ($x_F < 0$) ou la rapidité $y^* > 0$ ($y^* < 0$).

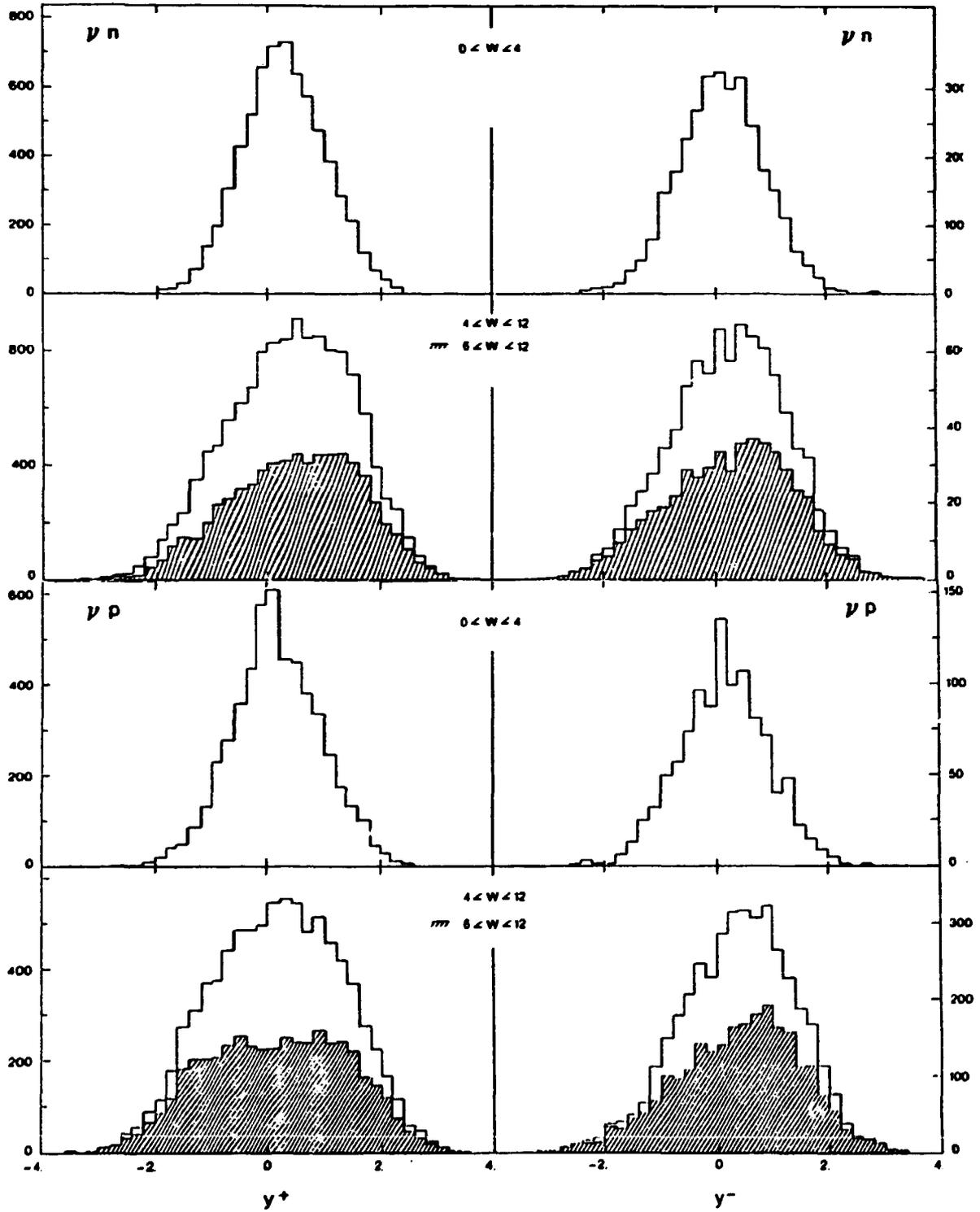


Figure V.5

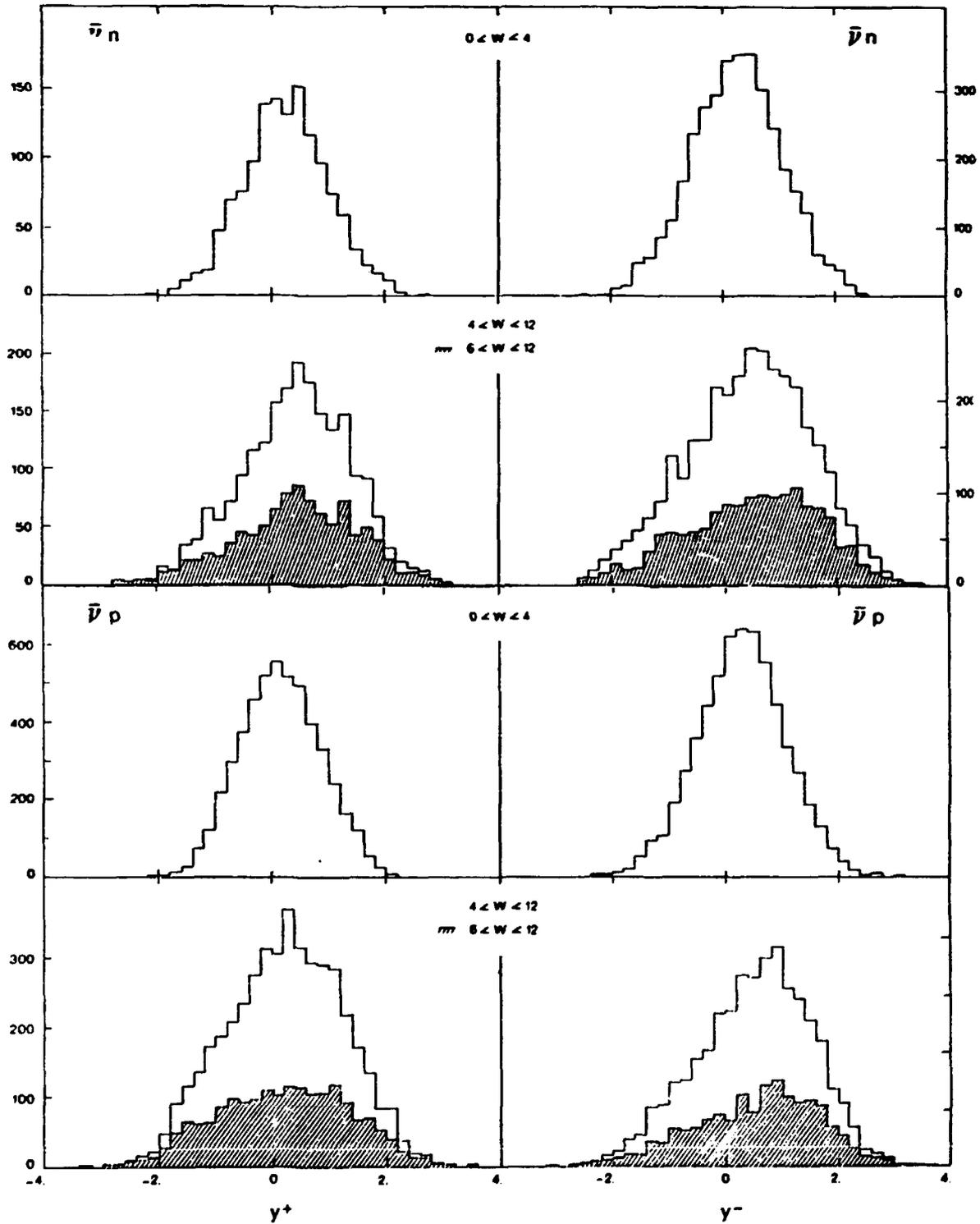


Figure V.6

Les corrections importantes pour cette analyse sont les suivantes :

1. La mauvaise identification des particules fait que des protons produits vers l'arrière peuvent se retrouver dans l'hémisphère avant quand on leur assigne la masse des pions. Nous avons corrigé pour cet effet en utilisant le MC de Lund (voir chapitre IV).
2. Nous avons rejeté les événements avec rediffusion. Il s'ensuit une diminution des multiplicités vers l'arrière car la rediffusion produit essentiellement des particules lentes. Cette diminution est indépendante de W^2 . En effet, la pente des multiplicités vers l'arrière ne change pas sensiblement après cette correction. Nous pouvons le voir en comparant les valeurs des ajustements donnés dans la table V.3 avec celles précédemment publiées en \bar{v} [V.1] qui n'étaient pas corrigées.
3. Les événements à 1 branche ont été pris en compte, comme nous l'avons décrit en V.2, la correction étant limitée aux basses valeurs de W^2 .

Sur la figure V.7 sont montrées les multiplicités chargées moyennes vers l'avant et vers l'arrière pour les réactions νp , νn , $\bar{\nu} p$, $\bar{\nu} n$. Les résultats de l'ajustement à l'expression $\langle n_{ch} \rangle = A + B \ln W^2$ sont donnés dans la table V.4.

Table V.4 - $\langle n_{ch} \rangle = A + B \ln W^2$

Réaction	A	B	W^2	
Avant	νp	$-0,55 \pm 0,12$	$0,89 \pm 0,04$	$5 - 144 \text{ (GeV)}^2$
	νn	$-0,24 \pm 0,09$	$0,81 \pm 0,03$	
	$\bar{\nu} p$	$-0,68 \pm 0,13$	$0,94 \pm 0,04$	
	$\bar{\nu} n$	$-0,45 \pm 0,17$	$0,84 \pm 0,05$	
Arrière	νp	$0,68 \pm 0,13$	$0,55 \pm 0,04$	$8 - 144 \text{ (GeV)}^2$
	νn	$0,33 \pm 0,08$	$0,50 \pm 0,03$	
	$\bar{\nu} p$	$0,39 \pm 0,10$	$0,43 \pm 0,04$	
	$\bar{\nu} n$	$0,67 \pm 0,12$	$0,24 \pm 0,04$	

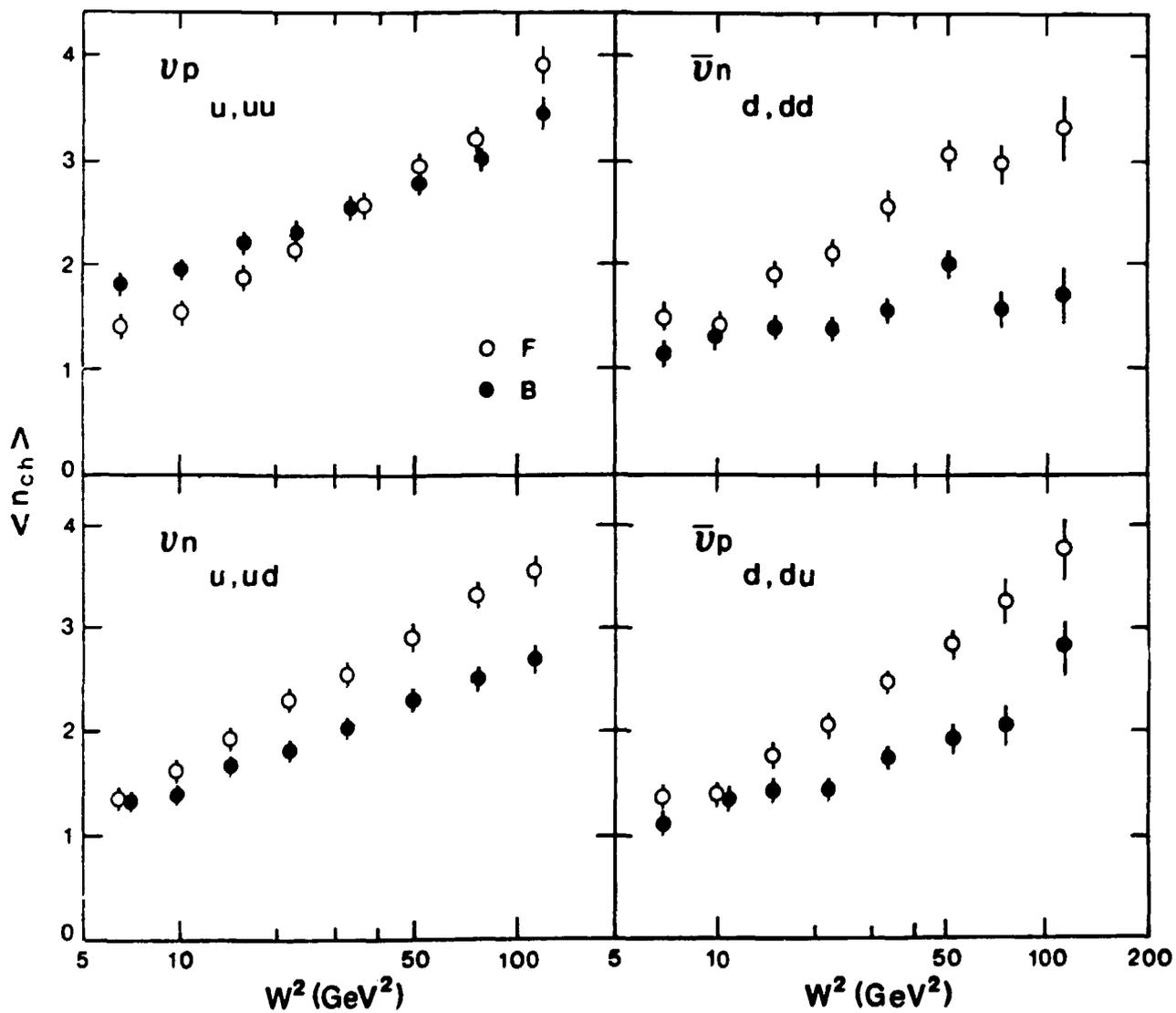


Figure V.7

On remarque une augmentation générale des multiplicités W^2 dans les deux hémisphères, la pente d'accroissement étant plus forte vers l'avant que vers l'arrière. Les valeurs de la pente B sont comparables vers l'avant pour les 4 interactions. Vers l'arrière on remarque une valeur de B nettement plus faible pour les interactions $\bar{\nu}n$. Cet effet ne semble pas être dû à des erreurs expérimentales comme le smearing en énergie, qui n'est pas très différent pour les 4 interactions, ou par la production de baryons étranges dont les rapports de production sont assez proches. En outre, les interactions νn et $\bar{\nu}n$ sont particulièrement propres, n'étant pas affectées par la rediffusion et nécessitant une correction plus faible pour la mauvaise identification des protons.

Si, dans le cadre du modèle élémentaire des partons (cf. figure V.1), on associe l'hémisphère avant avec la fragmentation du quark et l'hémisphère arrière avec la fragmentation du diquark^{*}, on observe que :

$$\begin{aligned}
 B_q &> B_{qq} \\
 B_u &\approx B_d \\
 B_{uu} &\approx B_{ud} > B_{dd} \\
 \bar{n}_{ch}(u) &\approx \bar{n}_{ch}(d) \\
 \bar{n}_{ch}(uu) &> \bar{n}_{ch}(ud) > \bar{n}_{ch}(dd)
 \end{aligned}
 \tag{5.6}$$

L'accord avec le simple modèle des quarks est donc raisonnable. Les différences des valeurs absolues des multiplicités vers l'arrière s'expliquent assez bien par la charge relative des différents systèmes de diquarks $uu(+4/3)$, $ud(+1/3)$, $dd(-2/3)$. Là encore, la principale remarque concerne la faible pente vers l'arrière pour la réaction $\bar{\nu}n$, résultat pour lequel nous n'avons pas trouvé d'explication satisfaisante.

Les valeurs obtenues pour ces multiplicités avant et arrière peuvent être comparées avec celles obtenues par Grässler et al. dans la référence [V.3] pour les réactions νp et $\bar{\nu}p$. L'accord est tout à fait raisonnable.

* On rappelle que le système diquark est "uu" pour νp , "ud" pour νn et $\bar{\nu}p$, et "dd" pour $\bar{\nu}n$.

La même analyse a également été faite pour les événements ayant $x > 0,15$ où x est la variable de scaling de Björken. Cette coupure avait pour but d'éliminer les interactions à petit x où les effets de la mer sont importants. Les différences avec les résultats présentés dans la table V.4 sont faibles. On peut en déduire que les multiplicités ne sont pas significativement différentes pour les interactions sur les quarks de valence ou ceux de la mer. On peut dire aussi que la faible pente mentionnée pour $\bar{\nu}_n$ vers l'arrière ne peut s'expliquer par les interactions $\bar{\nu}$ avec la mer étrange.

6 - LES DISTRIBUTIONS EN x_F

Les distributions invariantes en x_F sont définies par l'expression suivante :

$$F(x_F) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{\pi} \frac{E^*}{P_{\ell_{max}}^*} \frac{dN}{dx_F} \quad (5.7)$$

où $x_F = P_{\ell}^*/P_{\ell_{max}}^*$ est la variable de Feynman, N_{ev} est le nombre total d'événements, E^* et $P_{\ell_{max}}^*$ sont l'énergie et l'impulsion longitudinale maximum de la particule dans le centre de masse du système hadronique.

Cette fonction F décrit le processus de fragmentation d'une façon symétrique car les deux régions de fragmentation sont également considérées et nous pouvons étudier simultanément les produits de la cible et du courant. x_F peut être assimilée à une variable définissant la fragmentation puisqu'il s'agit d'une fraction d'impulsion. La fonction de fragmentation est dans ce cas la distribution non invariante $D(x_F) = 1/N_{ev} * dN/dx_F$ et nous avons la relation $F(x_F) \approx 1/\pi x_F D(x_F)$.

Dans les distributions que nous présentons nous avons considéré seulement les pions. Nous avons corrigé les données pour la mauvaise identification des K et des protons et pour le smearing en énergie ; les événements avec rediffusion ont été rejetés. Toutes ces corrections sont décrites dans le chapitre IV.

Nous avons appliqué les coupures $Q^2 > 1$ et $W > 3$ pour sélectionner la région profondément inélastique. Nous avons également considéré les événements avec $x > 0,15$ pour réduire la contribution des quarks de la mer et faciliter la comparaison avec d'autres données expérimentales.

La figure V.8 montre les distributions de F pour les π^+ et les π^- en ν et $\bar{\nu}$ sur p pour les 4 réactions (V.1).

Pour interpréter les données de manière plus quantitative nous avons ajusté les distributions de la figure V.8 par l'expression :

$$F(x_F) = \alpha (1 - |x_F|)^\beta \quad (5.8)$$

qui est prédite par un modèle basé sur des règles de comptage des quarks [V.7]*. L'ajustement est fait dans les deux régions de fragmentation séparément. L'expression (5.8) étant plutôt valable seulement à grand x_F ($x_F \rightarrow 1$), nous avons considéré seulement les points avec $|x_F| > 0,2$; en outre nous avons éliminé les points à $|x_F| > 0,9$ où le nombre des traces est très faible. Les résultats des ajustements sont présentés dans la table V.4.

Dans le modèle simple des quarks-partons le π^+ (π^-) est considéré comme particule "leading" (c'est-à-dire la particule qui contient le quark qui se fragmente) en ν ($\bar{\nu}$) où un W^+ (W^-) est échangé. Réciproquement le π^- (π^+) est une particule "non-leading" en ν ($\bar{\nu}$).

Les figures V.8 montrent que les pions "leading" sont produits abondamment à x_F relativement grands et les pions non "leading", qui sont supprimés dans la région vers l'avant, montrent une distribution plus symétrique.

Plus quantitativement nous considérons les résultats de la table V.4 et nous pouvons faire les remarques suivantes :

1. $D_u^{\pi^+}$ en νp et νn est comparable à $D_d^{\pi^-}$ en $\bar{\nu} p$ et $\bar{\nu} n$, l'exposant β est faible ($\sim 1,6$) ce qui correspond à une production de particules "leading" jusqu'à de larges valeurs de x_F . $D_u^{\pi^-}$ en ν et $D_d^{\pi^+}$ en $\bar{\nu}$ sont aussi comparables mais dans cas β est environ deux fois plus grand que pour les particules "leading".
2. Dans l'hémisphère arrière β est plus petit pour les π^+ (π^-) que pour les π^- (π^+) dans les réactions νp ($\bar{\nu} n$) qui concernent les diquarks "uu(dd)". Cela ne s'explique pas dans le modèle des partons simples où le diquark fait partie du baryon final et la distribution des π^+ et des π^- vers l'arrière doit être symétrique. Deux explications complémentaires peuvent être données à la différence observée dans les données :

* Dans ce modèle on considère les diagrammes QCD ponctuels de production d'un hadron à partir d'un quark et l'exposant β dans la (5.8) est lié à la somme des quarks "actifs" dans les diagrammes considérés.

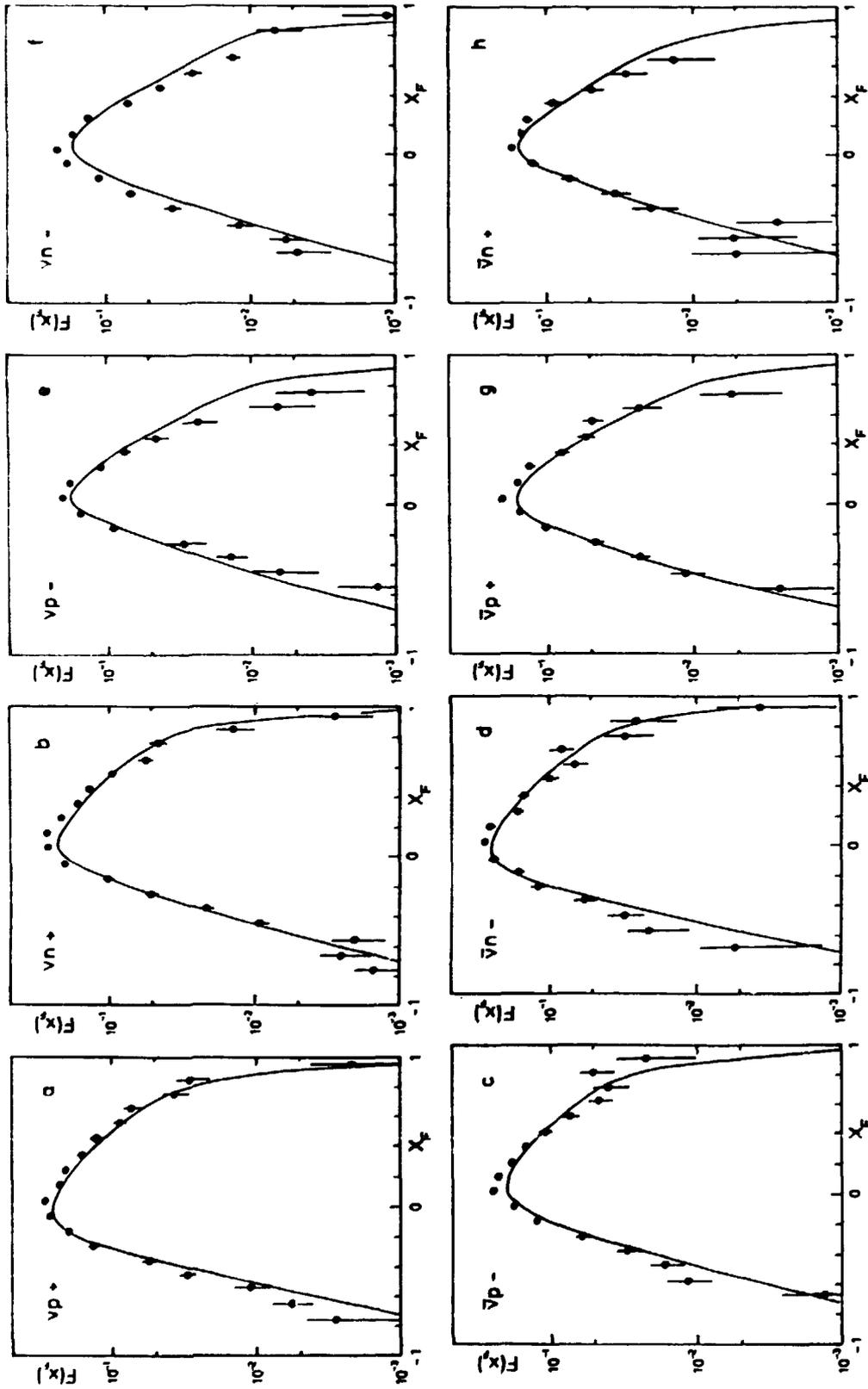


Figure V.8

Table V. 5

Résultats de l'ajustement des distributions invariantes $F(x_F)$ avec une expression du type $\alpha (1 - x_F)^{\beta^*}$.

Les valeurs entre parenthèses sont obtenues par Allen et al. [V.11] dans l'hydrogène.

AVANT $0,2 < x_F < 0,9$				
	β	α		
	Charge +		Charge -	
v_p	$1,6 \pm 0,1$	$0,29 \pm 0,02$	$3,4 \pm 0,3$	$0,27 \pm 0,03$
	$(1,43 \pm 0,08)$	$(0,233 \pm 0,012)$	$(2,49 \pm 0,17)$	$(0,174 \pm 0,014)$
v_n	$1,6 \pm 0,1$	$0,31 \pm 0,02$	$3,3 \pm 0,2$	$0,30 \pm 0,02$
	Charge -		Charge +	
\bar{v}_p	$1,6 \pm 0,2$	$0,28 \pm 0,02$	$2,7 \pm 0,2$	$0,30 \pm 0,02$
	$(1,49 \pm 0,15)$	$(0,241 \pm 0,021)$	$(2,65 \pm 0,24)$	$(0,212 \pm 0,025)$
\bar{v}_n	$1,5 \pm 0,2$	$0,25 \pm 0,03$	$3,1 \pm 0,4$	$0,27 \pm 0,04$
ARRIERE $-0,9 < x_F < -0,2$				
	β	α		
	Charge +		Charge -	
v_p	$3,9 \pm 0,4$	$0,38 \pm 0,04$	$5,3 \pm 0,9$	$0,15 \pm 0,03$
	$(3,71 \pm 0,16)$	$(0,391 \pm 0,029)$	$(5,48 \pm 0,48)$	$(0,176 \pm 0,032)$
v_n	$5,5 \pm 0,4$	$0,25 \pm 0,04$	$4,3 \pm 0,4$	$0,22 \pm 0,03$
	Charge -		Charge +	
\bar{v}_p	$4,7 \pm 0,5$	$0,21 \pm 0,04$	$5,0 \pm 0,6$	$0,26 \pm 0,03$
	$(4,40 \pm 0,53)$	$(0,213 \pm 0,046)$	$(4,54 \pm 0,50)$	$(0,234 \pm 0,048)$
\bar{v}_n	$4,0 \pm 0,6$	$0,29 \pm 0,06$	$5,3 \pm 1,2$	$0,13 \pm 0,05$

* Les règles des comptages des quarks prévoient des limites larges et très peu contraignantes.

- Nous observons dans nos données la production de Δ^{++} (dont la composition en quarks est "uuu") dans la réaction νp . Nous faisons l'hypothèse qu'il y a également production de Δ^- (ddd) dans la réaction $\bar{\nu} n$. Quand un Δ^{++} (Δ^-) est produit il se désintègre en $\pi^+ p$ ($\pi^- n$) qui donne de préférence un π^+ (π^-) produit avec une grande valeur négative de x_F .
 - Indépendamment de la production de Δ différents modèles [V,8,9,10] font l'hypothèse que le système de diquark ne se comporte pas comme un objet indissociable mais peut se briser dans certains cas : si cela se vérifie nous nous attendons à avoir plus de π^+ (π^-) en νp ($\bar{\nu} n$) que ceux prédits par le simple modèle des partons. Nous reviendrons sur ce point par la suite.
3. Toujours dans l'hémisphère arrière, dans les réactions νn et $\bar{\nu} p$ (système de diquark "ud") β est un peu plus petit pour les π^+ que pour les π^- .

Les courbes montrées sur la figure V.8 sont les prédictions absolues du modèle de Lund :

- Dans l'hémisphère avant, l'accord du modèle avec les données est bon pour les particules "leading" ; pour les particules non "leading" le modèle tend à surestimer les données pour de grandes valeurs de x_F .
- Dans l'hémisphère arrière l'accord est, en général, bon.
- Le modèle tend systématiquement à sous-estimer les données à $x_F < 0$.

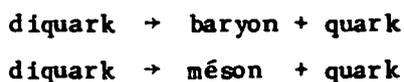
Nous avons analysé les données pour $x > 0,15$ mais nous avons vérifié que, sans cette coupure, les distributions en x_F et les valeurs de α et β ne sont pas sensiblement modifiées. Ceci signifie que la présence des quarks de la mer n'altère pas les distributions en x_F des pions.

Sur la figure V.9 nous présentons les rapports des distributions des π^+ et des π^- en fonction de x_F dans l'hémisphère arrière. Ce rapport donne des informations sur la fragmentation du diquark (voir par exemple réf. [V.9]).

Nous observons une faible dépendance du rapport en fonction de x_F pour les réactions $\bar{\nu} p$ et νn , une nette augmentation pour la réaction νp et une claire diminution pour la réaction $\bar{\nu} n$. Ces observations confirment celles que nous avons faites pour les distributions séparées des π^+ et des π^- . Comme

nous l'avons déjà signalé dans le modèle simple des partons, nous nous attendons à avoir autant de π^+ que de π^- vers l'arrière. Le modèle de Lund considère les effets de la charge et du spin des différents systèmes de diquarks de la cible et prédit le rapport de production des baryons faisant partie d'un décuplet et des baryons faisant partie d'un octet. Les pions observés sont produits, soit directement dans le processus de fragmentation, soit provenant de la désintégration d'un Δ ou N^* .

La brisure du diquark est aussi prise en considération dans le modèle de Sukhatme et al. [V.16] qui considère les deux processus de base :



et les fonctions de répartition de l'impulsion sont fixées par les règles de comptage des quarks [V.7].

Dans les deux modèles, la probabilité de cassure du diquark est 50 %. Les prédictions des deux modèles sont montrées sur la figure V.9 : l'accord avec les données n'est pas très bon mais nous pouvons néanmoins affirmer que les données sont en accord avec un taux de brisure non négligeable du diquark avant fragmentation.

Ces résultats concernant la fragmentation du diquark sont en accord avec d'autres résultats obtenus dans la même expérience à partir de la production de Λ [V.12] ou même dans une autre expérience neutrino [V.13].

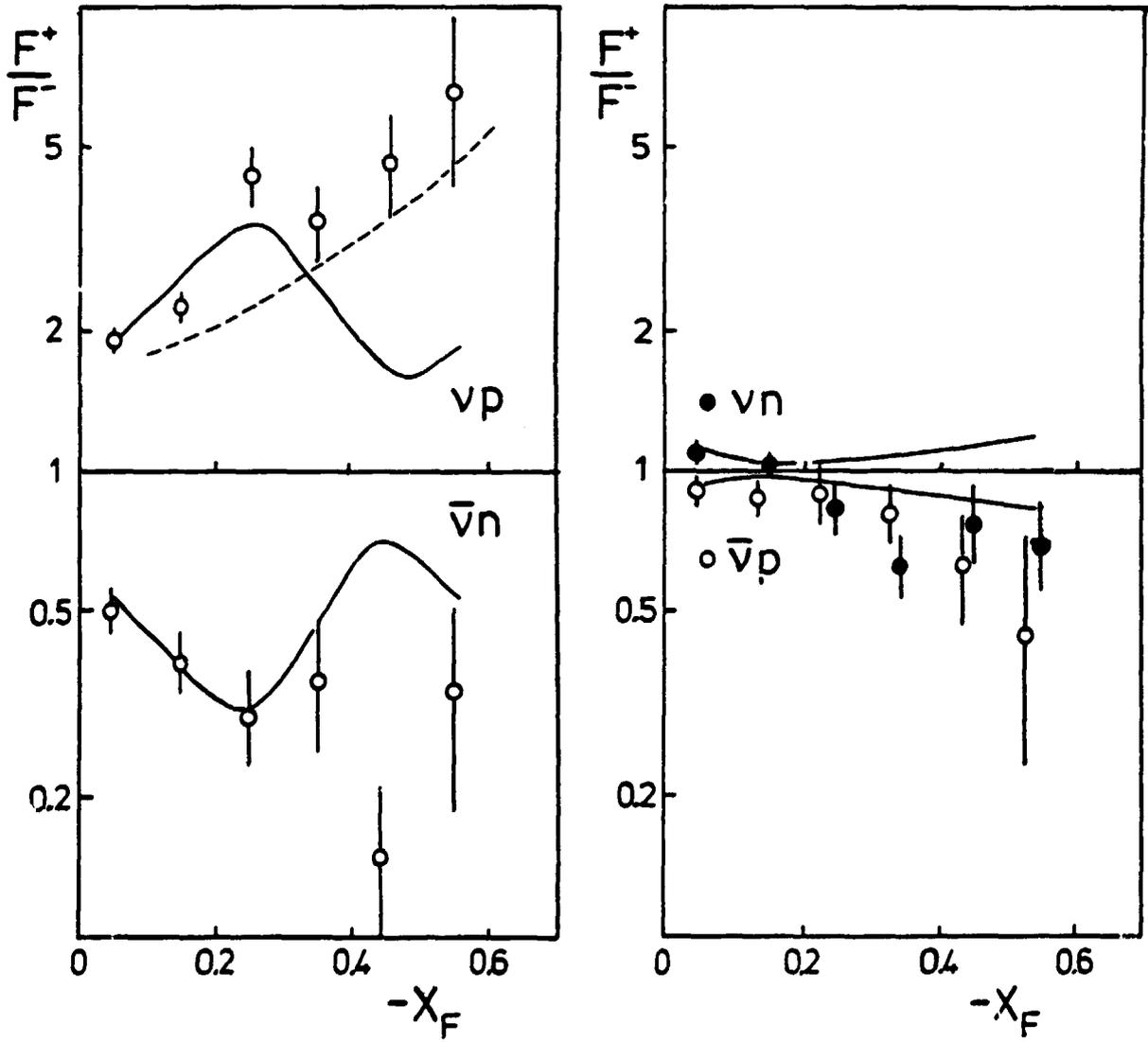


Figure V.9

REFERENCES

- [V.1] S. Barlag et al., Z. Phys. C11 (1982) 283.
- [V.2] D. Zieminska et al., Phys. Rev. D27 (1983) 47.
- [V.3] H. Grässier et al., Nucl. Phys. B223 (1983) 269.
- [V.4] M. Derrick et al., Phys. Rev. D17 (1978) 1 et Phys. Rev. D25 (1982) 624.
- [V.5] a) Ch. Berger et al., Phys. Lett. 95B (1980) 313 ;
b) J. Whitmore, Phys. Rep. 27 (1976) 187 ;
c) R. Barloutaud et al., Nucl. Phys. B176 (1980) 285 ;
d) R.M. Robertson et al., Phys. Rev. D21 (1980) 3064.
- [V.6] A. Wroblewski, Proc. of the XII Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Notre Dame, 1981.
- [V.7] J. Gunion, Proc. of the XI Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Bruges, 1980.
- [V.8] B. Andersson et al., Z. Phys. C13 (1982) 361 et references à l'intérieur ;
B. Andersson et al., Phys. Rep. 97C (1983) 31.
- [V.9] U.P. Sukhatme, K.E. Lassila and R. Orava, Phys. Rev. D25 (1982) 2975.
- [V.10] A. Bartl, H. Fraas and W. Majerotto, Phys. Rev. D26 (1982) 1061 ;
S. Fredriksson et J.I. Larsson, Phys. Rev. D28 (1983) 255.
- [V.11] P. Allen et al., Nucl. Phys. B214 (1983) 369.
- [V.12] D. Allasia et al., Papier en préparation.
- [V.13] C.C. Chang et al., Phys. Rev. D27 (1983) 2776.
- [V.14] A.G. Tenner et M.E.J. Wigmans, "Measurement of 1 prong in the antineutrino deuterium experiment", NIKHEF-H/82-3.

Chapitre VI

LES FONCTIONS DE FRAGMENTATION

1 - INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous étudions les fonctions de fragmentation des hadrons produits dans les interactions de ν et $\bar{\nu}$ et en particulier leur variation avec Q^2 , W^2 et y . Cette étude a fait l'objet de deux publications qui sont présentées en annexe du chapitre. Nous résumons auparavant brièvement l'objet de cette étude, la comparaison des données des deux expériences WA25 et WA47 avant de présenter les résultats.

Dans le chapitre 1 nous avons vu que la variation avec Q^2 des fonctions de fragmentation peut être décrite, dans QCD au premier ordre, à l'aide de l'équation d'Altarelli-Parisi. QCD au deuxième ordre fait intervenir une dépendance en x (brisure de factorisation). L'équation d'Altarelli-Parisi est alors plus compliquée et sa comparaison avec les résultats expérimentaux nécessite une statistique et une précision dans la détermination des fonctions de fragmentation qui ne peut pas être atteinte dans les interactions de ν en chambre à bulles. Une méthode plus simple, du point de vue expérimental pour vérifier QCD au deuxième ordre consiste à étudier les double moments des fonctions de fragmentation ; cette méthode a aussi été décrite dans le chapitre 1.

Dans les deux articles joints à ce chapitre nous avons étudié :

- Les fonctions de fragmentation des hadrons produits dans les interactions de ν ($\bar{\nu}$) dans le deutérium (WA25) et en particulier une comparaison directe de la dépendance en Q^2 avec une solution de l'équation d'Altarelli-Parisi au premier ordre.

- Les double moments des fonctions de fragmentation des hadrons produits dans les interactions de ν ($\bar{\nu}$) avec le néon (WA47) ont été comparés aux prédictions du deuxième ordre de QCD.
- La dépendance en y qui donne des informations sur les effets dus aux torsions d'ordre supérieur (voir chapitre I). à partir des données du "deutérium" et des données du "néon".

2 - COMPARAISON DES EXPERIENCES WA25 ET WA47

Nous avons décrit les deux expériences dans le chapitre IV et nous rappelons ici les éléments les plus importants pour cette analyse.

2.a - Domaine cinématique

Les données ont été analysées dans ce chapitre avec une coupure globale $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$. Les nombres d'événements correspondants ainsi que les valeurs moyennes de W et Q^2 sont présentées dans la table ci-dessous.

	D ₂		Ne	
	ν	$\bar{\nu}$	ν	$\bar{\nu}$
$\langle W \rangle$	5,3	4,2	8,	6,
$\langle Q^2 \rangle$	11,6	6,0	18,	10,
N _{ev}	7300	4550	3100	1000

Il faut noter que le nombre d'événements correspondant aux données sur deutérium est plus faible que celui présenté dans d'autres chapitres ; il correspond à celui de l'article 1 qui a été écrit alors que l'on ne disposait pas de la statistique totale.

Dans l'expérience D₂, nous avons un plus grand nombre d'événements mais la valeur moyenne de W et de Q^2 est plus faible. Pour des valeurs faibles ($W \sim 2-3 \text{ GeV}$) des variables cinématiques des effets d'espace de phase peuvent simuler la dépendance en Q^2 et W comme cela a été souligné dans le premier article.

Malheureusement il est difficile d'évaluer quantitativement ces effets cinématiques car les modèles de fragmentation, comme le modèle de FF et de Lund, ne sont valables que dans la région profondément inélastique

($W > 5$ GeV) où ils donnent une description des données également satisfaisantes (voir chapitre IV). Pour des faibles W les modèles de Lund et de FF donnent des résultats contradictoires. Nous remarquons que la seule différence entre les deux modèles à faible W devrait être la corrélation entre le jet de la cible et le jet du courant qui est présenté dans le Lund et absente dans le FF (la production de paires baryon-antibaryon étant négligeable pour $W < 5$ GeV). Cette corrélation avant-arrière ne devrait pas influencer la région des grands z où nous ne devrions trouver que des fragments du courant, mais comme nous le voyons sur la figure VI.1 les modèles ne sont pas en accord même à grand z . Sur cette figure nous montrons la dépendance en Q^2 de la fonction de fragmentation des π^+ et K^+ en ν pour $0,6 < z < 0,9$ prédite par des différents modèles pour $W > 3$ et $W > 5$ GeV. Nous remarquons le même comportement pour le modèle de FF et le modèle d'espace de phase longitudinal. Pour le modèle de Lund nous remarquons une dépendance en Q^2 qui semble être due aux événements à faible W car pour $W > 5$ GeV cette dépendance est très atténuée.

Ce problème est moins important dans l'expérience WA47 car la valeur moyenne de W est plus élevée et le nombre d'événements avec $W < 5$ GeV est plus faible. Dans cette expérience par contre la statistique est plus faible.

2.b - Les corrections

Les méthodes utilisées pour corriger l'énergie dans les deux expériences sont différentes. Dans l'expérience D₂ nous avons utilisé la méthode de Heilman [VI.1] qui sous-estime l'énergie et qui nous oblige à appliquer une correction de smearing relativement importante (voir chapitre IV). Dans l'expérience Ne l'énergie est mieux connue car dans ce liquide lourd la perte des neutres est faible et une correction par un facteur constant suffit (voir deuxième article) pour reproduire correctement l'énergie du ν avec un smearing faible que nous négligeons.

Dans l'expérience WA25 nous avons corrigé pour la mauvaise identification des particules. Cette correction n'a pas été appliquée dans l'analyse du Néon (qui est plus ancienne) mais nous avons vérifié que la contamination des protons dans les pions n'introduit pas de biais dans les variations en Q^2 et W^2 à grand W^2 et à grand z .

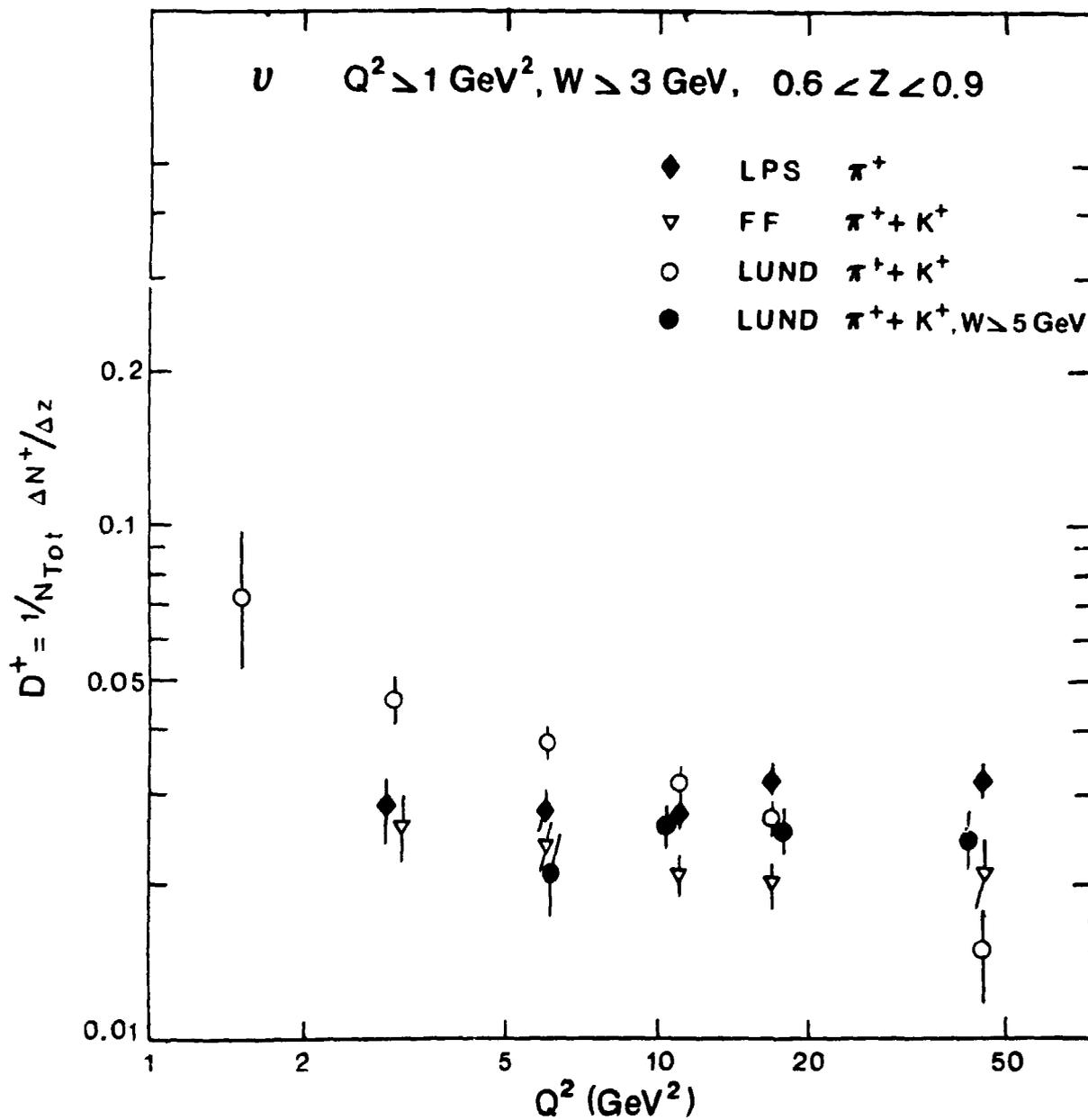


Figure VI.1

Sur la figure VI.2 nous montrons une comparaison des fonctions de fragmentation dans le D_2 et dans le Ne ; nous avons dans ce cas sélectionné et corrigé les événements du Ne de la même manière que ceux du D_2 . En particulier nous avons utilisé la même correction en énergie. Comme cela a été remarqué dans le deuxième papier, la perte plus grande des neutres dans le deutérium et donc la plus grande correction en énergie conduit à une distribution en z systématiquement plus élevée pour le deutérium que pour le néon, comme nous le voyons sur la figure VI.2 où les données ne sont pas corrigées par le smearing.

3 - PRESENTATION DES RESULTATS

Les résultats des deux expériences sont complémentaires à cause des méthodes d'analyse utilisées et du domaine cinématique différent qu'elles couvrent.

3.a - Fonctions de fragmentation en fonction de W^2 et de Q^2 (Article 1)

Dans l'expérience deutérium nous avons observé une dépendance en Q^2 des fonctions de fragmentation. Si on considère les grandes valeurs de z ($z > 0,4$) nous remarquons que les fonctions de fragmentation des π^+ en ν et des π^- en $\bar{\nu}$ (figure 2 a, b article 1) ont un comportement comparable aux fonctions de fragmentation non-singlet (figure 2 c, d article 1). Cela nous a permis de faire un ajustement avec une solution non-singlet de l'équation de Altarelli-Parisi au premier ordre ; l'accord avec QCD est bon mais nous avons négligé ici les possibles effets cinématiques et la brisure de factorisation prévue au deuxième ordre. La dépendance en Q^2 et la brisure de factorisation (dépendance en x) donnent une dépendance en W^2 qui n'est pas très prononcée dans nos données comme cela est montré sur la figure la de l'article 1. Nous avons comparé nos résultats avec ceux à plus grand W de l'expérience EMC [VI.2] qui utilise un faisceau de μ . L'accord des deux expériences est bon pour les valeurs de W communes. Dans tous l'intervalle en W^2 couvert nous observons une décroissance des fonctions de fragmentation lorsque W^2 augmente. Cette décroissance est très faible à faible W ($W^2 < 50 \text{ GeV}$).

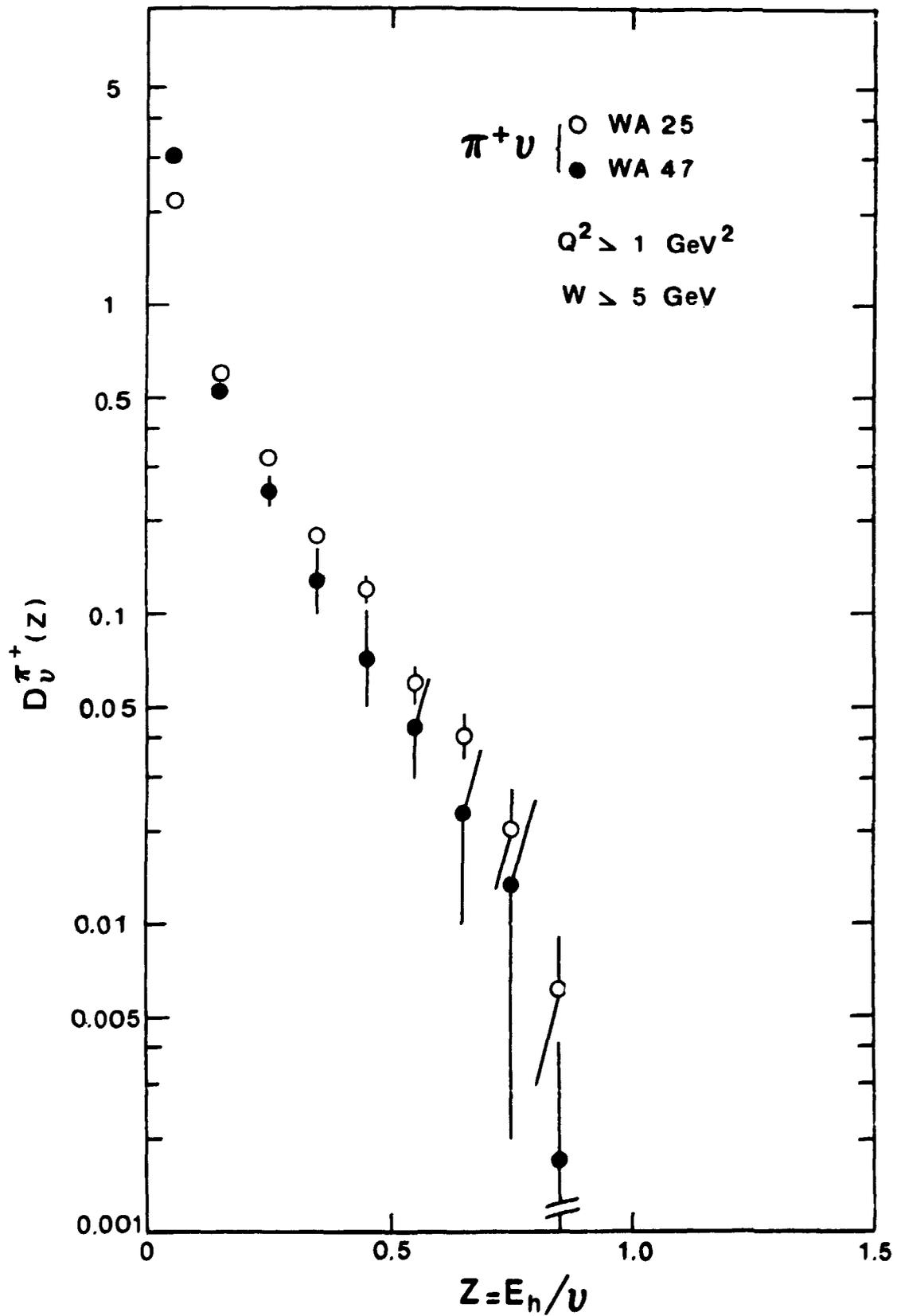


Figure VI.2

A plus grand W la brisure de factorisation devient plus importante comme cela a été aussi montré dans l'analyse du néon qui concerne la contribution non-singlet aux double moments des fonctions de fragmentation pour laquelle la prédiction de QCD est particulièrement simple.

3.b - Les double moments (Article 2)

Les double moments des fonctions de fragmentation sont définis expérimentalement par l'expression suivante :

$$D_{NM}^h(Q^2) = \frac{\int \int z^{M-1} x^{N-2} S_1^h(x, z, Q^2) dx dz}{\int x^{N-2} F_1(x, Q^2) dx} \quad (6.1)$$

où $F_1(x, Q^2)$ est une des trois fonctions de structure et $S_1^h(z, x, Q^2)$ est la section efficace totale de production du hadron h (ou fonction de fragmentation généralisée) (voir chapitre I). La contribution non-singlet s'écrit $D_{NM}^{NS} = D_{NM}^{h+} - D_{NM}^{h-}$. Sur la figure 5 (article 2) nous montrons la dépendance de D_{NM}^{NS} en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de N et M . La brisure de factorisation est évidente car pour une valeur de M fixée D_{NM}^{NS} dépend de N . Les courbes montrées sur la figure 5 (article 2) sont le résultat d'un ajustement à l'expression QCD au premier ordre :

$$D_{NM}(Q^2) = C_{NM} (\alpha_s)^{d_{NS}^M} \quad (6.2)$$

Les valeurs (article 2) de C_{NM} et Λ_{NM} qui s'obtiennent par l'ajustement sont montrées dans la table 1, article 2. On remarque que les valeurs de Λ obtenues sont considérablement plus élevées que celles en général acceptées.

L'étude de la brisure de factorisation prévue par QCD au deuxième ordre a été faite à l'aide de rapports des double moments [VI.3] :

$$R_{NM}^{N'M'} = \frac{D_{N'M'}}{D_{N'M}} = \frac{D_{NM'}}{D_{NM}} \quad (6.3)$$

Les résultats sont donnés sur la figure 6 (article 2) qui montre la dépendance en Q^2 de $R_{NM}^{N'M'}$. L'accord avec les prédictions au deuxième ordre (courbe en trait plein) est meilleur qu'avec celles du premier ordre (courbe en trait hachuré).

3.c - Les torsions d'ordre supérieur (Articles 1 et 2)

Pour ce qui concerne la dépendance en y prédite par les effets des torsions d'ordre supérieur, elle n'a pas été observée dans l'expérience WA47 (voir figure 8 article 2). Ce résultat a été confirmé dans l'article de WA25 (voir figure 3 article 1) où on montre qu'une dépendance en y est présente dans les fonctions de fragmentation seulement à faible W où elle est bien reproduite par des effets purement cinématiques [VI.4]. Il est difficile d'exclure complètement une contribution des effets des torsions d'ordre supérieur mais une telle contribution, si elle existe, est nécessairement faible.

En conclusion, les résultats des deux expériences sont en bon accord avec les prédictions de QCD mais ils n'apportent pas une preuve de la validité de la théorie en raison des erreurs expérimentales relativement grandes et de la difficulté théorique d'interpréter ce qui se passe à faible W où des effets cinématiques de nature diverse l'emportent sur les effets dynamiques.

REFERENCES du CHAPITRE VI

[VI.1] H.G. Heilman, University of Bonn, Internal note WA21 Int. 1 (1978).

[VI.2] J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 114B (1982) 373.

[VI.3] N. Sakai, Phys. Lett. 85B (1979) 67.

[VI.4] P. Mazzanti, R. Odorico and V. Roberto, Phys. Lett. 98B (1981) 360.

FRAGMENTATION FUNCTIONS IN HIGH ENERGY ν AND $\bar{\nu}$ DEUTERIUM INTERACTIONS

Amsterdam—Bergen—Bologna—Padova—Pisa—Saclay—Torino Collaboration

D. ALLASIA [§], C. ANGELINI ^ε, S. BARLAG ^α, L. BERTANZA ^ε, F. BIANCHI [§], A. BIGI ^ε, V. BISI [§],
 F. BOBISUT ^δ, T. BOLOGNESE [†], E. CALIMANI ^δ, R. CASALI ^ε, P. CAPILUPPI ^ε, S. CIAMPOLILLO ^δ,
 J. DERKAOUI ^ε, M.L. FACCINI-TURLUER [†], R. FANTECHI ^ε, V. FLAMINIO ^ε, A.G. FRODESEN ^b,
 D. GAMBA [§], G. GIACOMELLI ^ε, B. GRUNG ^b, A. HALSTEINSLID ^b, A. HORNAES ^b, H. HUZITA ^δ,
 B. JONGEJANS ^α, M. LORETI ^δ, C. LOUEDEC [†], G. MANDRIOLI ^ε, A. MARZARI-CHIESA [§],
 P. MAZZANTI ^ε, L. MOSCA [†], K. MYKLEBOST ^b, A. NAPPI ^ε, R. PAZZI ^ε, G.M. PIERAZZINI ^ε,
 L. RICCATI [§], A. ROMERO [§], A.M. ROSSI ^ε, A. SCONZA ^δ, P. SERRA-LUGARESÌ ^ε,
 G.W. van APeldoorn ^α, P. van DAM ^α, D. VIGNAUD [†], C. VISSER ^α, R. WIGMANS ^α

^α NIKHEF-H, Amsterdam, The Netherlands.^b Institute of Physics, University of Bergen, Norway^c Istituto di Fisica dell'Università di Bologna, Bologna, Italy
and INFN, Sezione di Bologna, Italy^d Istituto di Fisica dell'Università di Padova, Padua, Italy
and INFN Sezione di Padova Italy^e Istituto di Fisica dell'Università di Pisa, Pisa, Italy
and INFN, Sezione di Pisa, Italy[†] Département de Physique des Particules Élémentaires, CEN Saclay, France[§] Istituto di Fisica dell'Università di Torino, Turin, Italy
and INFN, Sezione di Torino, Italy

Received 16 February 1983

Quark fragmentation functions are studied in charged current ν and $\bar{\nu}$ interactions in deuterium. The W^2 , Q^2 and y dependences are compared with the predictions of first order QCD and with those of higher twists. The W^2 dependence is a small effect in our kinematical range and our data are well linked to the higher W^2 muon scattering experiment. The Q^2 dependence of non singlet fragmentation functions is well reproduced by first order QCD but part of this dependence could be due to some low W kinematical effect. The y - z factorization breaking seems to be a low W effect but a small higher twist term, as predicted by Berger cannot be excluded.

Hadron production has been extensively studied in deep inelastic lepton-nucleon scattering. It has been used to test scaling and factorization properties of quark fragmentation functions in neutrino-nucleon scattering [1,2] and more recently in muon-nucleon scattering [3,4]. In this letter we report a study of the quark fragmentation functions obtained from charged current (anti)neutrino interactions in deuterium. We investigate the W^2 dependence of these fragmentation functions and compare them to the recent data obtained in a higher W^2 range by a μp scattering

experiment [4]. The Q^2 dependence is compared with first order QCD predictions. Finally the y dependence is analyzed in order to test the presence of a higher twist contribution as suggested by Berger [5].

The BEBC bubble chamber filled with deuterium was exposed to the CERN-SPS wide band neutrino and antineutrino beams. The data presented are based on the analysis of 38 000 ν and 125 000 $\bar{\nu}$ pictures. Charged current (CC) events were selected using the two-plane External Muon Identifier (EMI). The (anti)neutrino energy was determined for each event using

the method explained in ref. [6]. To obtain a sample of events with good EMI geometrical acceptance, only events with $p_\mu > 4 \text{ GeV}/c$ were retained. More experimental details are given elsewhere [7,8]. In the present analysis $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ was always required to reduce the quasi-elastic contribution. The resulting number of CC neutrino (antineutrino) events is 7300 (4550). The average neutrino (antineutrino) energy is 57 (42) GeV. The mean value of Q^2 is 11.6 (6.0) GeV^2 and the mean value of the total hadronic mass W is 5.3 (4.2) GeV.

The differential cross section for semi-inclusive pion production in (anti)neutrino interactions

$$\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^{(\pm)} + \pi + X \quad (1)$$

may in general be written as:

$$\frac{d\sigma(x, Q^2, z)}{dx dQ^2 dz} = \frac{d\sigma(x, Q^2)}{dx dQ^2} D^\pi(x, Q^2, z), \quad (2)$$

where $D^\pi(x, Q^2, z)$ is the π fragmentation function. The Bjorken variable is defined as $x = Q^2/2m\nu$ and the energy fraction z , carried by the pion, as:

$$z = p_\pi p_N / p_N Q = E_\pi / \nu \quad \text{where } \nu = E_\nu - E_\mu.$$

Experimentally D^π is determined as:

$$D^\pi(x, Q^2, z) = [N_{ev}(x, Q^2)]^{-1} dN/dz. \quad (3)$$

In the framework of the Quark Parton Model (QPM) the dominant mechanism for reactions (1) is the interaction of the exchanged W -boson with a (u) d-quark to give a (d) u-quark which fragments into hadrons in (anti)neutrino interactions, leaving a di-quark spectator system which produces target fragments. In this picture the fragmentation function is independent of x and the scaling hypothesis excludes a Q^2 dependence; therefore the fragmentation function should depend only on z . There is no reliable way to separate the current fragmentation region from the target fragmentation region if the effective mass of the hadronic system is not sufficiently high. Applying the cut $W > 3 \text{ GeV}$ we define as current fragments the particles going forward in the hadronic cms ($x_F > 0$, where $x_F = 2p_{||}/W$ is the Feynman variable).

This analysis concerns forward going tracks and mainly the so-called leading ones (π^+ in ν interactions and π^- in $\bar{\nu}$ interactions). The π^- sample is rather clean, being contaminated only by a small amount of K^- and \bar{p} . The π^+ sample is contaminated by unidenti-

fied protons and by a small amount of K^+ . The proton contamination comes mainly from two sources which affect differently the z distribution. First some unidentified backward going protons are shifted to the forward region if the π mass is assigned to them; this effect decreases with increasing W^2 and is essentially Q^2 independent. The second source is the forward $\bar{p}p$ production as it was observed in a μN experiment [3] at higher W^2 ; it affects mainly high z values. The proton contamination has been evaluated using the Lund Monte Carlo [9] which reproduces rather well our data [10]. Due to our W^2 range the second source introduces a small (few percent) correction in the z distribution but the first source can give a correction which reaches its maximum value (35%) at low W^2 ($W^2 < 16 \text{ GeV}^2$) and moderate z ($z < 0.2$), and decreases to a few percent at high values of W^2 and z .

We have also used the Lund Monte Carlo to correct our events for the small K^+ contamination and for the smearing introduced by the method used for the determination of the (anti)neutrino energy. The last correction becomes important for $z > 0.8$ region where the number of tracks is very small.

In figs. 1a and b the fragmentation functions for π^+ in ν interactions and π^- in $\bar{\nu}$ interactions are shown as a function of W^2 for four z intervals. The data were corrected for smearing and proton misidentification. The following remarks can be made:

(i) The fragmentation functions $D_{\nu^+}^{\pi^+}(z, W^2)$ and $D_{\bar{\nu}^-}^{\pi^-}(z, W^2)$ are rather similar both in shape and absolute values.

(ii) Except for the low z region, in which some target fragments may still be present, no strong W^2 dependence is observed.

A recent analysis by the European Muon Collaboration EMC [4] of the z distribution of charged particles has shown a W^2 dependence which was interpreted as reflecting simultaneously the scaling violation (Q^2 dependence) and the factorization breaking (z dependence). Our data cannot be directly compared with the EMC ones since they considered all charged particles (including protons) and the excitation of the target does not select a specific flavour u or d. In order to compare with the EMC data we looked at the W^2 dependence of all charged particles for $z > 0.45$ where protons and target fragments should play only a minor role. The corresponding data, corrected only for smearing, are displayed in fig. 1c together with the

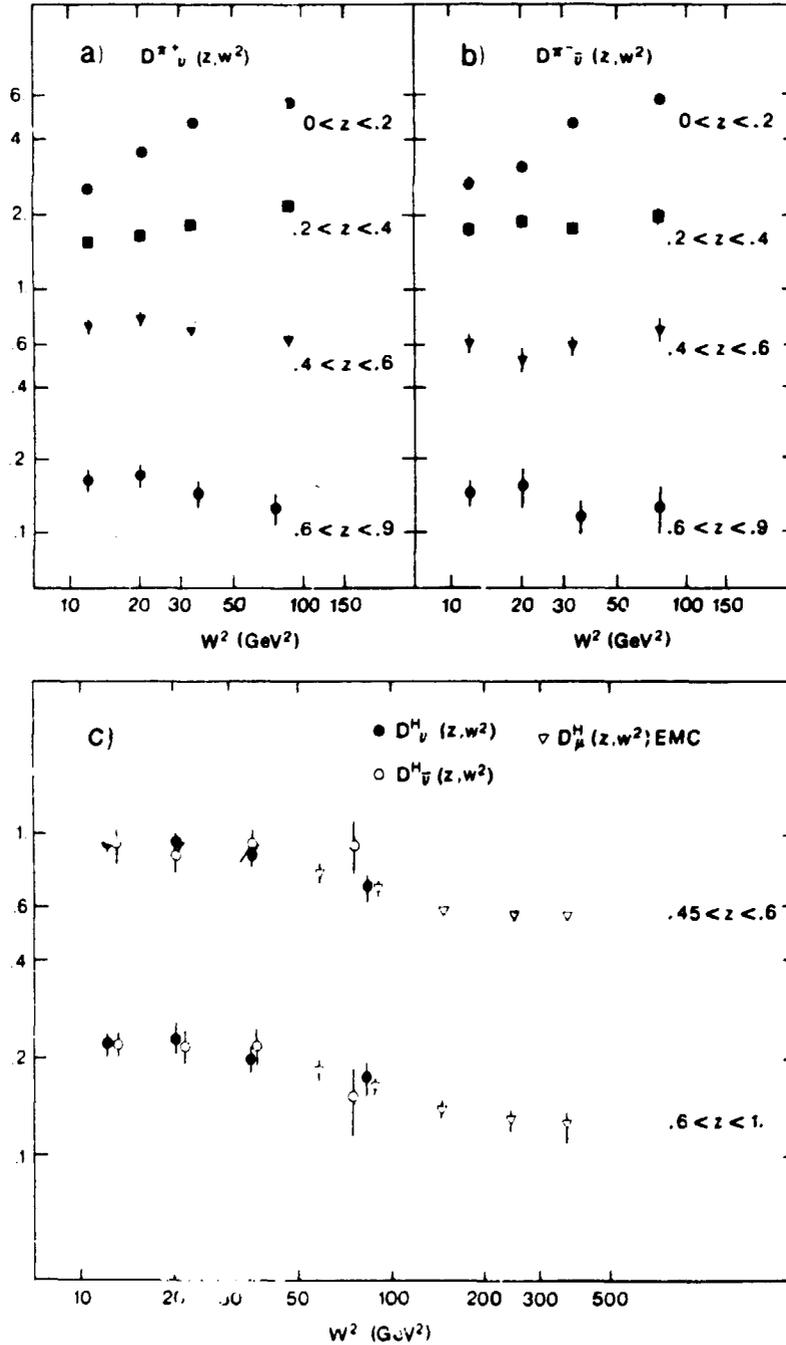


Fig. 1. Fragmentation functions as function of W^2 for four intervals of z and for $Q^2 > 1$ GeV². (a) $D^{\pi^+}(z, W^2)$ in νD . (b) $D^{\pi^-}(z, W^2)$ in $\bar{\nu} D$. (c) $D^H(z, W^2)$ in νD (black circles) and $\bar{\nu} D$ (white circles) compared to the EMC data (triangles).

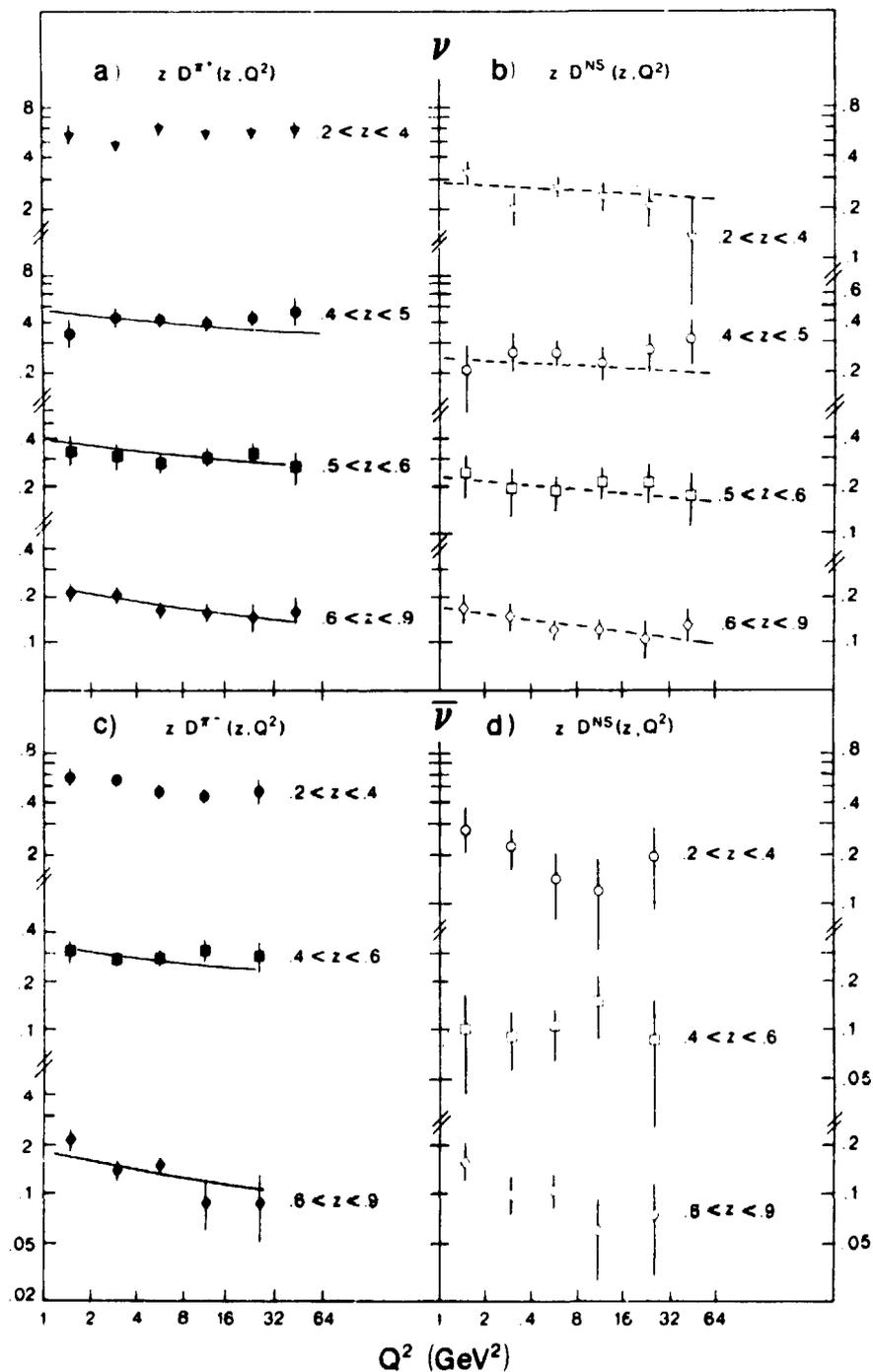


Fig. 2. Fragmentation functions as function of Q^2 in several intervals of z and for $W > 3$ GeV. (a) $zD^{\pi^+}(z, Q^2)$ in νD . (b) $zD^{NS}(z, Q^2)$ in νD . (c) $zD^{\pi^-}(z, Q^2)$ in $\bar{\nu} D$. (d) $zD^{NS}(z, Q^2)$ in $\bar{\nu} D$. The solid lines are the results of the fit of the data with the GALY calculation (see text).

EMC data which correspond to a higher W^2 range. The agreement is good. The overall behaviour is compatible with a small decrease of the fragmentation function with increasing W^2 . This trend is not clear in our data alone.

In view of the small W^2 dependence in the W^2 range available to this experiment, we neglect hereafter factorization breaking effects, assuming that the error induced in the determination of $D(z, Q^2)$ integrating over x is smaller than our experimental uncertainties; we analyze the Q^2 dependence of $D(z, Q^2)$ in order to test scaling violation.

In figs. 2a and 2c the fragmentation functions for π^+ in ν interactions and π^- in $\bar{\nu}$ interactions are shown as a function of Q^2 for four z intervals. A small, but clear, Q^2 dependence is observed, mainly at high z values. We tried to analyze this Q^2 dependence in terms of QCD predictions. The non-singlet part of the fragmentation functions can be described by the Altarelli-Parisi equation, which also gives the evolution of the non-singlet structure functions [11]. Any method which solves the non-singlet Altarelli-Parisi equation for structure functions can be directly used for fragmentation functions provided that the parametrization for $zD(z, Q_0^2)$ at a fixed Q_0^2 point is correctly chosen.

The non-singlet fragmentation functions are normally defined as:

$$zD_{\nu(\bar{\nu})}^{NS} = zD_{\nu(\bar{\nu})}^{\pi^{+(-)}} - zD_{\nu(\bar{\nu})}^{\pi^{-(+)}}$$

where

$$D_{\nu(\bar{\nu})}^{\pi^{+(-)}} = (1 + \epsilon)D_{u(d)}^{\pi^{+(-)}} + D_{\text{glue}}^{\pi^{+(-)}},$$

$$D_{\nu(\bar{\nu})}^{\pi^{-(+)}} \approx D_{\text{glue}}^{\pi^{-(+)}}$$

and ϵ accounts for the contribution from the target sea quarks and D_{glue} is the contribution from the $q\bar{q}$ pairs produced by the gluon radiated by the leading quark.

In this analysis we suppose that at high z the glue term (D_{glue}) is reduced and does not contribute to the Q^2 evolution of the fragmentation functions. This hypothesis is well verified in ν interactions since the comparison of $zD_{\nu}^{\pi^+}(z, Q^2)$ in fig. 2a with zD_{ν}^{NS} in fig. 2b shows that for $z > 0.4$ the $zD_{\nu}^{\pi^+}$ function has a non-singlet behaviour. The same conclusion cannot be drawn from $\bar{\nu}$ data due to large errors in $D_{\bar{\nu}}^{NS}$ (see fig. 2d). However since no difference is expected between $D_{\bar{\nu}}^{\pi^-}$ and $D_{\bar{\nu}}^{\pi^+}$ we assume that $zD_{\bar{\nu}}^{\pi^-}(z, Q^2)$ (fig. 2c) has

also a non-singlet behaviour for $z > 0.4$. We have fitted D_{ν}^{NS} for all z and $D_{\bar{\nu}}^{\pi^+}, D_{\bar{\nu}}^{\pi^-}$ for $z > 0.4$ using the GALY method [12] in its first order non-singlet version. Because of the relatively large experimental errors we cannot give a reliable determination of Λ . We fixed Λ equal to 100 MeV and we tried different input functions at $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. No dependence has been observed on the choice of this input parametrization. The results of the calculation are drawn in figs. 2a-2c and show a good agreement with the experimental data.

A quantitative interpretation in terms of QCD is not straightforward. Indeed it is not clear if the Q^2 dependence is only due to QCD or has also a kinematical origin. We investigated the Q^2 dependence of the fragmentation functions in three specific models: a classical longitudinal phase space model [13], the Field and Feynman model [14] and the Lund model [9] (version of the Lund Monte Carlo without QCD). We observed no dependence of the fragmentation functions as a function of Q^2 except in the Lund model where a variation is observed if we keep all the events in the overall W region. This dependence disappeared if we cut the events at $W > 5 \text{ GeV}$. If we apply the same W cut to our data the statistical significance of the Q^2 dependence becomes smaller. In conclusion we cannot exclude that the Q^2 dependence of the fragmentation functions could be partly due to some low W kinematical effect as predicted for example by the Lund model.

The Q^2 dependence shown by the fragmentation functions could also be interpreted in terms of higher twists. Higher twist effects give $1/Q^2$ corrections to perturbative QCD and may be important to determine the evolution of the fragmentation functions for moderate values of Q^2 . According to Berger [5], higher twists produce a significant non-factorizing, non-scaling term in the double differential distribution (y, z) for modest values of Q^2 or for large z . In particular, when neglecting the antiquark contribution, one has for the reaction $\nu N \rightarrow \mu^- \pi^+ X$:

$$zD^{\pi^+}(z, y, Q^2) \propto (1-z)^2 + \frac{4}{9}(1-y)(k_1^2)/Q^2, \quad (4)$$

while for the reaction $\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \pi^- X$ one has:

$$zD^{\pi^-}(z, y, Q^2) \propto (1-z)^2(1-y)^2 + \frac{4}{9}(1-y)(k_1^2)/Q^2. \quad (5)$$

The second term in the right-hand side is the higher twist contribution, where k_1^2 is a parameter related to

the primordial transverse momentum of the quark. Note that for neutrino interaction the higher twist effects predict that the z distribution decreases faster at higher y than at low y while for antineutrino interaction the behaviour is the opposite one because of the $(1-y)^2$ factor present in the first term.

For neutrino interactions some evidence supporting the presence of the higher twist term in eq. (4) has been presented in ref. [15]. However it has been shown that a conventional Longitudinal Phase Space (LPS) model with no free parameter may reproduce the observed effects in neutrino reactions without any need for a more specific dynamical scheme [16]. The same LPS model predicts for the antineutrino an effect which is the same as for the neutrino and which is opposite to the one expected from higher twist effects.

In figs. 3a and b the fragmentation function D^{π^-} for $\bar{\nu}$ and D^{π^+} for ν are presented in two y intervals ($y < 0.2$ and $y > 0.4$) in the low Q^2 region ($1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$). A cut $x > 0.15$ has been applied to reduce the antiquark contribution. The following trends can be observed: (i) The D^{π^+} distribution shows a behaviour similar to that observed in ref. [15], where the low y distribution is less peaked than the high y one as expected by relation (4) and in qualitative agreement with LPS predictions. (ii) The D^{π^-} distribution shows the same qualitative behaviour. There is no agreement with the shapes predicted by relation (5) which gives a sharper distribution at low y than at high y .

Since it has been suggested that the y - z correlation can be a low W effect [17] we present in figs. 3c and 3d the π^- and π^+ fragmentation functions for events with $W > 3 \text{ GeV}$. (The data in figs. 3c and 3d are also corrected for smearing and particle misidentification.) The distributions for the two y intervals are now in agreement.

In conclusion, we have presented the W^2 and Q^2 dependence of the hadron fragmentation functions in ν and $\bar{\nu}$ deuterium interactions. The interpretation of the smooth decrease observed is not straightforward since the predictions of the existing fragmentation models are not fully reliable in our W range. Indeed the Lund model predicts a kinematical Q^2 and W^2 dependence for events with $W < 5 \text{ GeV}$ and no dependence at higher W ; the Field-Feynman fragmentation model gives no dependence as expected in the simple

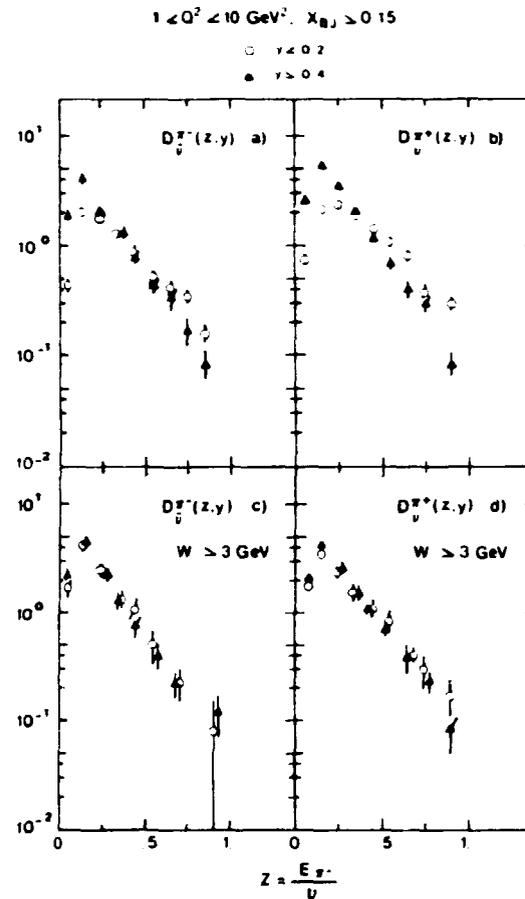


Fig. 3. Fragmentation functions in two intervals of y , for $x < 0.15$ and for $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$. (a) $D^{\pi^-}(z, y)$ in $\bar{\nu}D$. (b) $D^{\pi^+}(z, y)$ in νD . (c) $D^{\pi^-}(z, y)$ in $\bar{\nu}D$ for $W > 3 \text{ GeV}$. (d) $D^{\pi^+}(z, y)$ in νD for $W > 3 \text{ GeV}$.

quark-parton model. The W^2 dependence in our data is weak and well linked to the EMC data. The Q^2 dependence is well reproduced by first order QCD fits, neglecting possible undetermined kinematical effects. The fragmentation functions for leading particles in ν and $\bar{\nu}$ do not show a y dependence if a $W > 3 \text{ GeV}$ cut is applied to suppress trivial phase space effects.

We would like to thank the scanning and measuring staffs in each of our laboratories for their careful work. We also acknowledge the efforts of the CERN crews of the SPS, neutrino beam, BEBC and EMI. We are grateful to G. Ingelman, R. Petronzio and G. Smadja

for clarifying discussions. We thank W. Stockhausen for providing us the numerical values of the EMC data.

References

- [1] M. Derrick et al., Phys. Lett. 91B (1980) 470;
J. Blietschau et al., Phys. Lett. 87B (1979) 281;
P. Allen et al., Nucl. Phys. B176 (1980) 33.
- [2] H. Deden et al., Nucl. Phys. B198 (1982) 365.
- [3] J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 103B (1981) 388.
- [4] J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 114B (1982) 373.
- [5] E.L. Berger, Phys. Lett. 89B (1980) 241.
- [6] H.G. Heilmann, University of Bonn, internal note, WA21 Int. 1 (1978).
- [7] D. Allasia et al., Phys. Lett. 107B (1981) 148.
- [8] S. Barlag et al., Z. Phys. C11 (1982) 283.
- [9] B. Andersson et al., Z. Phys. C9 (1981) 233; C13 (1982) 361;
G. Ingelman, Thesis, University of Lund, 1982.
- [10] Amsterdam-Bergen-Bologna-Padova-Pisa-Saclay-Torino Collab., Fragmentation of the hadronic system in a ν deuterium experiment and comparison with the Lund model, paper presented XXI Intern. Conf. on High energy physics (Paris, 1982).
- [11] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- [12] A. Gonzalez-Arroyo, C. Lopez and F.J. Yndurain, Nucl. Phys. B153 (1979) 161; B174 (1980) 474.
- [13] P. Mazzanti and R. Odorico, Event simulation program for WA25 neutrino and antineutrino experiment, internal report (Bologna, May 1981).
- [14] R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- [15] M. Haguenaer et al., Phys. Lett. 100B (1981) 185. *641*
- [16] P. Mazzanti, R. Odorico and V. Roberto, Phys. Lett. 98B (1981) 360.
- [17] P. Renton, in: Proc. Intern. Conf. on High energy physics (Lisbon, 1981) p. 236.

Nuclear Physics B198 (1982) 365-379
© North-Holland Publishing Company

**ANALYSIS OF FRAGMENTATION FUNCTIONS OF NARROW
BAND ν AND $\bar{\nu}$ INTERACTIONS ON AN ISOSCALAR TARGET**

Aachen-Bonn-CERN-Demokritos-London (I.C.)-Oxford-Saclay Collaboration

H. DEDEN, P. FRITZE, H. GRÄSSLER, F.H. HASERT,
J. MORFIN¹ and R. SCHULTE

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Aachen, Germany

K. BÖCKMANN, W. GLIMPF, T.P. KOKOTT, B. NELLEN,
H. SAARIKKO and B. WÜNSCH

Physikalisches Institute der Universität der Bonn, Bonn, Germany

P.C. BOSETTI², D.C. CUNDY, A.L. GRANT, P.O. HULTH, G.T. JONES³,
L. PAPE, Ch. PEYROU, W.G. SCOTT and H. WACHSMUTH

CERN, European Organisation for Nuclear Research, Geneva, Switzerland

M. MERMIKIDES, E. SIMOPOULOU and A. VAYAKI

Nuclear Research Centre Demokritos, Athens, Greece

K.W.J. BARNHAM, I. BUTTERWORTH, J.S. CHIMA, E.F. CLAYTON,
D.B. MILLER, M. MOBAYYEN, C. PENFOLD and A. PETRIDIS

Imperial College of Science and Technology, London, UK

C. ALBAJAR, J.R. BATLEY, R. GILES, J.L. LLOYD, G. MYATT,
D.H. PERKINS, D. RADOJICIC and B. SAITTA

Department of Nuclear Physics, Oxford, UK

T. BOLOGNESE, B. TALLINI^{*}, J. VELASCO⁴ and D. VIGNAUD

Centre d'Etudes Nucleaires, Saclay, France

Received 10 August 1981
(Revised 20 January 1982)

* It is with deep regret that the authors record the untimely death of the spokesman of this experiment, Dr. B. Tallini.

¹ Now at Fermilab, USA.

² CERN Fellow from III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Aachen, Germany.

³ On leave from University of Birmingham, UK.

⁴ Now at CERN.

H. Deden et al. / Fragmentation functions

Results are presented of a study of the fragmentation into hadrons for charged current ν and $\bar{\nu}$ interactions using the CERN 200 GeV narrow band beam and BEBC filled with a Ne/H₂ mixture. A double moments analysis has been carried out, and the conclusions are compared to second order QCD predictions.

1. Introduction

Such studies of quark fragmentation properties in ν and $\bar{\nu}$ charged current (CC) interactions as have been reported so far [1-3], seem to lead to conflicting conclusions about comparisons with QCD predictions. In the hope of clarifying the situation we report new and different data on these matters for both ν and $\bar{\nu}$, using a narrow band beam (NBB) incident on a Ne/H₂ mixture in BEBC. In the valence quark approximation ν CC interaction are with d quarks and $\bar{\nu}$ CC interactions are with u quarks.

The NBB has the advantage of a flat spectrum extending to high energies permitting a wide range of Q^2 and W , the total hadronic effective mass, to be investigated. For example, the low- W region with $W < 4$ GeV, where higher twist effects are expected to be large, constitutes only 15% of the ν data (and 25% of the $\bar{\nu}$) compared to 60% for a wide band beam (WBB) exposure of BEBC. Thus this experiment is relatively insensitive to higher twist effects. The mean values of W for ν and $\bar{\nu}$ are 8 GeV and 6 GeV, respectively.

Use of Ne/H₂, with its high gamma detection efficiency, permits a more accurate estimation of the hadronic energy of a given event; of particular importance in fragmentation studies. This is achieved without serious bias due to nuclear reinteractions as will be demonstrated below.

2. Experimental details

The bubble chamber BEBC, exposed to the 200 GeV CERN narrow band beam, was filled with a 73% molar Ne/H₂ mixture with a density of 0.68 g/cm³, corresponding to a radiation length of ~ 40 cm. The scanning and measuring procedure was the same as that described in ref. [4]; in particular, all tracks, including associated gammas and neutral stars, were measured for all events. For charged tracks which were too short to measure accurately, because of an interaction, all secondary tracks from the interaction were measured to obtain an improved determination of the primary track's momentum.

Only events with a muon of momentum ≥ 5 GeV/c have been used. For such events, muons are identified by a 2 plane EMI with an efficiency of $\sim 98\%$. The hits in the EMI's proportional chambers have been used to improve the momentum measurement of muons with short track length in the bubble chamber, giving, for example, $\Delta p_\mu/p_\mu \leq 10\%$ for $p_\mu \approx 100$ GeV/c.

H. Deden et al. / Fragmentation functions

For the study of the production of charged hadrons the importance of nuclear evaporation protons has been largely removed by eliminating protons with momenta ≤ 400 MeV/c. Where more than one proton survives this cut, only the fastest is retained.

The data sample satisfying these criteria corresponds to

$$\nu N \rightarrow \mu^- h^+ X, \quad 3100 \text{ events,}$$

$$\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ h^- X, \quad 1100 \text{ events.}$$

As some of the neutral hadrons are not observed in the bubble chamber, the hadronic energy has been corrected on an event-by-event basis by using a method based on transverse momentum balance [5]. Compared to a constant average energy correction factor, this has the advantage of permitting the determination of z , the energy fraction of a given hadron, over the full kinematic region. The mean value of this energy loss averaged over the total data sample is 12% of the total *measured* hadronic energy. A useful feature of the NBB is that this energy correction can be tested against the nominal event energy determined from the radial location of the event in BEBC. As is seen from fig. 1a, the agreement found is good.

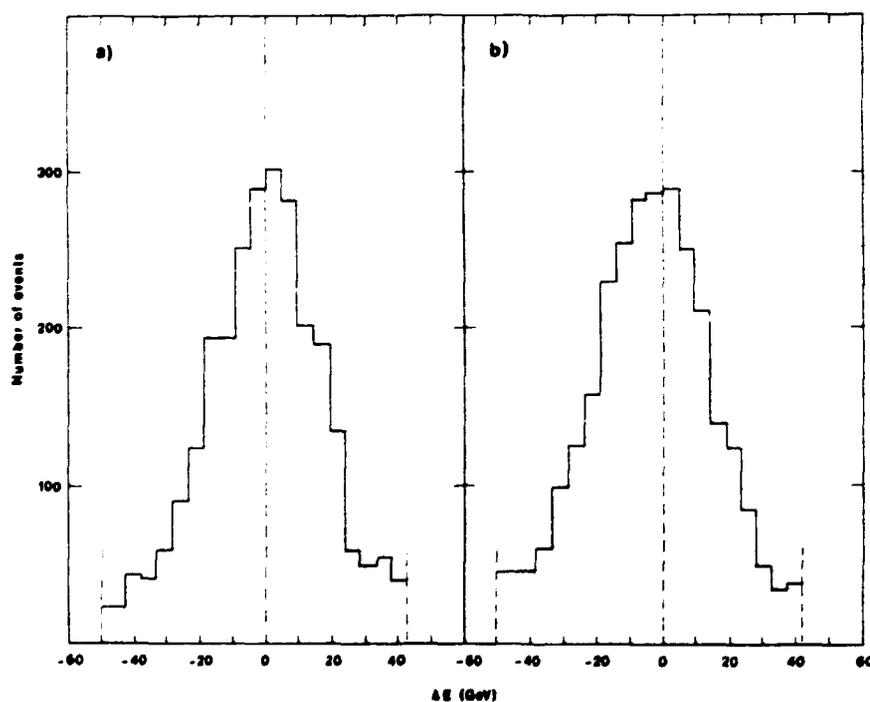


Fig. 1. (a) Difference between the corrected measured total neutrino energy and the nominal neutrino energy determined from the radial location of the event in BEBC ($\bar{\Delta} = 0$ GeV, $\frac{1}{2}\Gamma = \pm 20$ GeV). (b) As in (a) but with gammas and neutral stars removed (i.e. with a larger energy correction factor) to simulate an experiment in H_2 ($\bar{\Delta} = -5$ GeV, $\frac{1}{2}\Gamma = \pm 23$ GeV).

H. Deden et al. / Fragmentation functions

For the following fragmentation analysis all tracks with undetermined sign were eliminated; these constituted 2% of all tracks. Furthermore, tracks for which $\Delta p/p \geq 35\%$ were also eliminated. The distribution of such tracks between positive and negative charge is essentially identical to that of the total sample.

3. Definition of variables used

The variables used in this analysis are defined as follows:

$$Q^2 = -q^2 = 2E_\nu(E_\mu - p_\mu^z) - m_\mu^2,$$

$$\nu = E_\nu - E_\mu = E_H - M,$$

$$W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2,$$

$$x = Q^2/2M\nu,$$

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

where q is the four-momentum transfer, p_μ^z is the component of the muon momentum in the neutrino beam direction, W the mass of the hadronic system, x the Bjorken variable, ξ the Nachtmann variable, and E_H the total corrected hadronic energy in the laboratory system.

In this paper the fragmentation variable, z , has been defined by

$$z = E_h/E_H,$$

where E_h is the energy of an individual charged hadron in the laboratory system. This definition, to the extent that the mass of the target nucleon can be neglected, is identical to the use of the light-cone variable, commonly defined in the Breit frame as $(E + p_L)/\sqrt{Q^2}$, where E is the energy of the hadron and p_L its component of momentum along the current direction.

4. Comparison of data in Ne/H₂ and in H₂

In order to study possible experimental differences between the use of H₂ and the Ne/H₂ target of this experiment, a comparison has been made with an experiment that exposed BEBC to a wide band neutrino beam [1].

Since z distributions in general depend on both Q^2 and W^2 (see below), we restrict this comparison to the common region $4 < Q^2 < 16 \text{ GeV}^2$, $25 < W^2 < 64 \text{ GeV}^2$ and $0.1 < x < 0.3$. This then eliminates the effect of the difference in energy spectra of the two cases (WBB versus NBB). With this selection there are a comparable number of events from the two experiments.

Fig. 2 compares, for the two experiments, distributions for positive and negative tracks of the empirical variable z_R defined as the ratio of the energy of an individual charged hadron to the total *charged* (i.e. uncorrected) hadronic energy. Use of this

H. Deden et al. / Fragmentation functions

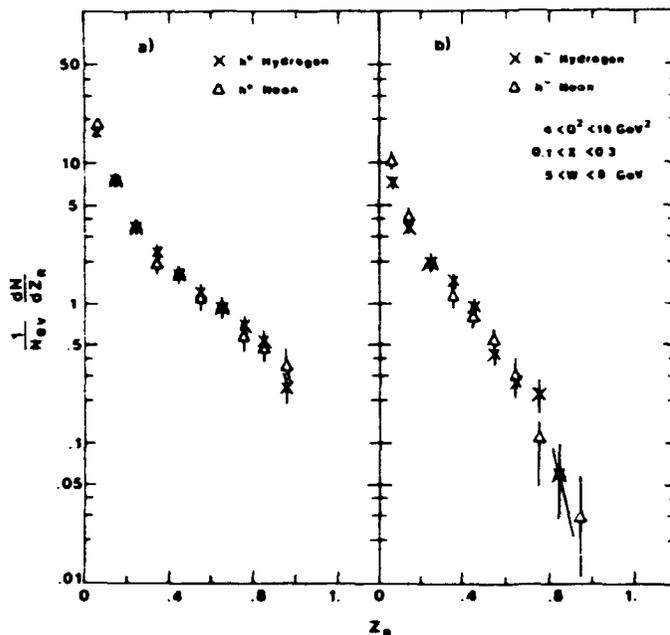


Fig. 2. Comparison of z_R distribution: for ν events in the present Ne/H₂ experiment and a H₂ experiment [1], for events in the common kinematic region: $4 < Q^2 < 16 \text{ GeV}^2$; $5 < W < 8 \text{ GeV}$ and $0.1 < x < 0.3$: (a) for all positive hadrons; (b) for all negative hadrons.

variable to compare experiments has the advantage that it is independent of energy corrections. No statistically significant difference between the experiments is apparent for $z_R > 0.1$. The difference for negative tracks with $z_R < 0.1$ can be explained by target fragmentation which is different in the two experiments. It should be noted that the agreement is in shape and magnitude, showing that the average charged multiplicity is also the same in the two experiments. This is an interesting observation indicating that, at least in the W range considered here, neutrino interactions with a nucleon bound in a nucleus are essentially the same as on a free nucleon, and that secondary interactions in the neon nucleus do not distort the energy distribution of charged hadrons.

However, the use of Ne/H₂ permits a more accurate determination of the hadron energy, and therefore of z distributions, than in the case of a light liquid. Though unobserved neutral particles can in principle be allowed for on an event-by-event basis using p_T balance, this correction increasingly underestimates the total hadron energy as the correction becomes larger. This may be seen from the fact that treatment of the neon data as for a hydrogen experiment, i.e. removal of measured neutrals and consequent use of a larger energy correction, yields z distributions lying above those obtained when the measured neutrals are included (fig. 3). The consistency with the nominal beam energy is also spoiled as is seen from fig. 1b.

H. Deden et al. / Fragmentation functions

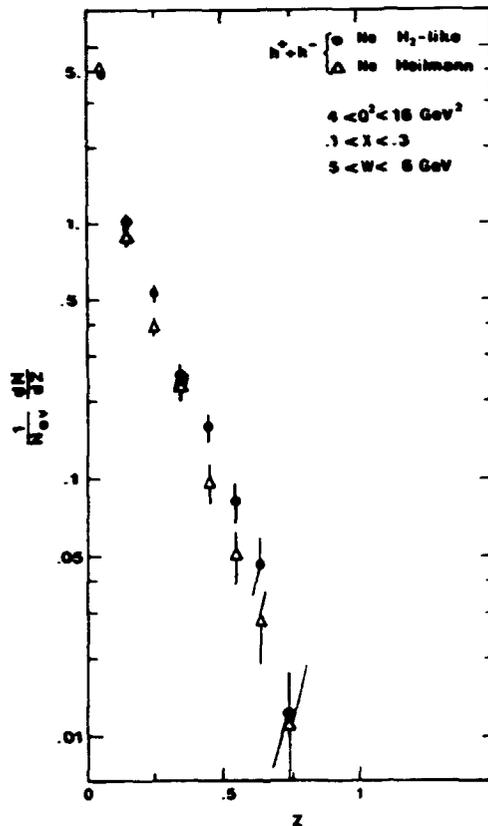


Fig. 3. Comparison of z distribution of all charged hadrons in ν events with that obtained treating the data as in a H_2 experiment (kinematic region as in fig. 2).

It has been checked that if there is any remaining systematic error in the energy correction, this affects only the absolute magnitude of the double moments discussed below and not their Q^2 dependence.

5. Double moments analysis

In the naive parton model, z distributions are independent of other variables. Others have already reported [1, 3] that experimentally, at least for ν interactions, they also depend on Q^2 and x . Our experiment confirms this observation.

As an example, fig. 4a shows the values of the third moment of the positive hadron z distribution, $D^+(3, Q^2)$, given by setting $M = 3$ in the following expression

$$D^+(M, Q^2) = \int_0^1 z^{M-1} D^+(z, Q^2) dz,$$

H. Deden et al. / Fragmentation functions

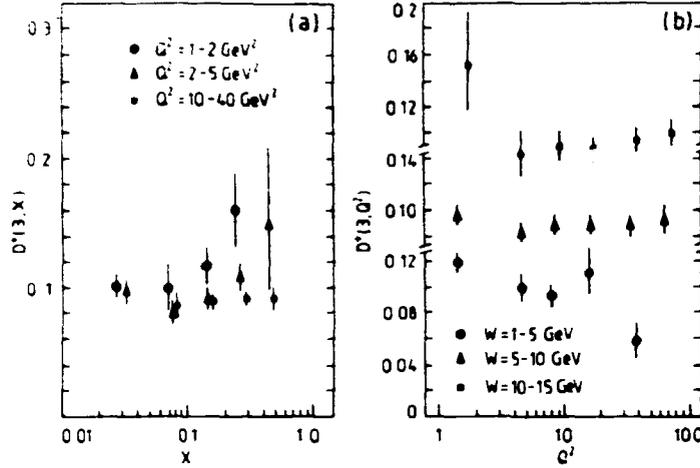


Fig. 4. The $M = 3$ moments of positive hadron z distributions plotted for the entire x_F range: (a) as a function of x for 3 ranges of Q^2 and (b) as a function of Q^2 for 3 ranges of W .

Here the z distribution is given by

$$D^+(z, Q^2) = \frac{1}{N_{ev}(Q^2)} \frac{dN^+}{dz}(z, Q^2),$$

where $N_{ev}(Q^2)$ is the number of events at Q^2 and $N^+(z, Q^2)$ is the number of positive hadrons from these events with fractional energy z . We observe that although $D^+(3, Q^2)$ is independent of x for large Q^2 , there is evidence for non-factorization at low Q^2 . However, at fixed low W the moments of the z distribution show only a weak dependence on Q^2 (fig. 4b). For the bulk of the data at large W the moments of the z distribution show no Q^2 dependence.

When there is non-factorization in this way, the sensitive and appropriate way to study departures from perturbative QCD is by use of double moments of the fragmentation functions:

$$D_{NM}^h(Q^2) = \frac{\iint z^{M-1} x^{N-2} S_i^h(x, z, Q^2) dx dz}{\int x^{N-2} F_i(x, Q^2) dx}, \quad (1)$$

where $F_i(x, Q^2)$ represents one of the three structure functions (F_2 , $2xF_1$ or xF_3) in the expressions for the total cross section and $S_i^h(z, x, Q^2)$ are the corresponding terms in the expression for the single hadron inclusive cross section, evaluated by using the observed track and event rates divided by the flux integrals corresponding to our neutrino energy spectrum. Complete and rigorous extraction of these moments and of S_i^h would require fits of y distributions for fixed bins of x , Q^2 and

z , which is not feasible with the statistics of present experiments. Thus we determine "effective" values for these quantities assuming $F_2 = 2xF_1 = xF_3$ (see ref. [6]) and the corresponding relations for S_i . The present data are compatible with this assumption as demonstrated in sect. 8.

In determining the double moments, while the integral over z is complete (see sect. 2), this is not the case for the integral over x since there is, at fixed Q^2 , a minimum accessible value of x (x_{\min}) which depends on the maximum neutrino energy available. With the NBB, however, this problem is relatively unimportant since the energy spectrum extends up to 200 GeV almost uniformly. At a typical value of $Q^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$ the effective value of x_{\min} is ≈ 0.05 and the resulting bias in the normalized double moments is of minor importance. Therefore, no correction has been applied for this incomplete integration. In calculating moments the Nachtmann variable ξ has been used throughout in place of x .

In this paper we only concern ourselves with the non-singlet (NS) contribution to the fragmentation functions for which the QCD predictions are particularly simple. We therefore consider the non-singlet normalized double moment defined for ν interactions as $D_{NM} = D_{NM}^{h^+} - D_{NM}^{h^-}$, obtained from the difference of the distributions for positive and negative hadrons including protons and antiprotons. All unidentified tracks have been given the pion mass.

In determining double moments all hadrons have been used without the traditional forward selection, $x_F > 0$, as suggested in ref. [7]. The contribution of target fragmentation, confined to the small z region, is minimized in the present analysis by considering moments of sufficiently high M . To test the possible effect of unidentified protons, 15% of all positive tracks were assigned the proton mass and treated as such in extracting moments. No significant differences were observed in the values of D_{NM} obtained. The unimportance of target fragmentation effects is probably a consequence of the relatively high values of W in the present experiment.

The contribution from elastic events, $\nu n \rightarrow \mu^- p$ which must be included in the structure functions in the denominator of eq. (1) has been estimated from the theoretical form factors, since we have not scanned for elastic events. To reduce the contribution from the elastic channel we limit ourselves in the subsequent analysis to data at $Q^2 > 1.5 \text{ GeV}^2$.

Fig. 5 shows normalised non-singlet double moments versus Q^2 for different values of N and M in the case of ν -induced interactions. The dependence on Q^2 is clearly visible and is indicative of the $\log Q^2$ dependence expected from QCD. The non-factorization with regard to x and z is now clearly reflected by the way in which moments depend on N for a given value of M .

For a given value of N , the Q^2 dependence of each M moment, if it were given by leading order perturbative QCD would be

$$D_{NM}(Q^2) = C_{NM}(\alpha_s)^{d_{NM}^M}, \quad (2)$$

H. Deden et al. / Fragmentation functions

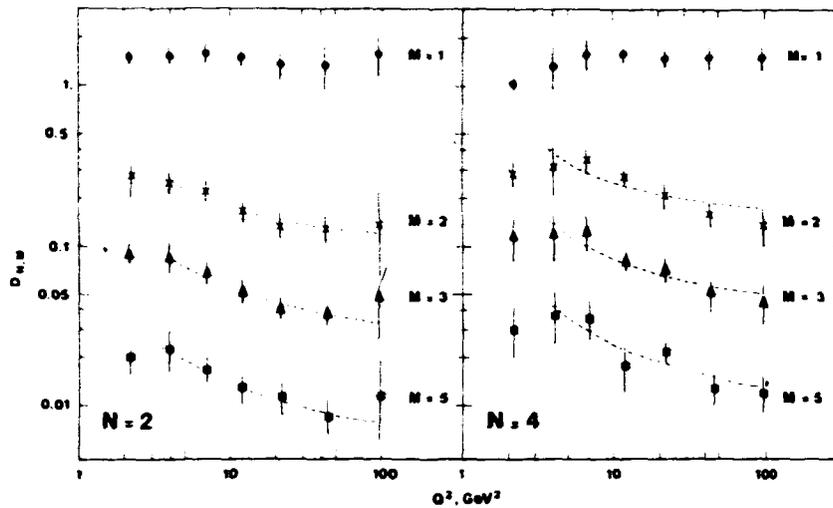


Fig. 5. Non-singlet normalized double moments of fragmentation functions versus Q^2 for various N and M values for ν events. The curves shown are the results of fits of eq. (2) to the experimental points.

where

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{33-2f} \frac{1}{\log(Q^2/\Lambda^2)},$$

f is the number of active flavours, d_{NS}^M is the non-singlet anomalous dimension and Λ is the coupling constant parameter. The curves superimposed on fig. 5 are the results of a two parameter fit of eq. (2) to the data. The fitted values obtained for C_{NM} and Λ_{NM}^2 are given in table 1 for some values of N and M . The fitted values of Λ^2 of 1 to 2 GeV^2 are considerably larger than those typically obtained from structure function analyses [6], suggesting that a leading order fit is not adequate. Therefore, in the following analysis, which includes higher order corrections, we use for Λ a representative value of $\Lambda^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$ as obtained from the structure functions analyses.

TABLE 1
Values of Λ_{NM}^2 and C_{NM} Obtained by fitting eq. (2) to the data

$M \backslash N$	2		4	
	$\Lambda^2 (\text{GeV}^2)$	C_{NM}	$\Lambda^2 (\text{GeV}^2)$	C_{NM}
2	$2.5^{+0.3}_{-1.0}$	0.20 ± 0.03	$2.5^{+0.5}_{-0.8}$	0.30 ± 0.03
3	$1.8^{+0.5}_{-0.8}$	0.08 ± 0.01	$2.0^{+0.5}_{-1.0}$	0.12 ± 0.02
5	$1.0^{+0.8}_{-0.5}$	0.03 ± 0.01	$1.0^{+0.5}_{-0.8}$	0.05 ± 0.01

Note: The errors in Λ_{NM}^2 and C_{NM} are strongly correlated.

Finally the way in which the fitted values of C_{NM} increase with N reflects the experimental x - z factorization breaking which is analysed more fully in the following section.

6. Sakai moment ratio tests

In next-to-leading order, QCD predicts a breaking of x - z factorization in a well-defined way. This can be investigated by studying the Q^2 dependence of various values of double moments as suggested by Sakai [8].

We first consider the ratio of $D_{N'M}/D_{NM}$ for fixed M and different N . This ratio is predicted to be

$$D_{N'M}/D_{NM} = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{1}{4} [(b_N - B_N) - (b_{N'} - B_{N'}) + d_{NM} - d_{N'M}], \quad (3)$$

where the elements b_N, B_N, d_{NM} , etc. appearing in the higher order correction term have been calculated in refs. [8, 9]. Fig. 6 shows representative values of this ratio from this experiment and from the WBB H₂ experiment of ref. [1]. In making this comparison we neglect minor differences in the evaluation of the double moments in the two experiments (e.g. forward track selection, flux corrections, etc.). The systematic differences discussed in sect. 4 appear to be unimportant for these quantities since the agreement between the experiments is good.

A further test is obtained using the double ratio

$$R_{NM}^{N'M'} = \frac{D_{N'M'}/D_{N'M}}{D_{NM'}/D_{NM}}$$

Representative values of this are shown in fig. 6b. Again there is good agreement with the H₂ experiment. In figs. 6a and b the superimposed broken curves are the absolute QCD predictions to first order in α_s [i.e. eq. (3)] calculated with $\Lambda^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$. In both figs. 6a and b it is seen that this prediction does not account for the observed non-factorization. However, calculations to second order in α_s are available for the double ratio $R_{NM}^{N'M'}$ [10] and are indicated by the solid curve of fig. 6b, again calculated with $\Lambda^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$. Clearly inclusion of higher order terms (i.e. order α_s^2) considerably improves the agreement between experiment and theory.

From eq. (3) it is seen that, if one calculates to first order in α_s , ratios of values of $(R_{NM}^{N'M'} - 1)$ for different indices, the dependence on α_s disappears. Moreover, it is found that this independence of α_s is approximately maintained when high order (α_s^2) terms are included from ref. [10]. Therefore, such ratios would appear to be good quantities to use in checks of perturbative QCD. Table 2 compares experimental ratios with predictions and within the errors there is good agreement.

H. Deden et al. / Fragmentation functions

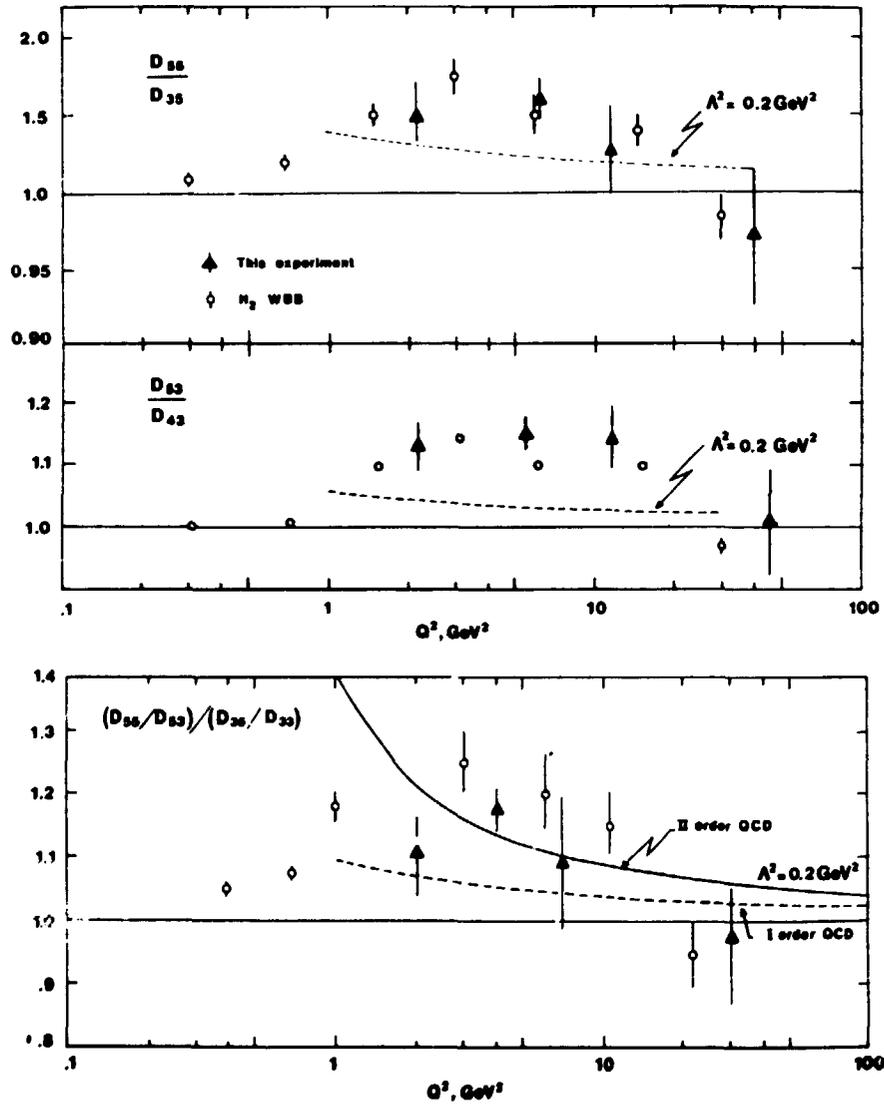


Fig. 6. Sakai ratios of non-singlet double moments plotted as a function of Q^2 : (a) single ratios $D_{N'M}/D_{NM}$; (b) double ratios $R_{NM}^{N'M} = (D_{N'M}/D_{N'M})/(D_{NM}/D_{NM})$. Data from the present experiment are shown by triangles and from ref. [1] by open circles. The curves are described in the text.

7. Antineutrino double moments

In the case of the $1100\bar{\nu}$ induced interactions, fig. 7 gives normalized double moments versus Q^2 . The Q^2 dependence is seen to be quite different from that shown by ν -induced events and in this case is *not* in line with the behaviour expected

H. Deden et al. / Fragmentation functions

TABLE 2
Ratios of $(R_{NM}^{N'M'} - 1)$ to $(R_{3,3}^{4,4} - 1)$ for $N' = N + 1$ and $M' = M + 1$

$N \backslash M$	3	4
3	1 (1)	$0.64 \pm 0.08 \pm 0.03$ (0.77)
4	$0.66 \pm 0.07 \pm 0.09$ (0.77)	$0.41 \pm 0.09 \pm 0.09$ (0.60)

The first error given is statistical, the second represents the spread of values resulting from different definitions of z or different selections of charged tracks. The values given in brackets are the QCD predictions derived using the calculation of ref. [12].

from perturbative calculations. This latter point has been reported in a previous experiment on $\bar{\nu}$ interactions [2]. However, it should be noted that from the separate distributions for positive and negative hadrons (fig. 8) the $|h^+ - h^-|$ difference, crucial in determining non-singlet quantities, is very much smaller for $\bar{\nu}$ than for ν . This has two consequences. Firstly, since effects related to target fragmentation are likely to be comparable in magnitude in ν and $\bar{\nu}$ they will make a relatively larger contribution in the $\bar{\nu}$ case. Such effects are expected to make a negligible contribution to the moments at asymptotic Q^2 but may be important at currently

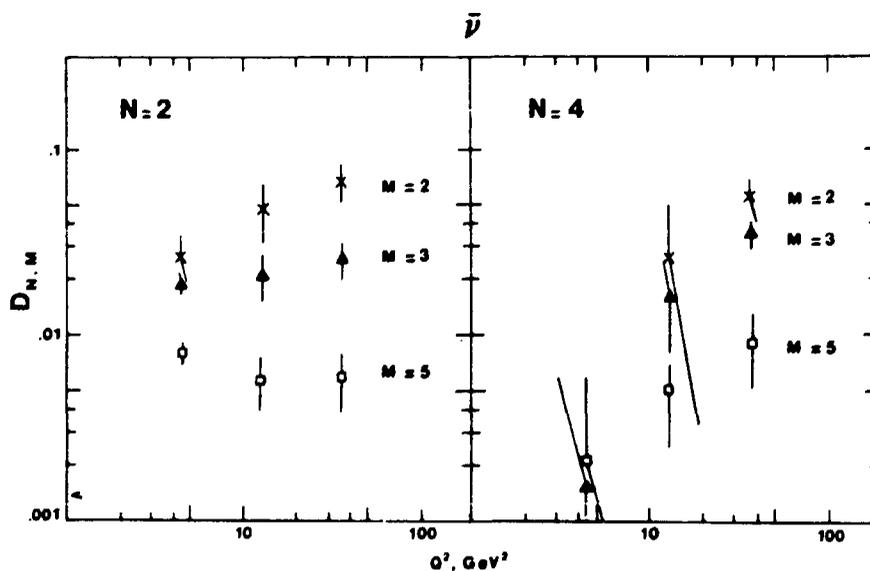


Fig. 7. Non-singlet normalized double moments of fragmentation functions versus Q^2 for $\bar{\nu}$ events. Note that for antineutrinos these are defined by $D_{NM} = D_{NM}^{h^-} - D_{NM}^{h^+}$.

H. Deden et al. / Fragmentation functions

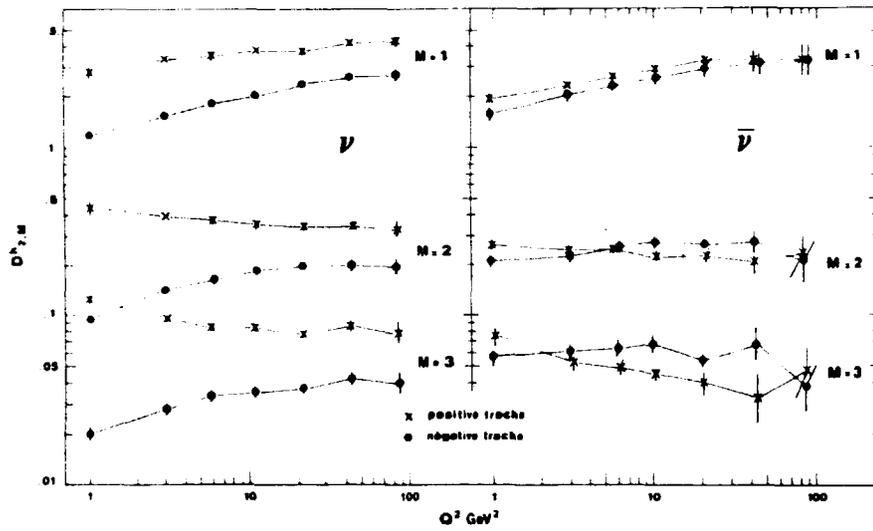


Fig. 8. Double moments of fragmentation functions with $N=2$ versus Q^2 for positive and negative hadrons separately: (a) for ν events; (b) for $\bar{\nu}$ events.

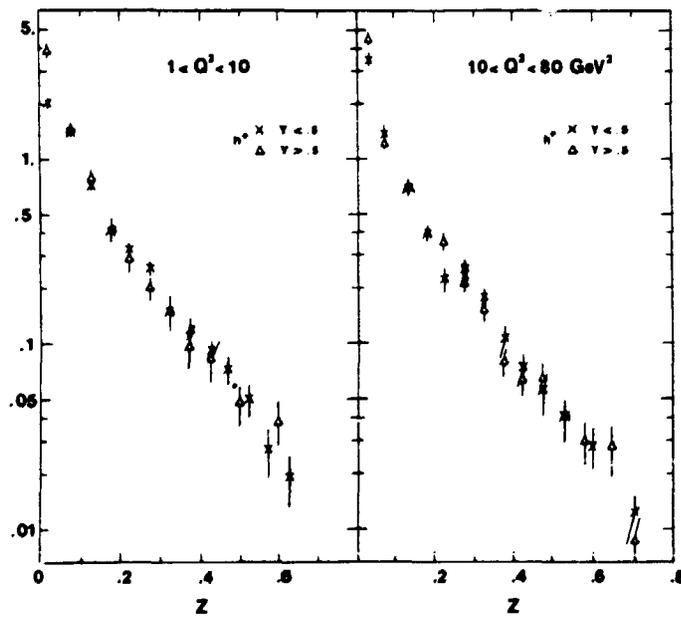


Fig. 9. Comparison of z distributions for positive hadrons with $y < 0.5$ and with $y > 0.5$ for ν events with (a) $1 \leq Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$, (b) $10 \leq Q^2 \leq 80 \text{ GeV}^2$.

accessible values of Q^2 . Secondly, from an experimental point of view, such a small difference is intrinsically difficult to measure, requiring better control of systematics and much larger statistics than in the case of ν . We have therefore not carried out further analysis based on the $\bar{\nu}$ events.

8. y dependence of z distributions

It has been reported in another experiment using a WBB that there was a y dependence of z distributions [3] and this has been explained in terms of a particular higher twist effect [11]. Making similar cuts in Q^2 and y as in the WBB experiment we see no such effect (fig. 9). Of course, as discussed in sect. 1 this experiment is relatively insensitive to such higher twist effects.

A more quantitative test of possible y dependence is by use of double moments. These are shown, for ν -induced events, in fig. 10 for different ranges of y , where the flux integrals take into account the different range of y values. The results confirm that there is no strong dependence of the fragmentation function on y and thereby justifies the assumptions made in the determination of the double moments, as discussed in sect. 5.

9. Conclusions

The overall conclusions of the above analysis are as follows.

(i) The fragmentation functions for ν events at fixed Q^2 do not show x - z factorization.

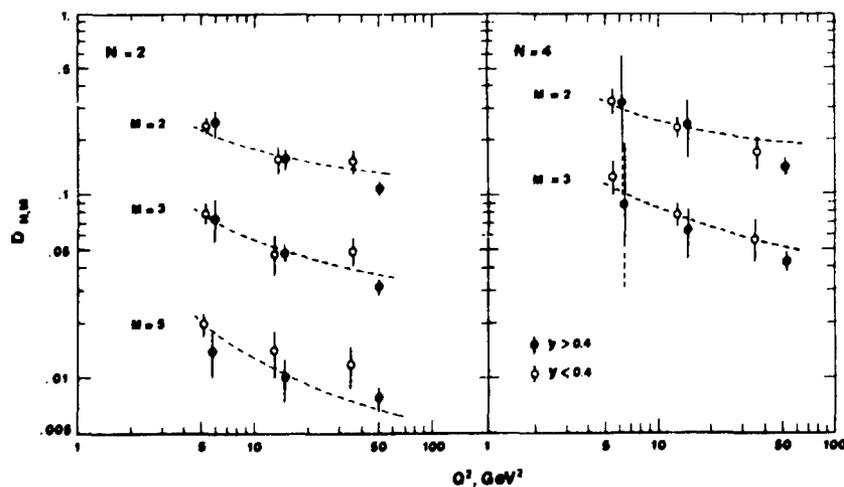


Fig. 10. Comparison of non-singlet normalized double moments of ν fragmentation functions versus Q^2 for $y < 0.4$ and $y > 0.4$ for various values of N and M . The curves are identical to those in fig. 5.

H. Deden et al. / Fragmentation functions

(ii) Analysis of Sakai ratios of moments of non-singlet fragmentation functions shows that QCD calculations to leading order in α_s are inadequate to fit the data (using values of $\Lambda^2 \sim 0.2 \text{ GeV}^2$, as obtained from structure functions). However, inclusion of terms to order α_s^2 improves the agreement.

(iii) The quantities given in table 2, predicted to be essentially independent of α_s^2 , are in fair quantitative agreement with these predictions.

(iv) No dependence of the fragmentation functions on y is observed.

(v) Interactions induced by $\bar{\nu}$ do not show the Q^2 dependence expected from perturbative QCD, but this is probably due to the greater sensitivity to low- Q^2 effects in this case.

We would like to express our gratitude to the scanning and measuring staffs at each of the laboratories for their careful and dedicated efforts, and our indebtedness to our colleagues of the BEBC, EMI and SPS groups.

References

- [1] (a) J. Blietschau et al., Phys. Lett. 87B (1979) 281
(b) P. Allen et al., Nucl. Phys. B176 (1980) 333
- [2] M. Derrick et al., Phys. Lett. 91B (1980) 470
- [3] M. Hagenauer et al., Phys. Lett. 100B (1981) 185
- [4] P.C. Bosetti et al., Phys. Lett. 70B (1977) 273
- [5] H.G. Heilmann, University of Bonn Internal Report 1978, WA21-int-1
- [6] P.C. Bosetti et al., Nucl. Phys. B142 (1978) 1
- [7] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B160 (1979) 301
- [8] N. Sakai, Phys. Lett. 85B (1979) 67
- [9] W.A. Bardeen et al., Phys. Rev. D18 (1978) 3998
- [10] J. Sheiman et al., Nucl. Phys. B183 (1981) 397
- [11] E.L. Berger, Phys. Lett. 89B (1980) 241
- [12] J. Sheiman, Nucl. Phys. B171 (1980) 445

Chapitre VII

L'IMPULSION TRANSVERSE DES HADRONS CHARGÉS

1 - INTRODUCTION

L'impulsion transverse des hadrons produits au cours d'une collision entre 2 particules augmente avec l'énergie disponible dans le système du centre de masse de la réaction. Cette propriété a déjà été observée en leptoproduction (voir la référence [VII.1] pour les collisions νN et $\bar{\nu} N$ et la référence [VII.2] pour les collisions μN) mais aussi pour les annihilations e^+e^- [VII.3]. Cet effet n'est pas reproduit dans le cadre du simple modèle des quarks. Il peut, par contre, être interprété en terme de QCD par la production de gluons. Au cours du processus de fragmentation le quark sortant peut émettre un gluon mou et il s'ensuit un élargissement de la distribution de l'impulsion transverse p_t des hadrons provenant de la fragmentation du quark qui a émis le gluon. Dans le cas des réactions de leptoproduction cet élargissement du p_t va s'ajouter au mouvement de Fermi des quarks à l'intérieur du nucléon, mouvement de Fermi qui se traduit par une impulsion transverse primordiale k_t des quarks. Lorsque le gluon émis devient suffisamment énergétique ou "dur" il va lui-même se fragmenter et on doit alors considérer la fragmentation en trois jets : celui du quark issu de la collision primaire, celui du gluon dur émis, et celui du système diquark résiduel (de l'antiquark dans les interactions e^+e^-). Nous avons donc un système de 3 jets du type diquark-quark-gluon mais nous pouvons aussi avoir, par fusion de 2 gluons, un système à 3 jets du type diquark-quark-antiquark.

La production d'événements avec une structure à trois jets nécessite une énergie très élevée dans le centre de masse. Une telle énergie est facilement atteinte dans les interactions e^+e^- où des événements à 3 jets ont été mis en évidence pour la première fois [VII.4]. Une confirmation est venue dans

l'étude des interactions μN [VII.5]. Dans le cas des interactions $\nu, \bar{\nu}$ la situation n'est pas aussi claire car le nombre d'événements à grande énergie dans le centre de masse est resté jusqu'à présent limité [VII.6].

Dans ce chapitre nous allons présenter les distributions expérimentales de l'impulsion transverse p_t des hadrons produits dans notre expérience νD_2 et $\bar{\nu} D_2$. Ces distributions seront présentées en fonction de W^2 , Q^2 , x_F , z et comparées avec les résultats des autres expériences ainsi qu'avec les prédictions du modèle de Lund. Nous essaierons ensuite de comprendre, en étudiant dans quelle région cinématique le p_t du hadron qui contient le quark leading est équilibré (ou balancé), quelle est la contribution des effets non perturbatifs, comme le k_t primordial du quark dans le nucléon, et la contribution due au processus de fragmentation qui fait intervenir des gluons mous. Enfin, nous étudierons la distribution angulaire du flux en énergie ("energy flow") des hadrons produits dans les interactions à grand W pour mettre en évidence d'éventuels événements à trois jets.

2 - SELECTION DES DONNEES

Pour cette étude nous avons sélectionné les événements dans la région profondément inélastique en appliquant les coupures $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ et $W > 3 \text{ GeV}$.

Une mauvaise identification ou une mauvaise détermination du μ peut conduire à des biais importants dans les distributions des p_t des hadrons. C'est pourquoi nous avons rejeté :

- les événements $\bar{\nu}$ provenant du run ν ;
- les événements pour lesquels le χ^2 d'association du μ dans les deux plans de l'EMI était supérieur à 11 ;
- les événements dimuons ;
- les événements pour lesquels l'erreur sur l'impulsion du μ était supérieure à 30 %.

La séparation des événements sur proton ou sur neutron n'est pas très importante pour cette étude car il y a très peu de différences entre les deux cibles en ce qui concerne le p_t . Néanmoins nous avons rejeté les événements avec rediffusion en utilisant la coupure sur la variable ξ définie au chapitre IV. La rediffusion peut, en effet, contribuer à une augmentation de l'impulsion transverse qui ne nous intéresse pas dans le cadre défini ici.

Une bonne définition de l'impulsion transverse nécessite une bonne définition de l'impulsion et de l'angle du hadron. Par ailleurs, nous ne nous intéressons qu'aux hadrons produits dans le processus de fragmentation. Aussi nous avons rejeté :

- les événements ayant une trace énergétique interagissant à une distance inférieure à 12 cm du vertex primaire ;
- les traces ayant une erreur sur l'impulsion supérieure à 30 % ;
- les protons spectateurs et les électrons identifiés.

Après ces différentes coupures, notre sélection comprend 8241 événements CC ν et 7523 événements CC $\bar{\nu}$.

La présentation des résultats sera faite en général sur cible isoscalaire (p et n mélangés) car nous n'avons pas observé de différence sensible entre les 2 cibles. Il nous arrivera même de regrouper les données ν et $\bar{\nu}$.

3 - DEFINITION DE L'IMPULSION TRANSVERSE p_t

Il y a plusieurs façons de définir l'impulsion transverse d'un hadron produit dans une réaction de leptoproduction. Nous présentons sur la figure VII.1 les variables que nous allons utiliser dans ce chapitre. Le plan leptonique est défini par le ν et le μ et contient le courant \vec{q} . La projection de l'impulsion \vec{p}_h d'un hadron final dans le plan perpendiculaire au courant définit l'impulsion transverse p_t . Nous ne mesurons pas tous les hadrons (il nous manque l'essentiel des neutres) et nous connaissons avec une petite incertitude la direction du ν et du μ . La direction du courant est donc définie avec une certaine erreur, qui est faible, nous y reviendrons à propos du smearing. On peut aussi définir l'impulsion transverse

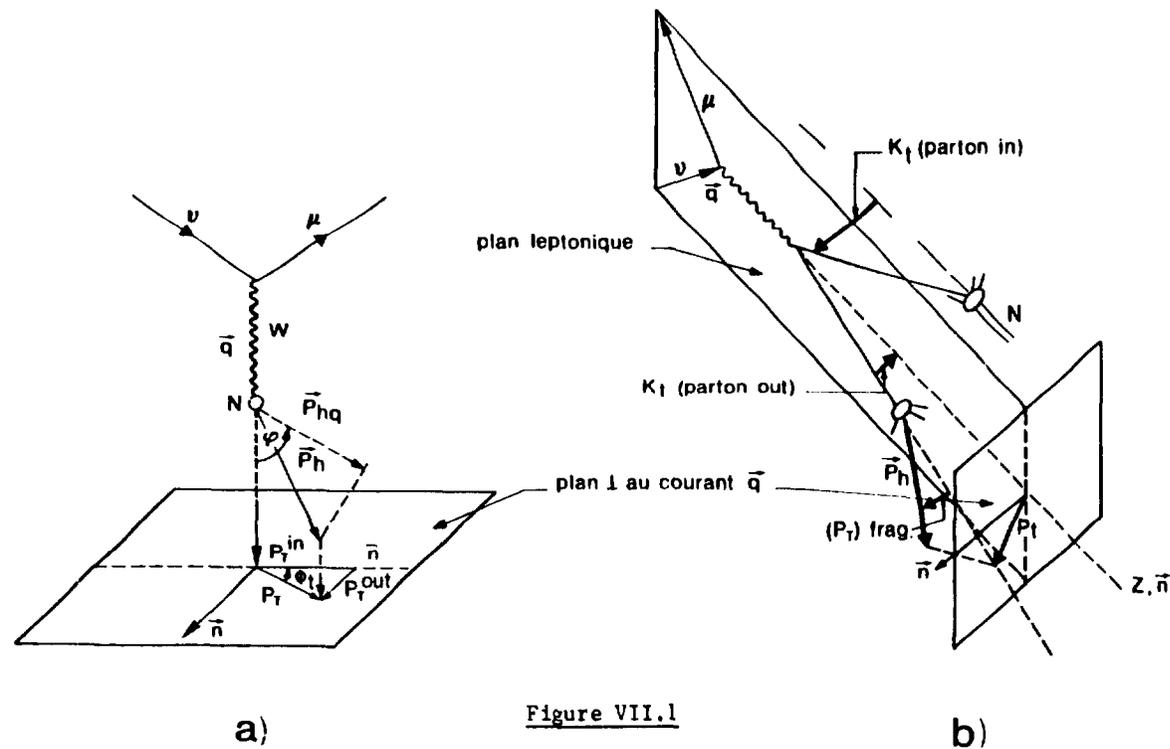


Figure VII.1

- \vec{p}_h = impulsion du hadron h dans le centre de masse
 \vec{p}_{hq} = projection de l'impulsion \vec{p}_h dans le plan leptonique
 ϕ = angle azimutal dans le plan leptonique autour de la normale \vec{n} au plan
 ϕ_t = angle azimutal dans le plan perpendiculaire au plan leptonique autour du courant \vec{q}
 p_t = impulsion transverse par rapport au courant = projection de l'impulsion du hadron h dans le plan perpendiculaire au courant \vec{q}
 K_t (parton - in) = impulsion primordiale du parton cible dans le nucléon N
 K_t (parton - out) = K_t (parton - in) * z
 (p_t) frag = impulsion transverse du hadron h par rapport à la direction du parton qui se fragmente.

par rapport à l'ensemble des hadrons vus qui définissent une direction \vec{H} . Cet axe ne convient pas très bien dans le cas de notre expérience où des études de Monte Carlo nous ont montré que la dispersion : $H_{\text{vrai}} - \vec{H}_{\text{mesuré}}$ était importante. Nous n'utiliserons pas \vec{H} dans notre étude.

Le plan de l'événement est mieux défini par la direction du courant \vec{q} et par la normale \vec{n} à ce plan, où \vec{n} est choisi non plus perpendiculaire au plan leptonique mais de façon à minimiser la somme des carrés des composantes, en dehors du plan, de l'impulsion des hadrons dans le centre de masse :

$$\sum_{h=1}^N (\vec{p}_h \cdot \vec{n})^2 = \sum_{h=1}^N p_{t\text{out}}^2 \quad (7.1)$$

et par conséquent maximiser la somme des carrés des composantes dans le plan de l'événement appelée $\sum p_{t\text{in}}^2$. Pour déterminer \vec{n} nous utilisons la technique standard qui consiste à diagonaliser le tenseur des impulsions :

$$\begin{pmatrix} \sum_{h=1}^N p_{yh} p_{yh} & \sum_{h=1}^N p_{yh} p_{zh} \\ \sum_{h=1}^N p_{zh} p_{yh} & \sum_{h=1}^N p_{zh} p_{zh} \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

où N est le nombre de hadrons vus, p_{yh} et p_{zh} les composantes de \vec{p}_h dans le plan perpendiculaire au courant dans le système du centre de masse hadronique. Les valeurs propres obtenues Q et Q' sont classées telles que $Q < Q'$. Il leur correspond les vecteurs propres \vec{n} et \vec{n}' . Le plan de l'événement est alors formé par \vec{q} et \vec{n}' . Il ne coïncide pas nécessairement exactement avec le plan leptonique.

L'étude du smearing a été faite en utilisant la méthode expliquée dans le chapitre IV pour les distributions en z et x_F . En raison de la définition même du p_c par rapport à la direction du courant le smearing est en général négligeable. Nous avons néanmoins tenu compte de l'acceptance et des erreurs expérimentales dans le Monte-Carlo de Lund (ou de FF) chaque fois que nous l'avons comparé aux données.

Sur la figure VII.2 nous présentons les distributions des p_t^2 des hadrons chargés dans différents intervalles de W^2 . Sur la figure VII.2b nous comparons l'ensemble des événements sélectionnés (ayant $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ et $W^2 > 9 \text{ GeV}^2$) avec les événements ayant $W^2 > 100 \text{ GeV}^2$. Nous remarquons la forme caractéristique des distributions en p_t^2 qui décroît rapidement à grand p_t^2 . Cette décroissance est beaucoup moins forte pour les événements à grand W^2 ($> 100 \text{ GeV}^2$). La valeur moyenne est $\langle p_t^2 \rangle = 0,207 \text{ GeV}^2$ comparée à 0,166 pour l'ensemble des événements. Si nous voulons sélectionner des événements à grand $\langle p_t^2 \rangle$ nous devons donc rejeter les événements à faible énergie mais une coupure à $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ est probablement suffisante pour avoir une bonne sélection. Nous le voyons sur la figure VII.2a où nous comparons les événements ayant $W^2 < 50 \text{ GeV}^2$ ($\langle p_t^2 \rangle = 0,154 \text{ GeV}^2$) avec les événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ ($\langle p_t^2 \rangle = 0,188 \text{ GeV}^2$). Sur cette dernière figure on observe que les deux distributions sont très proches l'une de l'autre jusqu'à $p_t^2 \approx 0,5 \text{ GeV}^2$. Elles commencent alors à s'éloigner progressivement l'une de l'autre, la différence devenant très sensible au delà de 1 GeV^2 où la distribution correspondant aux valeurs élevées de W^2 présente une queue très importante jusqu'à des valeurs de $\approx 4 \text{ GeV}^2$ alors que celle correspondant aux plus faibles valeurs de W^2 ne s'étend pas au delà de 2 GeV^2 .

4 - $\langle p_t^2 \rangle$ EN FONCTION DE W^2 , Q^2 , x_F ET z

Nous avons étudié la variation avec W^2 et Q^2 de la moyenne de l'impulsion transverse totale $\langle p_t^2 \rangle$ des hadrons chargés dans les deux hémisphères avant et arrière. Pour que la séparation des deux hémisphères soit plus claire nous avons utilisé une coupure $x_F > 0,3$.

Sur la figure VII.3 nous montrons la variation de $\langle p_t^2 \rangle$ avec W^2 pour les interactions ν et $\bar{\nu}$. Nous observons une nette augmentation de $\langle p_t^2 \rangle$ avec W^2 pour les traces vers l'avant. Dans l'hémisphère arrière $\langle p_t^2 \rangle$ varie peu à partir de $W^2 > 25 \text{ GeV}^2$; l'augmentation à faible W^2 est due à des effets purement cinématique. Sur la figure VII.4 nous comparons nos données vers l'avant ($z > 0,4$) avec les données de muoproduction [VII.2] et avec les données de l'expérience WA47 [VII.1a] $\nu \text{ Ne}$. L'accord entre ces différentes expériences est très bon. Nous confirmons donc la nette augmentation de $\langle p_t^2 \rangle$ avec W^2 pour les traces vers l'avant c'est à dire celles provenant de la fragmentation du quark leading.

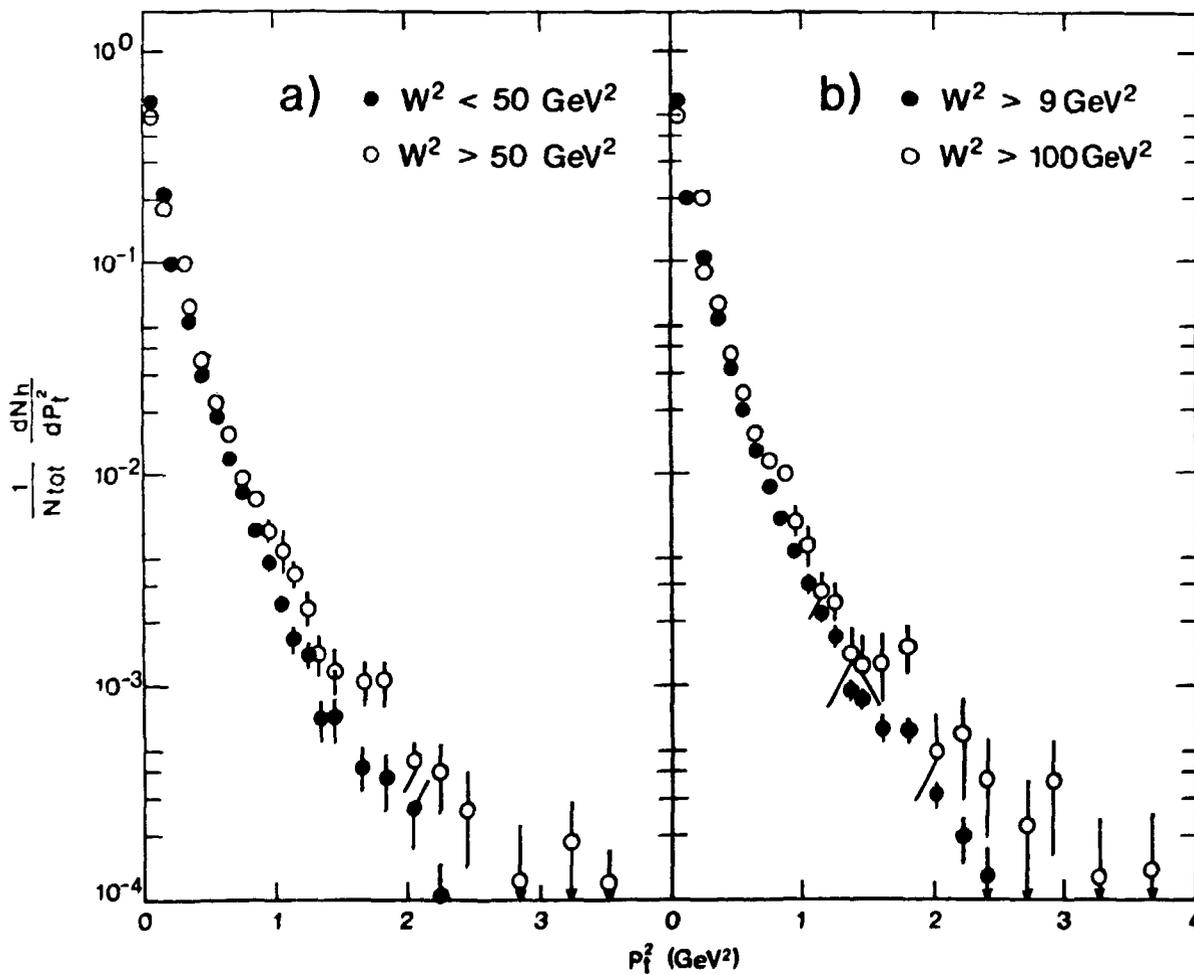


Figure VII.2

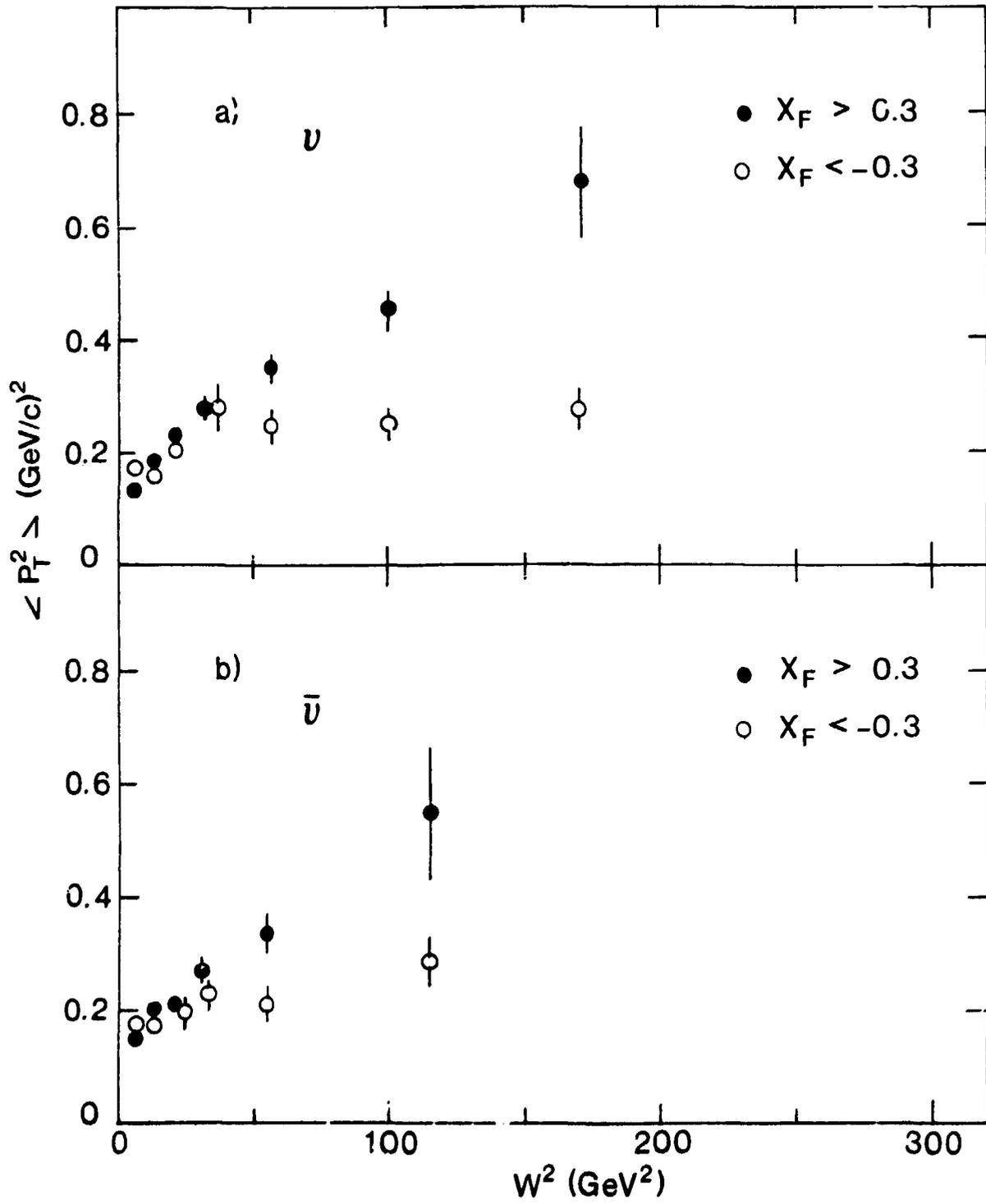


Figure VII.3

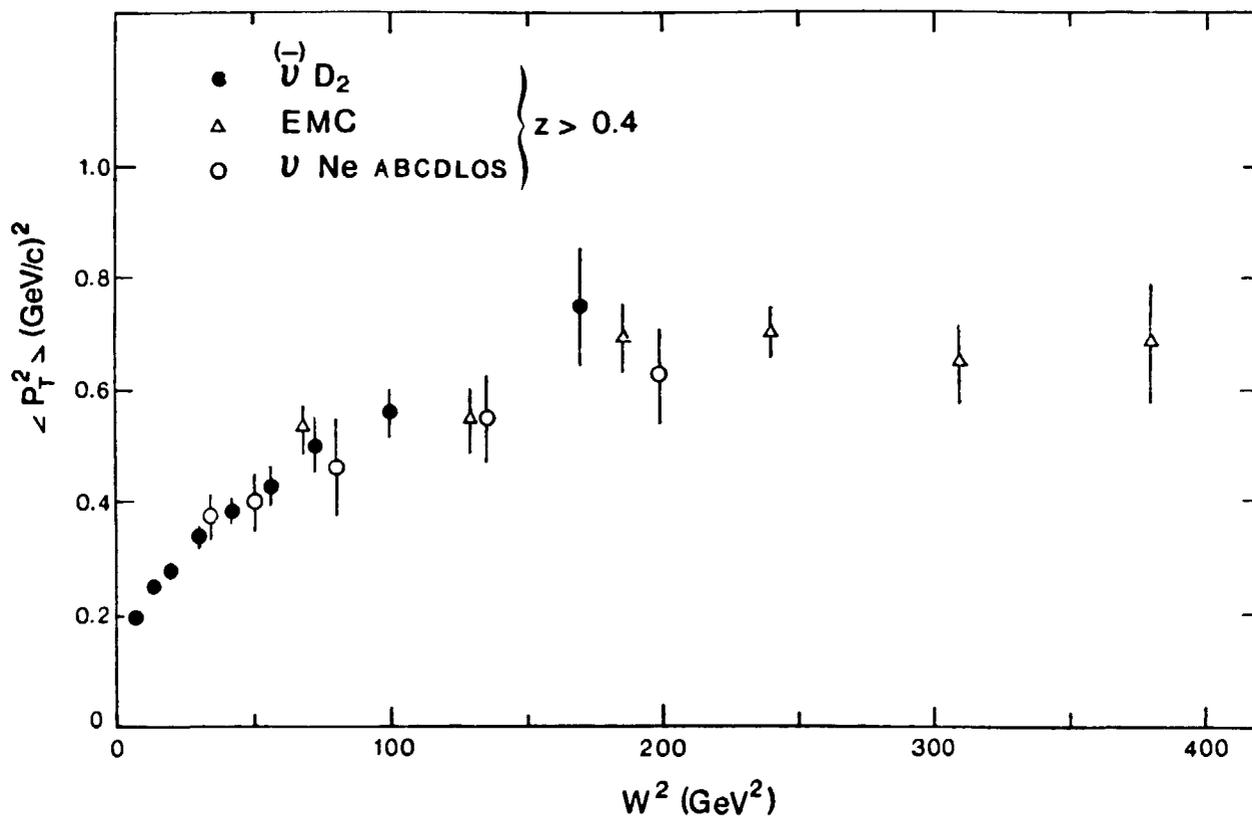


Figure VII.4

La dépendance de $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de Q^2 est présentée sur la figure VII.5a et VII.5b pour les événements ayant $W^2 > 9 \text{ GeV}^2$ (ν et $\bar{\nu}$). Nous remarquons une légère augmentation en fonction de Q^2 qui est probablement due aux événements à faible W^2 . En effet lorsque nous faisons la coupure $W^2 > 25 \text{ GeV}^2$ (figure VII.5c et VII.5d (ν et $\bar{\nu}$)) nous n'observons plus de dépendance de $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de Q^2 .

Sur la figure VII.6 nous montrons la variation de $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de x_F dans deux intervalles donnés de W^2 . Nous avons dans ce cas séparé les interactions sur proton et sur neutron car la variable x_F est celle qui permet le mieux de découvrir les différences éventuelles entre les deux nucléons cibles. Nous remarquons que, à l'intérieur des fluctuations statistiques, les interactions ν ($\bar{\nu}$) n et ν ($\bar{\nu}$) p présentent une dépendance comparable en fonction de x_F . Nous observons la forme caractéristique de cette distribution qui a l'allure d'une mouette (effet "seagull"): la faible valeur de $\langle p_t^2 \rangle$ à x_F proche de 0 est simplement due aux contraintes cinématiques de l'espace de phase. Un comportement différent est par contre observé dans les deux régions de W^2 : à faible W^2 les hémisphères avant et arrière sont à peu près symétriques; à plus grand W^2 nous observons une augmentation plus forte dans l'hémisphère avant. Il s'agit donc d'une augmentation de $\langle p_t^2 \rangle$ avec x_F (pour $x_F > 0$) qui devient plus importante à grand W^2 .

Pour une étude plus détaillée du p_t des hadrons chargés des interactions ν ($\bar{\nu}$) N nous devons considérer les différentes sources qui contribuent à cette impulsion transverse.

1. L'impulsion transverse du parton qui est frappé par le courant appelée k_t primordial (voir figure VII.1b).
2. Le processus de fragmentation où un couple $q\bar{q}$ est formé dans le champ de couleur qui s'établit entre le quark qui se fragmente et le système diquark restant: le quark et l'antiquark reçoivent une impulsion transverse égale et opposée. Si le système formé est une résonance sa désintégration contribuera à changer le $\langle p_t \rangle$ des hadrons vus (ceux qui proviennent de la désintégration de cette résonance).
3. La production de 3 jets prévue par QCD au premier ordre en $\alpha(Q^2)$.

Sur la figure VII.1b nous présentons les contributions au $\langle p_t \rangle$ de type non perturbatif (1 et 2): la source 1 apporte une contribution au

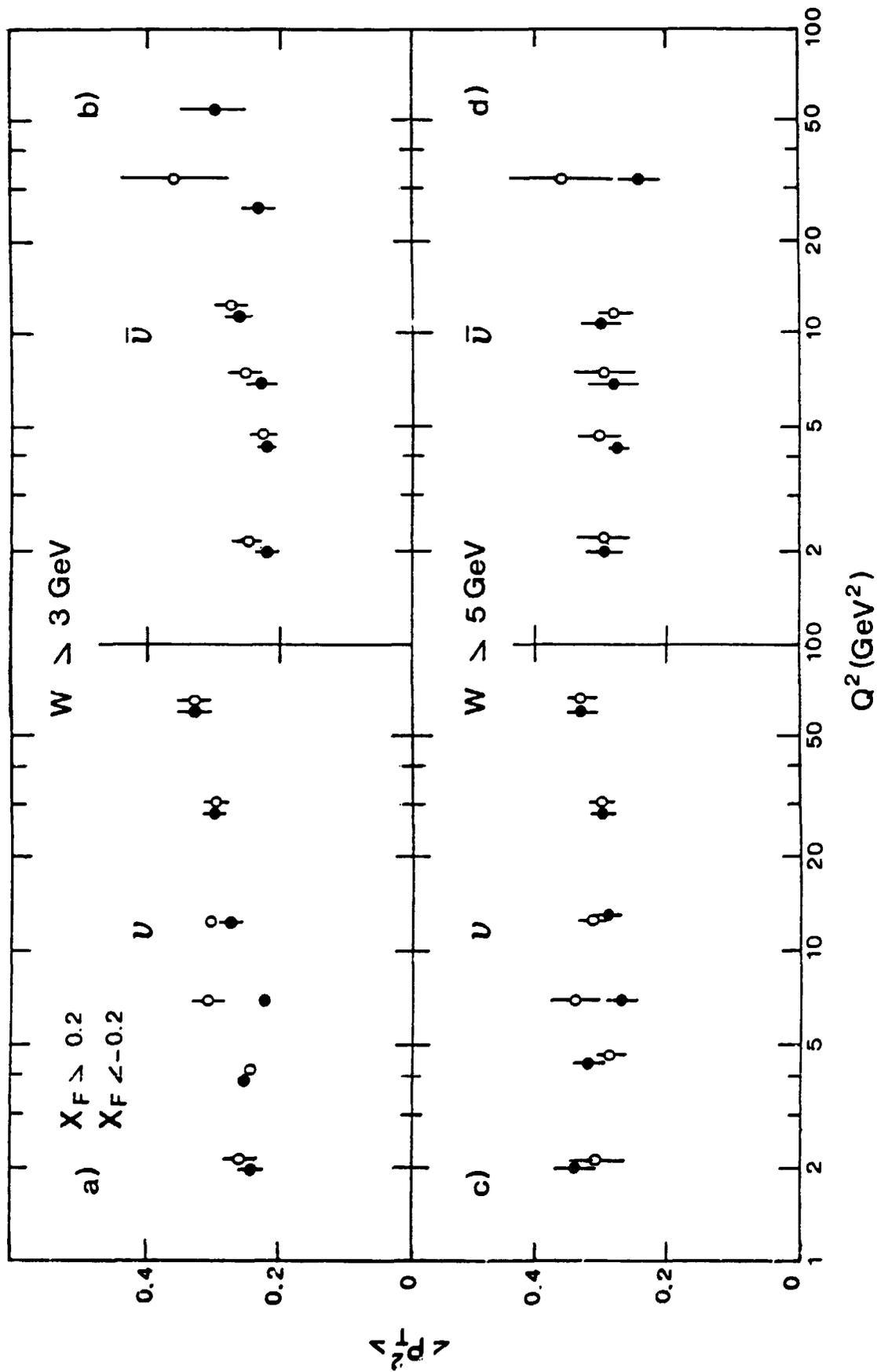


Figure VII.5

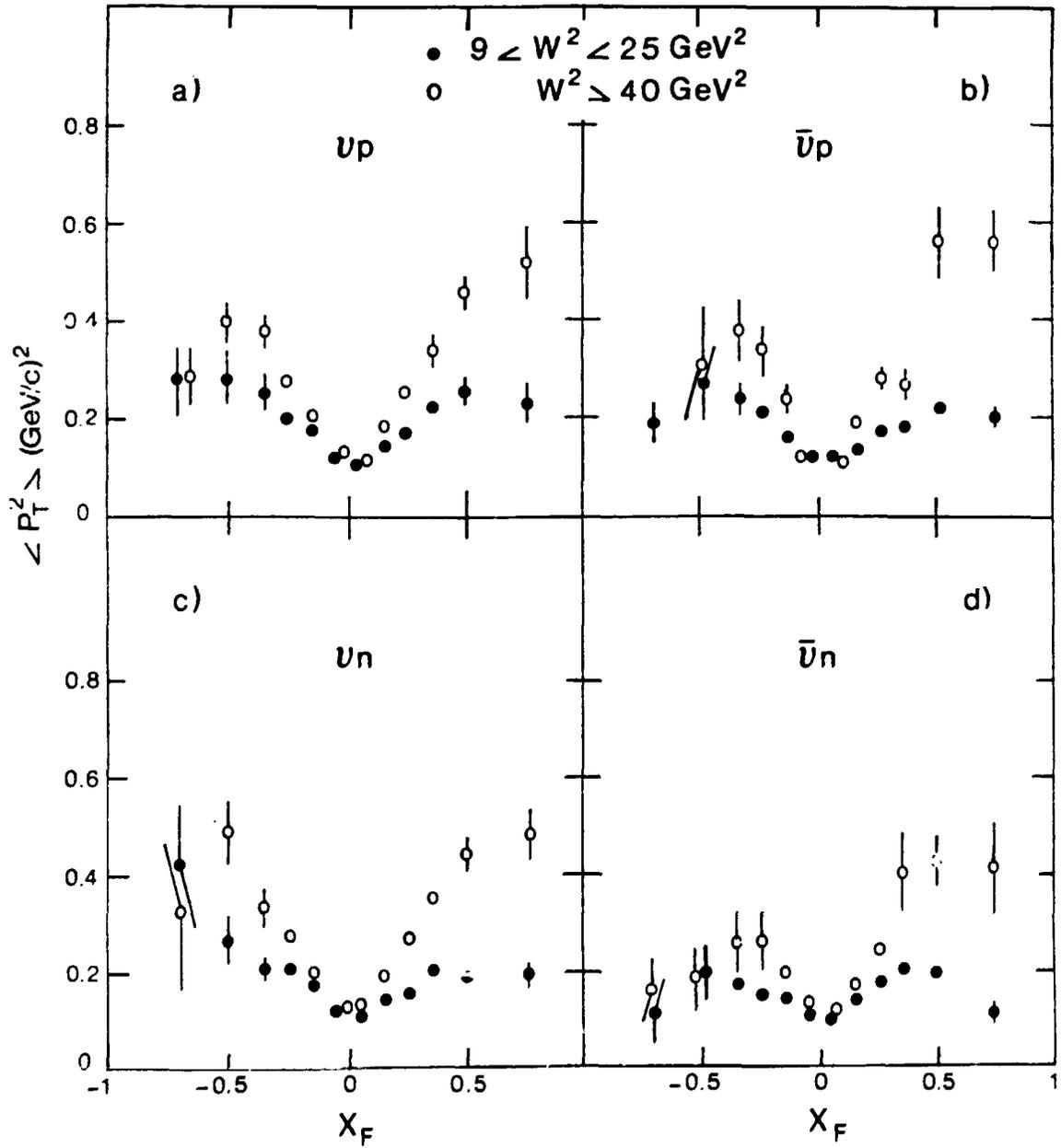


Figure VII.6

$\langle p_t \rangle$ du type $\langle k_t^2 \rangle * z^2$ où z est la fraction, emportée par le hadron, de l'impulsion du parton frappé. Sur la figure VII.1b k_t (parton-out) = k_t (parton-in) * z . La source 2 ($\langle p_t \rangle_{frag}$) est l'impulsion du hadron h par rapport à la direction du parton qui se fragmente. Cette source est indépendante de z et de W . La troisième source $\langle p_t^2 \rangle_{QCD}$ donne une contribution qui dépend de W^2 à travers la relation [VII.8] :

$$\langle p_t^2 \rangle_{QCD} \approx 0,31 \alpha(Q^2) * W^2 \quad (7.3)$$

Nous pouvons donc paramétriser le $\langle p_t^2 \rangle$ par l'expression :

$$\langle p_t^2 \rangle = \langle k_t^2 \rangle * z^2 + \langle p_t^2 \rangle_{frag} + \langle p_t^2 \rangle_{QCD} \quad (7.4)$$

En plus de ces trois sources le modèle de Lund prévoit une contribution due à la production des gluons mous. Cette production provoque un recul du hadron qui contient le quark leading, recul qui est équilibré par un p_t plus élevé des autres hadrons produits (voir par la suite VII.5). La production de gluons mous dépend de W et de z .

Sur la figure VII.7a nous présentons la variation de $\langle p_t^2 \rangle$ avec W^2 dans des intervalles fixes de z^2 . Nous observons une plus forte augmentation du $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de W^2 pour les intervalles de z plus élevés (effet "seagull"). Les courbes superposées aux données sont produites par le modèle de Lund avec $k_t = 0,44$ GeV/c, $\Lambda = 0,3$ et en incluant la contribution des gluons mous.

La figure VII.7b nous montre la variation de $\langle p_t^2 \rangle$ avec z^2 comparée aussi au modèle de Lund. Le modèle sous-estime légèrement les données à partir de $z > 0,5$.

5 - LE BALANCEMENT DE L'IMPULSION TRANSVERSE

Dans le chapitre I et dans le paragraphe précédent nous avons vu que la particule issue du quark "leading" peut acquérir une impulsion transverse de recul supplémentaire due à l'émission d'un gluon mou par le quark. Dans ce cas le p_t est équilibré (balancé) par le p_t des hadrons qui sont produits dans la région centrale du plateau en rapidité. Au contraire si le p_t de la particule leading est dû au k_t primordial du quark, il doit être équilibré dans la région de la cible. En recherchant dans quelle région de l'espace en rapidité le p_t de la particule leading est équilibré (nous

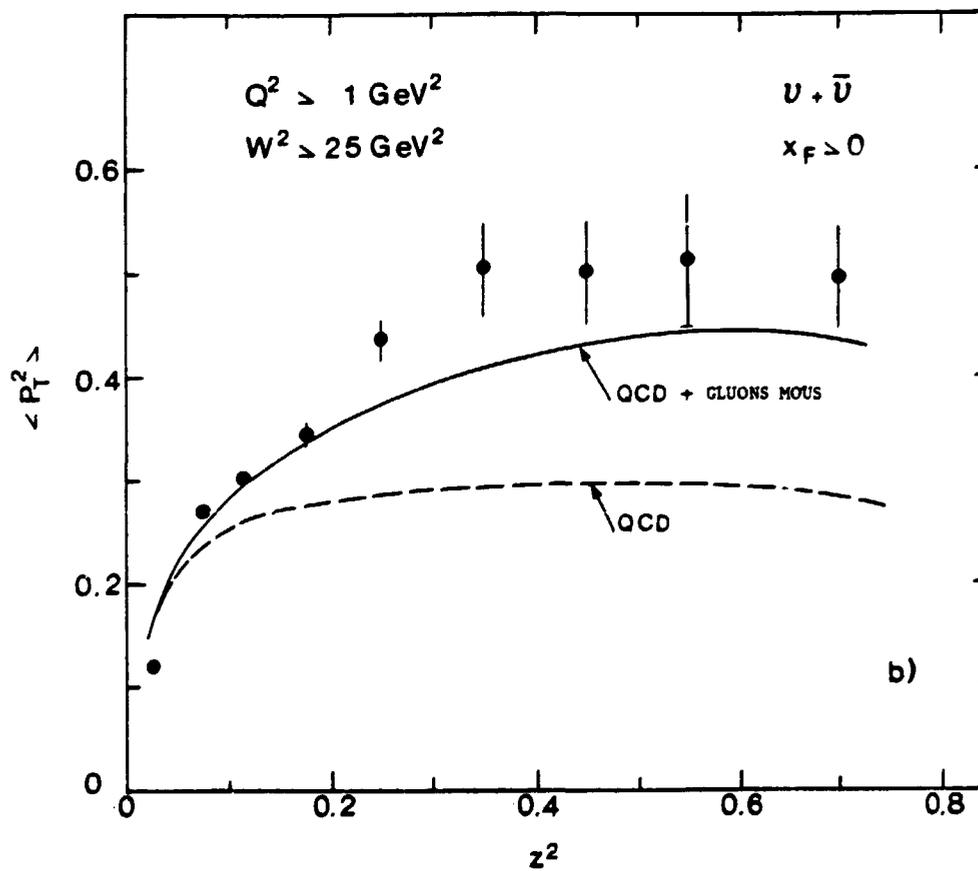
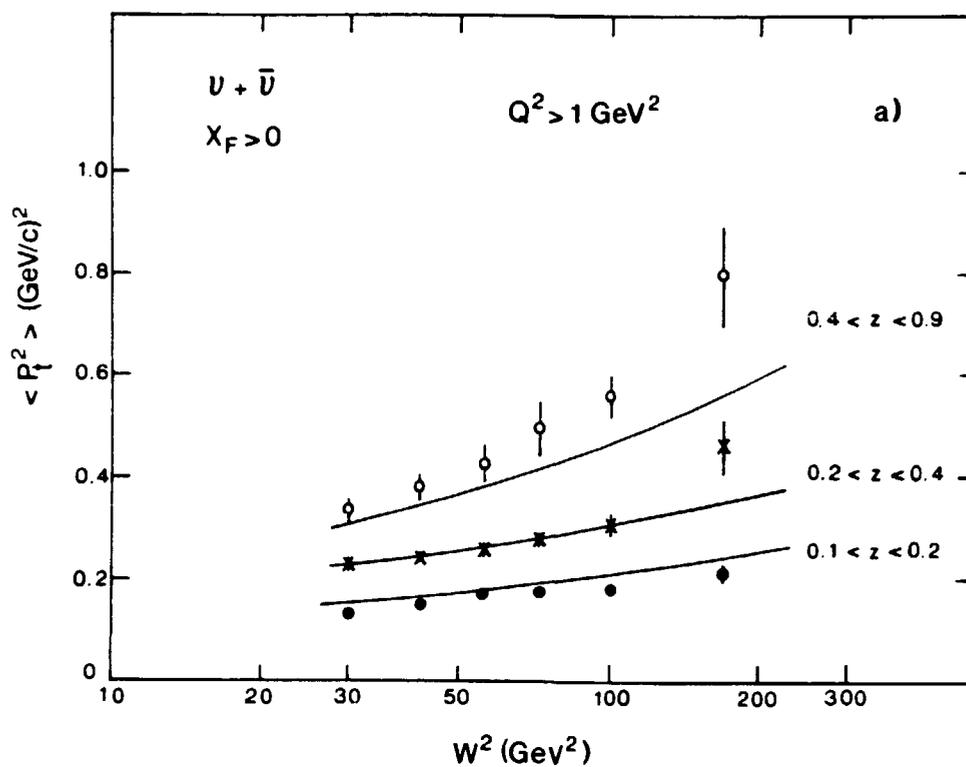


Figure VII.7

rappelons qu'il doit y avoir conservation de l'impulsion transverse totale), nous devrions obtenir des informations sur le rôle respectif des gluons nous et du k_t primordial.

Nous nous plaçons tout d'abord dans des conditions cinématiques favorables. Nous sélectionnons les événements ν et $\bar{\nu}$ ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ et au moins 2 hadrons chargés. La coupure en W^2 nous assure un plateau en rapidité bien défini et donc une bonne séparation entre cible et courant.

Nous devrions ensuite définir ce que nous appelons particule leading (celle qui est supposée contenir le quark qui se fragmente) et nous avons utilisé deux choix différents :

- A/ La particule leading est celle de p_t le plus élevé et ce p_t est tel que $p_t^2 > 2. \text{ GeV}^2$. Cette sélection conduit à 78 événements.
- B/ La particule leading est la particule la plus rapide et a $z > 0,4$. Cette sélection conduit à 960 événements.

Sur la figure VII.8 nous présentons les distributions de la variable z correspondant aux hadrons "leading" et aux hadrons restants, pour la sélection A (figure VII.8a) et pour la sélection B (figure VII.8b).

Nous définissons le flux d'impulsion transverse :

$$\frac{\Delta p_t^{fl}}{\Delta y^*} = \frac{1}{N_{ev}} \sum \frac{p_t^{leading}}{\Delta y^*} \quad (7.5)$$

où N_{ev} est le nombre d'événements sélectionnés et la somme est faite sur tous les hadrons leading sélectionnés par la méthode A ou B.

Sur la figure VII.1a nous avons défini l'angle azimuthal ϕ_t dans le plan perpendiculaire à la direction du courant ; $\phi_t = 0$ est donné par la direction de la particule leading. Le flux de la balance en p_t est défini par :

$$\frac{\Delta p_t^{bfl}}{\Delta y^*} = \frac{1}{N_{ev}} \sum \frac{-\cos\phi_t p_t}{\Delta y^*} \quad (7.6)$$

et la somme est faite sur tous les hadrons restants.

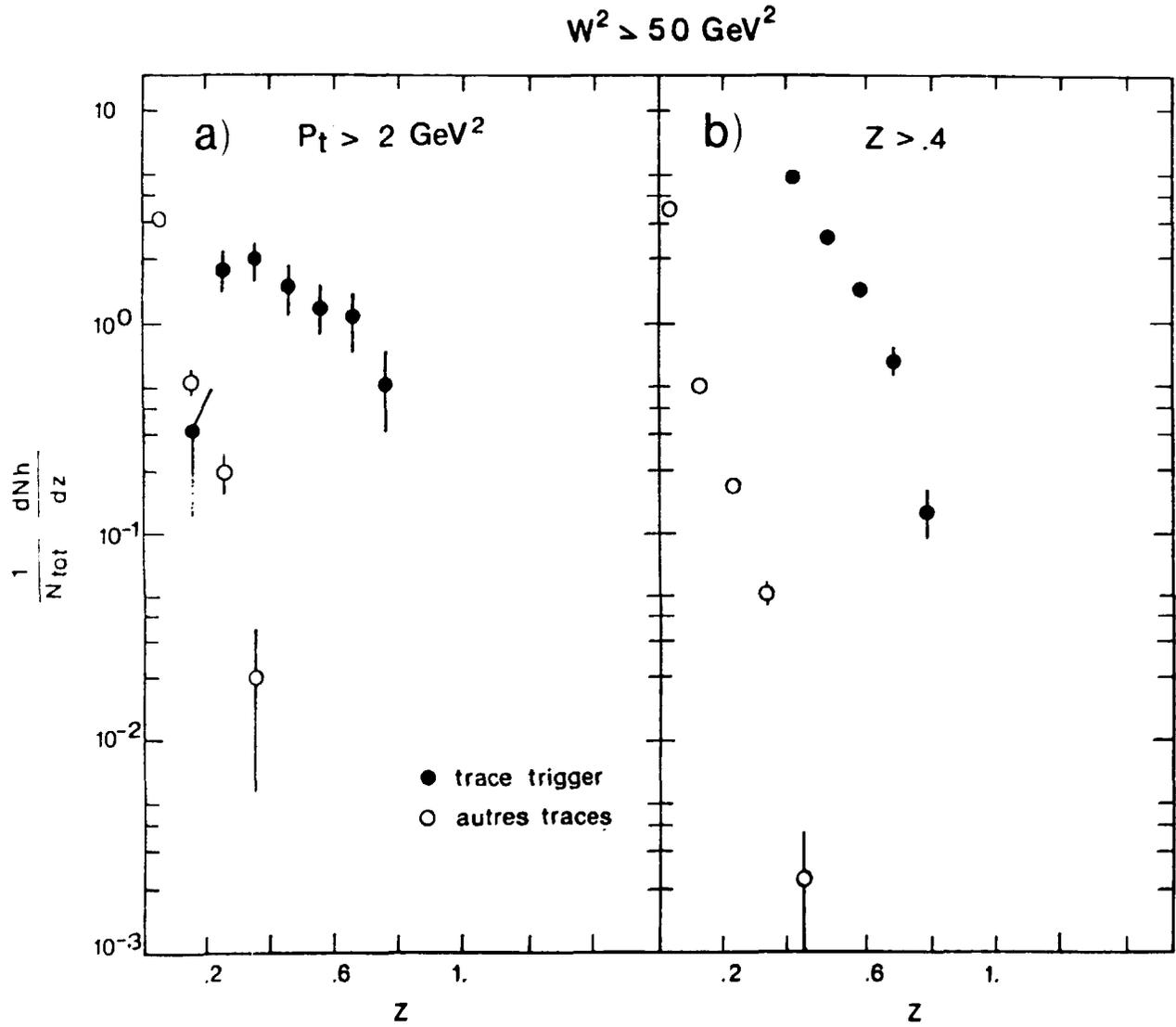


Figure VII.8

Le flux d'impulsion transverse et le flux de la balance de l'impulsion transverse sont présentés sur la figure VII.9 pour les deux sélections A et B en fonction de la rapidité y^* dans le centre de masse. Nous pouvons voir de cette façon où est située la particule leading et où elle est balancée dans la distribution en rapidité.

Pour interpréter ce résultat, nous avons comparé nos données avec le Monte-Carlo de Lund dans les trois conditions suivantes :

1. Courbe I : il n'y a que des gluons mous et le k_t primordial est mis à 0 : $k_t = 0$.
2. Courbe II : il y a des gluons mous mais aussi un certain k_t primordial : $k_t = 0,44$ GeV/c.
3. Courbe III : il n'y a pas de gluons mous et le k_t primordial est choisi assez élevé : $k_t = 0,8$ GeV/c.

Pour les particules leading, les trois courbes ne se différencient pas (pour cette raison nous avons dessiné seulement la courbe II sur les figures VII.9a et VII.9b). Elles reproduisent également bien les données.

Pour la balance de l'impulsion transverse (figures VII.9c et VII.9d) nous pouvons remarquer que la courbe I, qui tient compte uniquement de la contribution des gluons mous, ne reproduit pas correctement les données pour les valeurs négatives de y^* . D'autre part, une impulsion transverse primordiale trop importante ($k_t = 0,8$ courbe III) donne une trop forte contribution pour les valeurs négatives de y^* et une contribution insuffisante aux valeurs positives. La courbe II reproduit le mieux les données.

On pourrait supposer ici que le k_t choisi pour la courbe II ($k_t = 0,44$), qui correspond à la valeur par défaut du modèle de Lund, est insuffisant pour une bonne interprétation des données et qu'une valeur un peu plus élevée ($k_t = 0,6$ par exemple) nous donnerait un meilleur accord. Nous devons ajouter que les erreurs statistiques expérimentales ne nous permettent pas de faire un ajustement pour déterminer le meilleur k_t . Néanmoins nous avons vérifié sa très petite influence sur les prédictions du modèle, compte tenu des erreurs sur les distributions expérimentales. Sa contribution reste faible par rapport à celle du k_t primordial.

En conclusion, nous pouvons dire que la production des gluons mous est nécessaire pour reproduire les données dans la région centrale en rapidité mais nous avons aussi besoin d'un k_t primordial non négligeable pour reproduire les données dans la région de fragmentation de la cible.

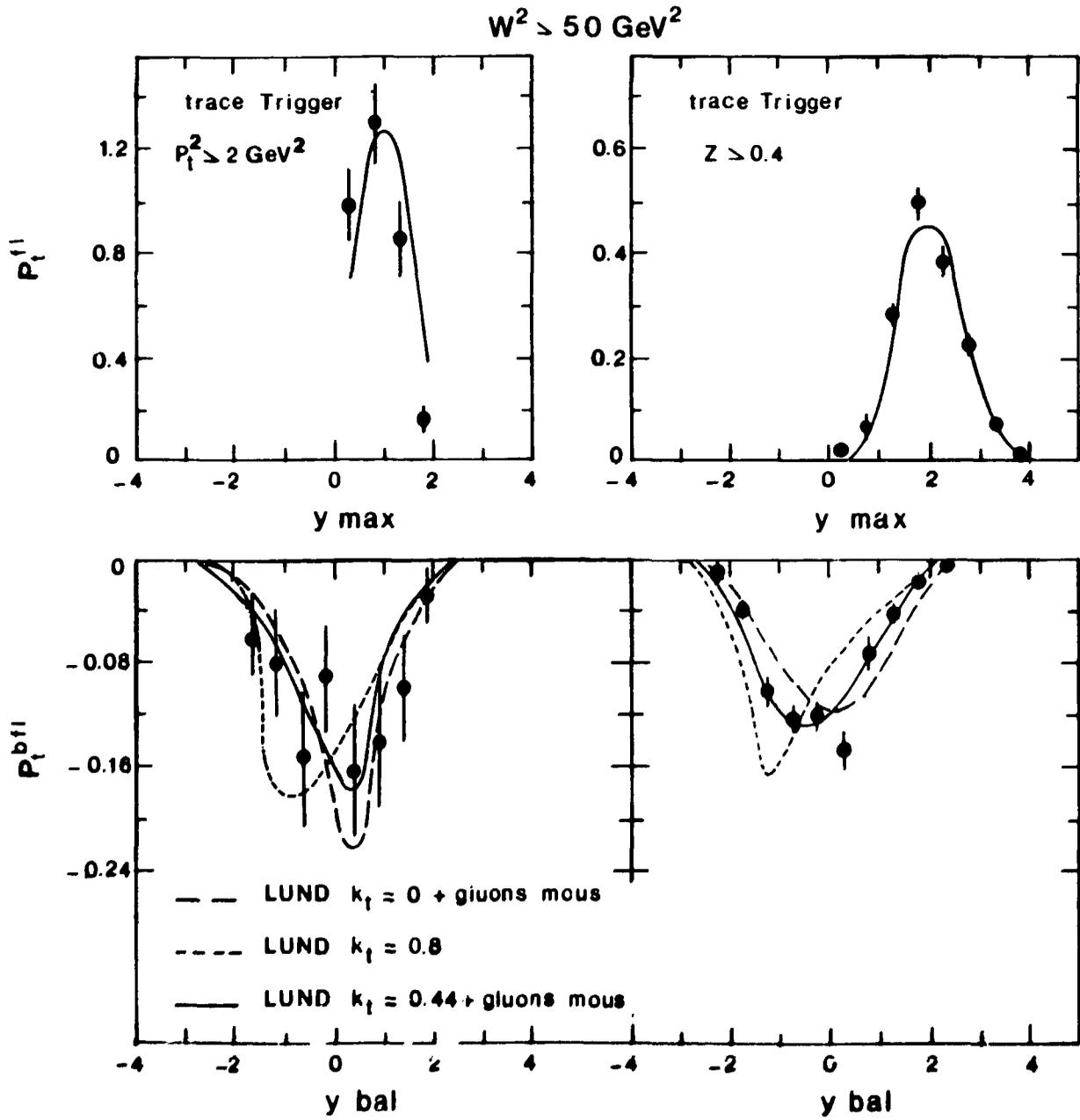


Figure VII.9

Nos résultats sont en accord avec ceux obtenus dans l'interaction μp [VII.7]. Nous devons néanmoins souligner que si l'énergie hadronique dans notre expérience est inférieure par rapport à celle de l'interaction μp (ce qui n'est pas particulièrement gênant pour l'étude des gluons mous et du k_t primordial) nous avons, par contre, l'avantage de mesurer tous les hadrons chargés issus des interactions ν et $\bar{\nu}$. L'expérience EMC [VII.7] sélectionne seulement les hadrons ayant une impulsion supérieure à 6 GeV/c et vers l'avant et la région de rapidité négative n'est pas vue par leur appareillage.

Récemment l'expérience EMC a complété son analyse précédente [VII.7] dans tout le domaine cinématique (voir W. Wittek, Conférence ν '84, Dortmund Juin 84). Cette analyse confirme la nécessité des deux contributions du k_t primordial et des gluons mous.

6 - $\frac{\Sigma p_{t\text{in}}}{\Sigma p_{t\text{out}}}$ ET LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DU FLUX D'ENERGIE

Sur la figure VII.10 nous présentons les distributions $(\nu + \bar{\nu})$ $\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN}{d\Sigma p_{t\text{in}}^2}$ et $\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN}{d\Sigma p_{t\text{out}}^2}$ (où $p_{t\text{in}}$ et $p_{t\text{out}}$ sont définis en VII.2) dans deux régions de W^2 : $16 < W^2 < 50 \text{ GeV}^2$ et $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$; la somme est faite sur tous les hadrons chargés vers l'avant et N_{ev} est le nombre d'événements sélectionnés ayant au moins 3 hadrons chargés vers l'avant. On observe tout d'abord que la distribution de $p_{t\text{out}}$ est très limitée, et ce par construction liée à la définition respective de $p_{t\text{in}}$ et $p_{t\text{out}}$. On remarque ensuite que la distribution de $\Sigma p_{t\text{in}}$ s'étend plus loin à grand W^2 qu'à petit W^2 . Cet effet devient très clair à partir de $\Sigma p_{t\text{in}} = 2 \text{ GeV}^2$ tandis que la distribution de $\Sigma p_{t\text{out}}$ est pratiquement indépendante de W^2 . Tout ceci a déjà été observé dans les interactions e^+e^- [VII.4] et μN [VII.5] et a été interprété par la présence d'événements planaires à 3 jets dans les événements à grand W^2 . Les courbes présentées sur la figure VII.10 sont les prédictions d'un modèle à 2 jets* (trait hachuré, et du modèle à 3 jets (trait plein). Nous observons que le modèle à 2 jets reproduit bien les données à faible W^2 mais il sous estime les $\Sigma p_{t\text{in}}$ à grand W^2 où le modèle à 3 jets donne un meilleur accord.

* Ce modèle peut être indifféremment un modèle à la Field-Feynman ou un modèle de Lund sans émission de gluons, leurs résultats n'étant pas significativement différents.

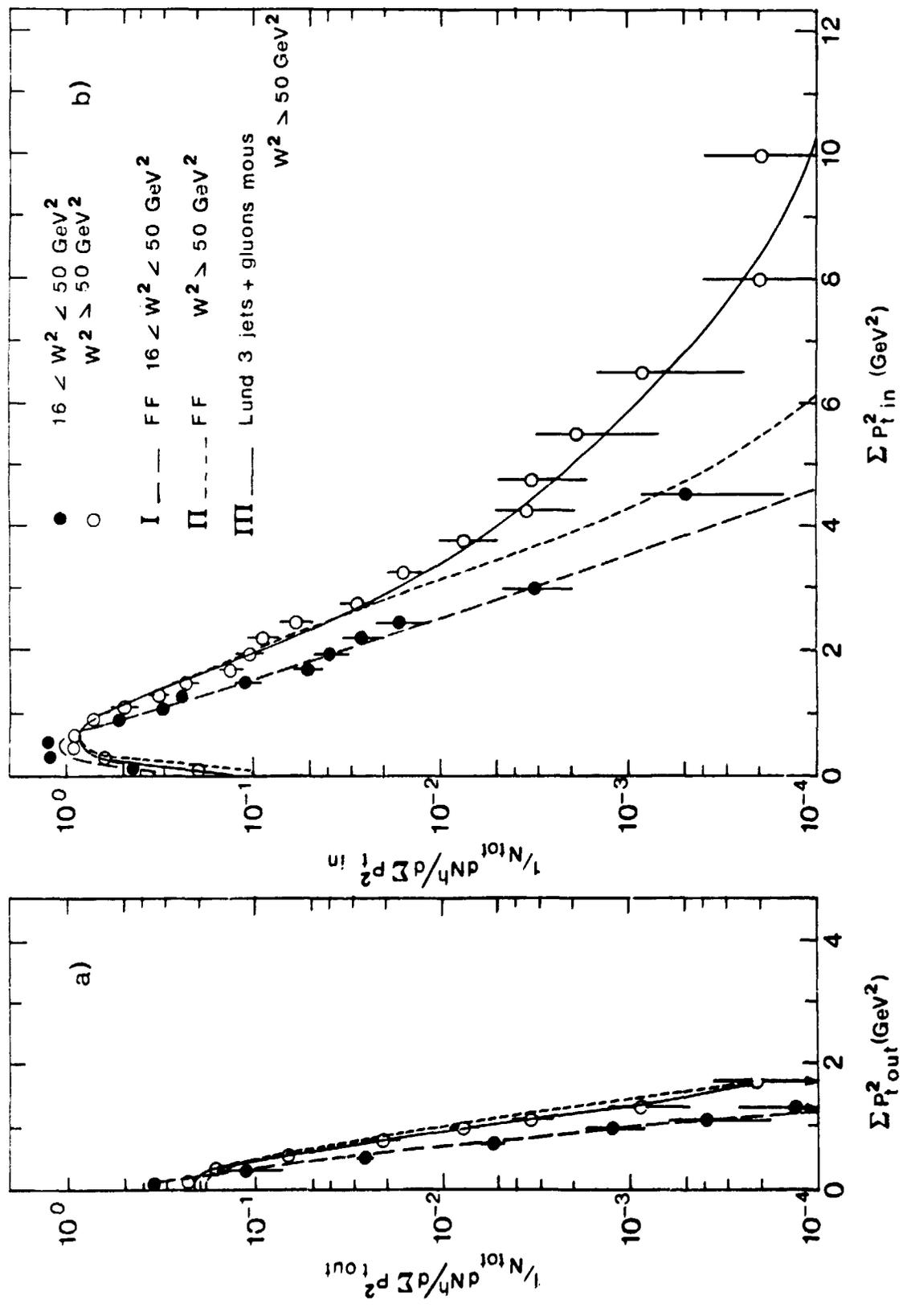


Figure VII.10

Nous voulons maintenant sélectionner un lot d'événements enrichi en événements à 3 jets ; pour cela nous acceptons seulement les événements ayant au moins 3 hadrons chargés vers l'avant et une masse carrée $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$. Ensuite nous définissons la planarité P par l'expression :

$$P = \frac{\sum p_{t\text{in}}^2 - \sum p_{t\text{out}}^2}{\sum p_{t\text{in}}^2 + \sum p_{t\text{out}}^2} \quad (7.8)$$

Les événements planaires ont une grande composante $p_{t\text{in}}$ par rapport à la composante $p_{t\text{out}}$, c'est-à-dire P proche de 1. Les événements à 3 jets doivent donc avoir une grande valeur de P.

Une autre caractéristique des événements à 3 jets est que l'impulsion transverse des hadrons est plus élevée que pour les événements à 2 jets. Nous définissons la dispersion D par l'expression :

$$D = \frac{1}{\sqrt{N_F}} \sum (p_t^h - \langle p_t^o \rangle) \quad (7.9)$$

où N_F est le nombre de hadrons vers l'avant, $\langle p_t^o \rangle = 0,33 \text{ GeV}/c$ est la valeur moyenne du p_t des hadrons des événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$. La somme est faite sur tous les hadrons vers l'avant.

Sur la figure VII.11a nous présentons le diagramme de D versus P pour tous les événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$. On remarque que la plupart des événements sont distribués à petit D mais peuplent toute la région en P. Il y a néanmoins un petit lot d'événements à grande planarité et à grande dispersion. Nous sélectionnons ces événements, qui sont des candidats 3 jets en imposant une coupure en dispersion et planarité.

Une autre façon d'enrichir en événements à 3 jets (proposée par Ingelman et al. [VII.9]) est de demander que l'événement sélectionné contienne au moins un hadron vers l'avant ayant une grande impulsion transverse $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$. Sur la figure VII.11b nous présentons le diagramme de D versus P pour les événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ et $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$. Nous remarquons que ces événements ont une valeur de P et de D beaucoup plus élevée que la moyenne. Nous le voyons clairement sur la figure VII.12a et VII.12b où les distributions normalisées de D et de P sont présentées pour tous les événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ et pour les événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ et une trace vers l'avant de $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$.

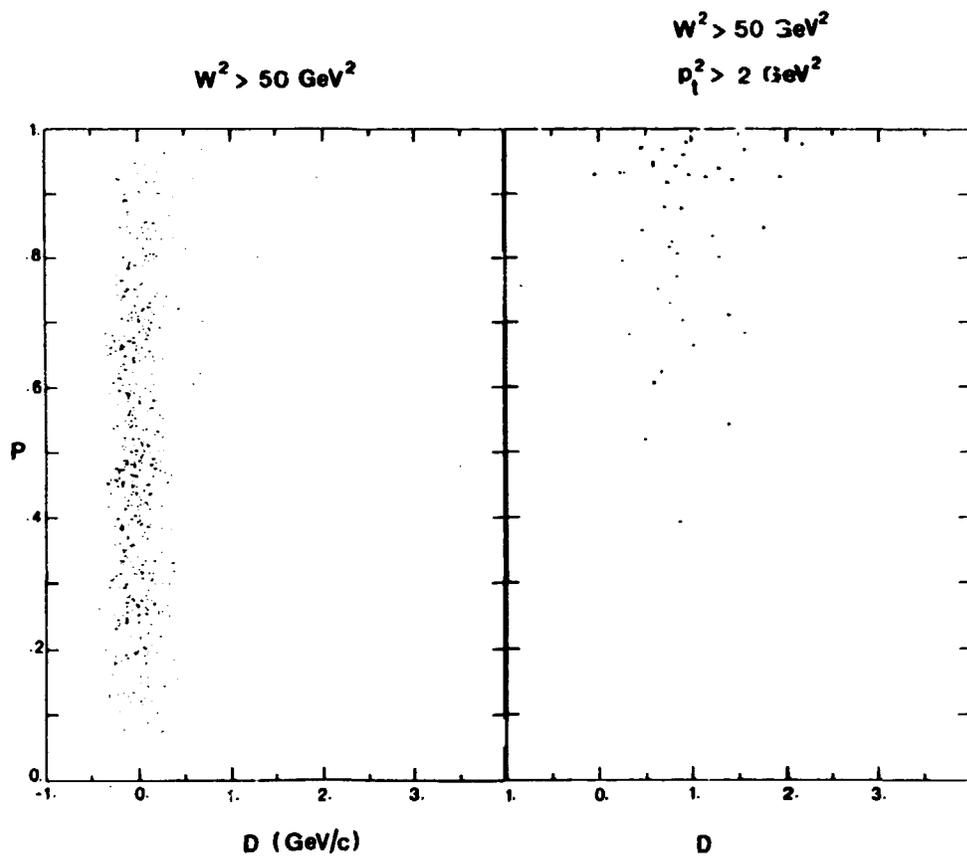


Figure VII.11

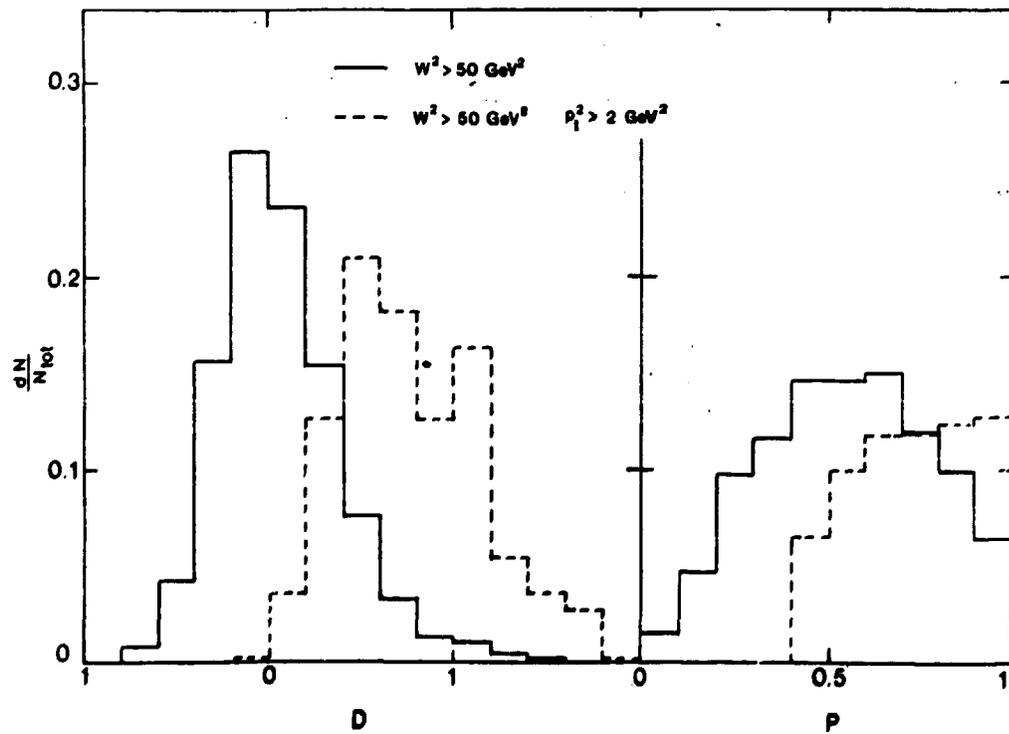


Figure VII.12

Nous avons sélectionné deux lots d'événements candidats 3 jets :

1. Le lot A est constitué de 79 événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$, au moins 3 traces vers la planarité $P > 0,4$ et la dispersion $D > 0,6$. Cet échantillon représente $3,11 \pm 0,32 \%$ des événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$.
2. Le lot B est constitué de 40 événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$, au moins 3 traces vers l'avant dont une ayant $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$. Cet échantillon représente $1,55 \pm 0,24 \%$ des événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$.

Pour visualiser la structure à 3 jets nous définissons la distribution angulaire du flux d'énergie :

$$\Delta E / \Delta \psi = \sum (\Delta N / \Delta \psi) \cdot z^* \quad (7.10)$$

où $z^* = 2 \epsilon_h^* / W$, ϵ_h^* étant l'énergie de chaque hadron dans le centre de masse et ψ l'angle azimutal (défini sur la figure VII.1a) dans le plan de l'événement autour de la normale n : ψ est donc l'angle entre la projection de l'impulsion du hadron dans le plan de l'événement et la direction du courant (qui correspond à $\psi = 0$,) ; ψ est défini pour chaque événement de façon que la trace de plus grand p_t ait un $\psi < 0$. En faisant ce choix nous supposons que la trace de plus grand p_t appartient au jet du quark. Une telle définition permet théoriquement de séparer le jet du quark ($\psi < 0$) du jet du gluon ($\psi > 0$). L'important est en l'occurrence d'adopter les mêmes définitions dans les données et dans le Monte-Carlo utilisé pour interpréter ces mêmes données.

La distribution angulaire du flux d'énergie, défini par l'expression (VII.10) est présentée sur la figure VII.13 pour les événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ et sur la figure VII.14 pour les événements sélectionnés. Nous observons sur la figure VII.13 une claire structure à 2 jets : le jet du courant autour de $\psi = 0$ et le jet de la cible autour de $\psi = \pi$. Sur les figures VII.14a et VII.14b nous observons une structure à 3 pics. Pour s'assurer que cette structure n'a pas une origine purement cinématique et pour l'interpréter dans le cadre de QCD, nous avons comparé nos données avec différents modèles correspondant à différentes paramétrisations du Monte-Carlo.

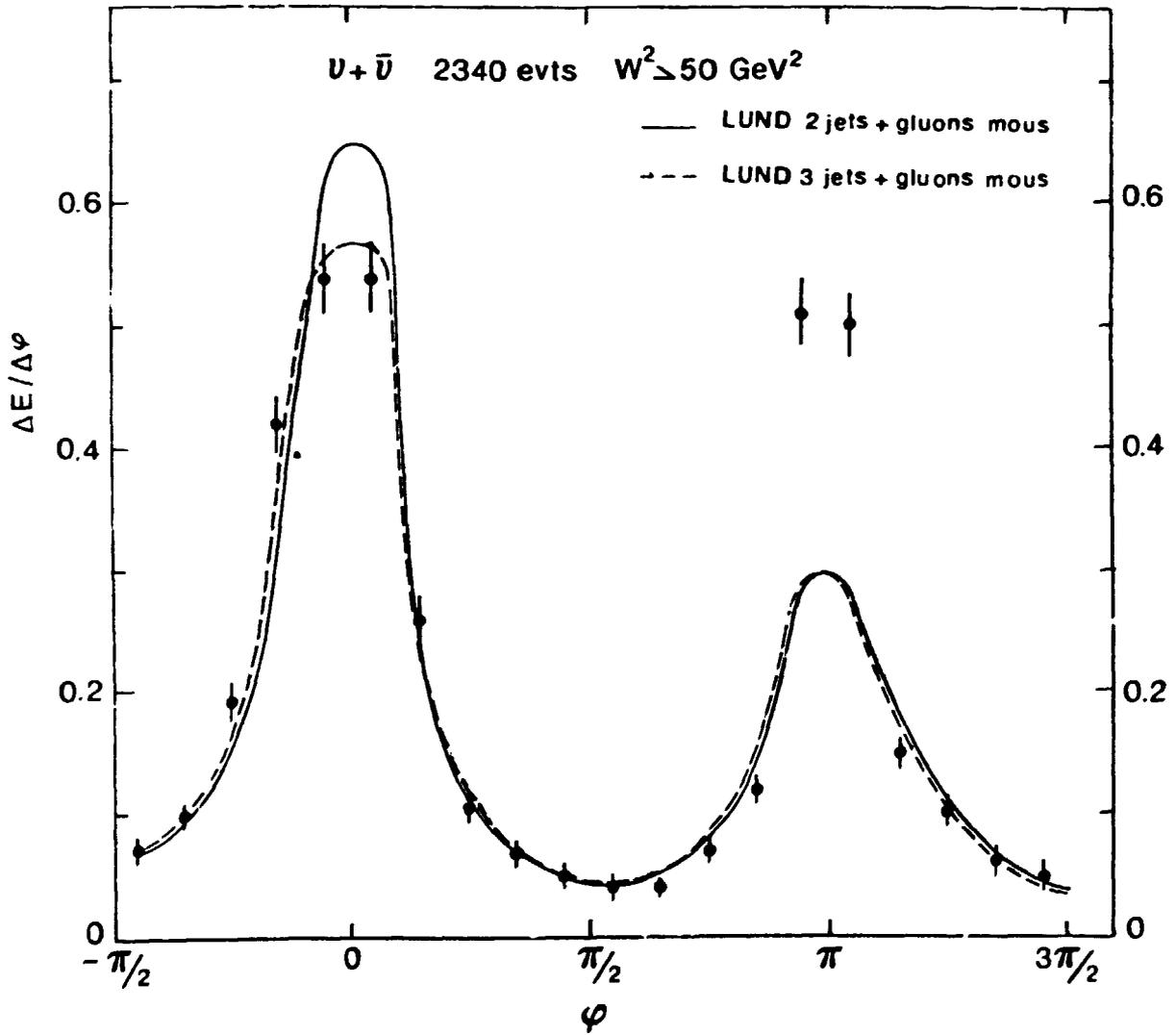


Figure VII.13

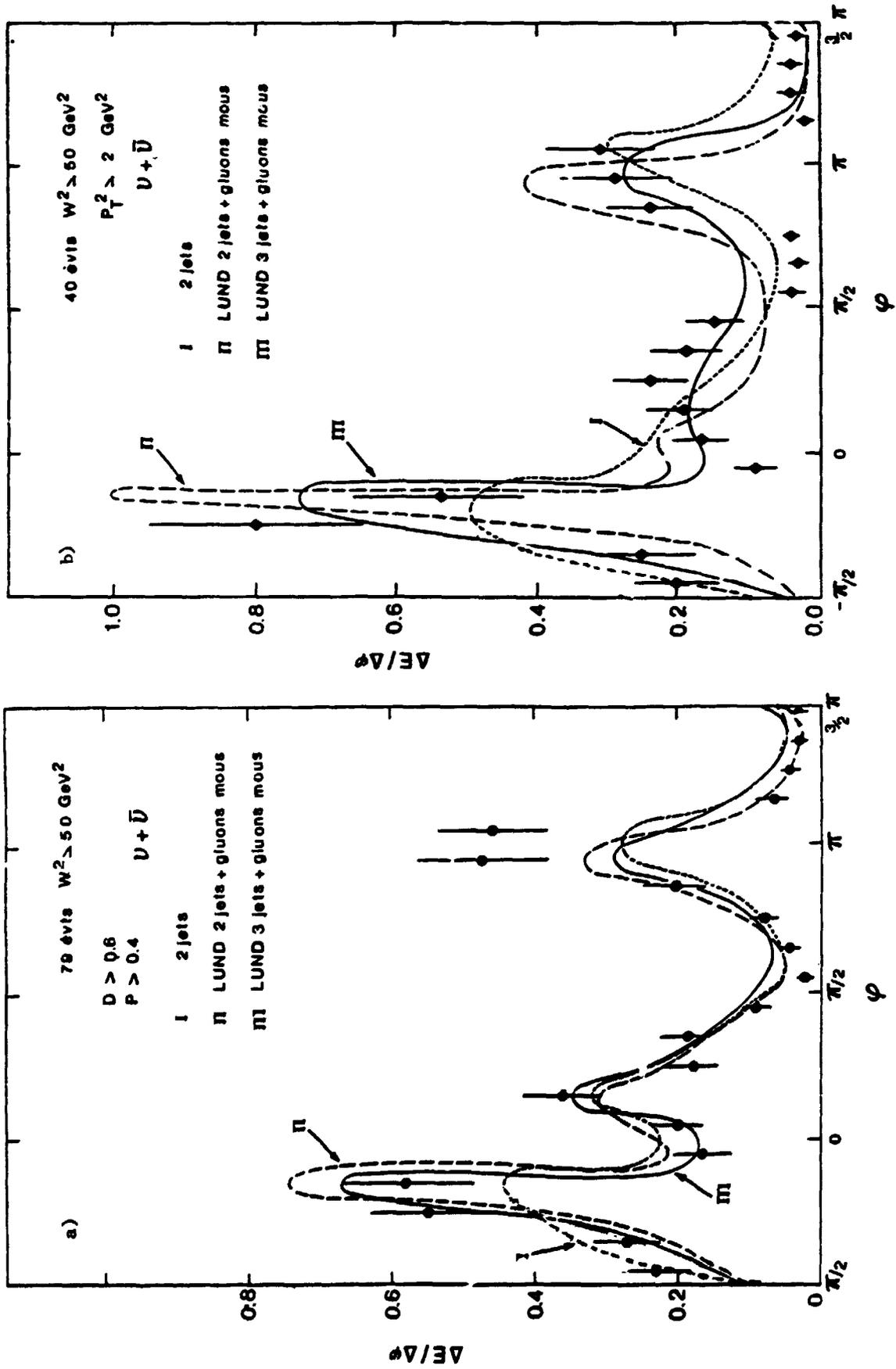


Figure VII.14

1. La courbe I correspond au modèle à 2 jets où il n'y a pas d'émission de gluons.
2. La courbe II correspond au modèle de Lund à 2 jets avec l'émission des gluons mous.
3. La courbe III correspond au modèle de Lund à 3 jets (les 2 jets du diquark et du quark plus le jet du gluon dur émis avec une probabilité déterminée par QCD). Ce modèle prévoit également l'émission de gluons mous.

Nous remarquons (sur les figures VII.14a et VII.14b) que les 3 courbes sont comparables dans la région de fragmentation de la cible ($\psi \approx \pi$) où elles reproduisent également à peu près bien les données. Nous ne nous attendons pas à avoir un accord parfait dans cette région car les corrections dues à la mauvaise identification des particules sont importantes et assez mal déterminées par le Monte Carlo. Les erreurs expérimentales présentées sur les figures VII.14a et VII.14b sont purement statistiques. Dans la région vers l'avant ($\psi \approx 0$) le smearing est plus faible ($\approx 10\%$). Nous rappelons que le Monte-Carlo tient compte des erreurs systématiques.

Dans la région du courant nous pouvons faire les remarques suivantes :

- La courbe III est celle qui reproduit mieux les données tant pour la sélection A (figure VII.14a) que pour la sélection B (figure VII.14b).
- La courbe I est celle qui reproduit le moins bien les données surtout pour la sélection B.

Pour la sélection A les trois courbes sont assez peu différentes les unes des autres. Ceci est dû au fait que la coupure en dispersion D engendre par elle-même une structure à 3 pics qui est purement cinématique et donc reproduite aussi par le modèle 2 jets où il n'y a pas de production de gluon. C'est pourquoi les critères de sélection du lot A nous semblent moins efficaces pour isoler des événements à 3 jets.

Par contre si on considère la sélection B (particule trigger ayant $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$) présentée sur la figure VII.14b on remarque que les trois courbes se différencient assez bien dans la région du courant. En particulier le modèle à 2 jets (courbe I) ne présente pas la structure d'un pic étroit à $\psi < 0$ et d'un pic plus élargi à $\psi > 0$ et l'accord avec les données n'est pas bon. La courbe II

(Lund 3 jets sans gluons mous) a aussi des problèmes pour reproduire les données surtout l'épaule à $\psi > 0$ qui est plus faible que celui observé dans les données, les erreurs élevées ne permettant pas néanmoins de l'exclure. La courbe III (Lund 3 jets) reproduit mieux les données ; dans ce cas la sélection d'une particule trigger ayant $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$ enrichit (selon [VII.9]) considérablement le lot d'événements à 3 jets. L'accord n'est tout de même pas parfait car les données offrent une structure à 3 pics plus marquée que celle prédite par le modèle. Cela peut être simplement un problème de statistique (nous n'avons que 40 événements) ou bien la production des gluons durs est sous-estimée dans le modèle à l'énergie à laquelle nous travaillons. Une autre observation est que la séparation entre cible et courant ($\approx \pi/2$) est plus nette dans les données que dans le Lund (courbes II et III) l'accord étant meilleur avec le FF (courbe I) ; si cette observation était confirmée par une meilleure statistique cela pourrait signifier que les jets du courant et celui de la cible sont moins corrélés que ce qui est prévu par le modèle de Lund.

Nous devons ajouter une observation importante : du point de vue quantitatif le modèle à 3 jets est encore celui qui reproduit le mieux les données. En effet si nous comparons le pourcentage d'événements sélectionnés dans le lot A et dans le lot B par rapport au nombre total des événements ayant $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$, nous avons :

Lot A %	Lot B %	
3,11 \pm 0,32	1,55 \pm 0,25	dans les données
2,6	1,0	dans le Lund 3 jets + gluons mous (courbe III)
2,0	0,5	dans le Lund 2 jets + gluons mous (courbe II)
1,72	0,4	dans le modèle à 2 jets (courbe I)

Nous voyons ici, aussi que les critères de sélection pour le lot A ne sont pas suffisamment sévères pour séparer les différents modèles. Si nous considérons le lot B nous pouvons exclure le modèle à 2 jets (courbe I) et le modèle à 3 jets (courbe III) donne un pourcentage plus proche aux données que le modèle à 2 jets plus gluons mous (courbe II).

* Le modèle prédit ~ 50 % d'événements 3 jets pour les deux sélections A et B.

Des résultats comparables ont été obtenus dans d'autres expériences. Dans les interactions e^+e^- la structure à 3 jets est très claire vu la très grande énergie disponible [VII.4]. Dans l'expérience νNe à Fermilab [VII.6] la sélection des événements à 3 jets est comparable à celle utilisée pour le lot A. La différence plus importante avec nos résultats est la sélection angulaire : en effet nous imposons que la particule de plus grand p_t ait un angle négatif par rapport au courant, ce qui n'est pas fait dans la référence [VII.6] où il n'est donc pas possible de séparer le jet du quark du jet du gluon. Dans l'expérience μp [VII.7] la même définition angulaire a été utilisée et la sélection adoptée est celle que nous avons utilisée pour le lot B (particule trigger à $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$). Dans cette expérience, seul l'hémisphère avant est complètement mesuré et les résultats montrent donc une structure à 2 jets dans la région du courant qui est bien reproduite par le modèle de Lund avec émission de gluons durs. Même si l'énergie disponible dans cette expérience est plus élevée que dans notre expérience, les résultats expérimentaux sont en accord à l'intérieur des barres d'erreur.

REFERENCES

- [VII.1] a) H. Deden et al., Nucl. Phys. B181 (1981) 375 ;
b) T. Kitagaki et al., Phys. Lett. 97B (1980) 325 ;
c) V.V. Ammosov et al., Phys. Lett. 102B (1981) 213 ;
d) J.P. Berge et al., Nucl. Phys. B203 (1982) 16 ;
e) P. Allen et al., Nucl. Phys. B188 (1980) 1.
- [VII.2] J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 95B (1980) 306.
- [VII.3] D. Haidt, Proceedings of the 1981 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy, Bonn, 1981, p. 558.
- [VII.4] a) W. Bartel et al. (JADE), Phys. Lett. 91B (1980) 142 ;
b) D.P. Barber et al. (MARKJ), Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830 ;
c) Ch. Berger et al. (PLUTO), Phys. Lett. 86B (1979) 418 ;
d) R. Brandelik et al. (TASSO), Phys. Lett. 86B (1979) 243 ;
e) H.J. Behrend et al. (CELLO), Phys. Lett. 110B (1982) 329
et Nucl. Phys. B218 (1982) 269.
- [VII.5] J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 100B (1981) 433.
- [VII.6] H.C. Ballagh et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 556.
- [VII.7] J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 119B (1982) 233.
- [VII.8] E. Reya, Phys. Rep. 69 (1981) 261.
- [VII.9] G. Ingelman et al., Nucl. Phys. B206 (1982) 239.

CONCLUSIONS

Nous avons étudié, dans ce travail, les hadrons produits dans les interactions ν et $\bar{\nu}$ du type "courant chargé" sur un proton ou un neutron. Nous pouvons maintenant nous demander quels sont les résultats les plus importants et quelles informations utiles apportent-ils pour la compréhension du cadre théorique décrit dans le chapitre I essentiellement la fragmentation des quarks et la chromodynamique quantique QCD.

Nous devons d'abord souligner que nous pensons avoir tenu compte le mieux possible de l'ensemble des problèmes expérimentaux comme l'acceptance et les erreurs systématiques propres à notre expérience (chapitre IV).

Dans le chapitre V, nous avons présenté les caractéristiques générales de la gerbe hadronique. Nous avons vu que les multiplicités chargées augmentent logarithmiquement en fonction de W^2 et la pente d'accroissement est comparable vers l'avant pour les 4 interactions νp , νn , $\bar{\nu} p$, $\bar{\nu} n$. Vers l'arrière la pente pour l'interaction $\bar{\nu} n$ est plus faible que pour les autres interactions et cet effet n'a pas trouvé d'explication satisfaisante. Les distributions en x_F sont comparées avec le modèle de Lund qui les reproduit relativement bien. Nous avons comparé les rapports des distributions invariantes en $F(x_F)$ des π^+ et des π^- dans l'hémisphère arrière avec différents modèles qui prévoient une brisure du diquark d'environ 50 %. L'accord est moyen mais les données suggèrent un taux de brisure du diquark non négligeable.

Dans le chapitre VI, nous avons observé une dépendance des fonctions de fragmentation avec Q^2 et avec W^2 . Cette dépendance n'est pas prévue dans le simple modèle des partons. Elle correspond en principe à une violation de l'invariance d'échelle et à une brisure de factorisation. Nous avons comparé les fonctions de fragmentation et les doubles moments des fonctions de fragmentation avec les prédictions de QCD. L'accord avec la théorie est satisfaisant mais ces résultats n'apportent pas de preuve décisive en raison

des erreurs expérimentales relativement élevées et de la difficulté théorique d'interpréter ce qui se passe à faible W où des effets cinématiques de nature diverse l'emportent sur les effets dynamiques. Les mêmes difficultés existent lorsque nous avons essayé de mettre en évidence une contribution des torsions d'ordre supérieur ("higher twist").

Dans le chapitre VII, nous avons observé que l'impulsion transverse moyenne $\langle p_t^2 \rangle$ des hadrons produits par des ν et $\bar{\nu}$ augmente avec W^2 comme prévu par QCD au premier ordre. Cette augmentation devient d'autant plus importante que x_p ou z est grand. Une comparaison avec le modèle de Lund nous a montré, pour interpréter la variation de $\langle p_t^2 \rangle$ avec z^2 , la nécessité d'inclure, dans le Monte Carlo, l'impulsion transverse primordiale du quark mais aussi la production des gluons mous. Ces deux contributions sont nécessaires pour reproduire la variation avec la rapidité du flux de l'impulsion transverse des hadrons qui équilibrent la particule issue de la fragmentation du quark frappé. Enfin, nous avons isolé un lot d'événements planaires qui ont une structure bien reproduite par un modèle à 3 jets où il y a eu émission d'un gluon dur par le quark frappé, ce gluon dur se fragmentant également en hadrons.

Manuscrit reçu le 1er juillet 1985

LÉGENDE DES FIGURES

Chapitre I

- Fig. I.1 : Schéma des interactions ν et $\bar{\nu}$ sur proton et sur neutron dans le cadre du modèle des partons élémentaires.
- Fig. I.2 : Schéma cinématique d'une interaction $\nu(\bar{\nu})$ de type courant chargé.
- Fig. I.3 : Schéma décrivant l'indépendance des distributions des hadrons du phénomène qui les a produits (factorisation).
- Fig. I.4 : Comparaison des fonctions de fragmentation $D_q^{ch}(z)$ obtenues dans différentes expériences avec les prédictions du modèle de Field et Feynman (FF) et d'un modèle d'espace de phase longitudinal (LPS).
- Fig. I.5 : Analogie QCD du schéma de la figure I.3.
- Fig. I.6 : Schéma du principe récursif du modèle de Field et Feynman.
- Fig. I.7 : Fonctions de fragmentation à petit Q^2 dans 2 intervalles de y pour $\pi^+\nu$ et $\pi^-\bar{\nu}$. Prédiction des effets dus aux torsions d'ordre supérieur ("higher twists") et de l'espace de phase longitudinale (LPS).
- Fig. I.8 : Définition de l'impulsion transverse p_t d'un hadron produit dans les interactions $(\bar{\nu})_N$.
- Fig. I.9 : Production d'un gluon dans le modèle de Lund : a) gluon dur acolinéaire, b) gluon mou, c) gluon dur colinéaire.

Chapitre II

Fig. II.1 : Schéma de production d'un faisceau de ν .

Fig. II.2 : Cinématique de la désintégration des π et k .

Fig. II.3 : Distribution en énergie du flux de ν_{μ} dans le faisceau à large bande (échelle arbitraire). Les distributions des $\bar{\nu}_{\mu}$, ν_e et $\bar{\nu}_e$ produites dans le même faisceau sont également présentées.

Fig. II.4 : Disposition des détecteurs de μ placés dans les puits à l'intérieur du blindage.

Fig. II.5 : Coupe verticale de BEBC parallèlement au faisceau.

Fig. II.6 : Le détecteur externe de μ (EMI).

Chapitre III

Fig. III.1 : Résidus des traces reconstituées.

Fig. III.2 : Variation Dp/p (a) et $D\lambda$ (b) en fonction de l'impulsion des traces reconstituées.

Fig. III.3 : χ^2 d'association pour les ν et les $\bar{\nu}$.

Chapitre IV

- Fig. IV.1 : Schéma cinématique d'un événement de type courant chargé cc.
- Fig. IV.2 : Distributions de la variable de réinteraction t pour les événements ν de topologie paire (a), impaire (b) et $\bar{\nu}$ de topologie paire (c) et impaire (d).
- Fig. IV.3 : Distributions corrigées de E_ν et Q^2 pour les événements ν et $\bar{\nu}$.
- Fig. IV.4 : Distributions corrigées de W et W^2 pour les événements ν et $\bar{\nu}$.
- Fig. IV.5 : Comparaison de E_ν et Q^2 avec les prédictions du modèle de Lund pour les événements ν et $\bar{\nu}$.
- Fig. IV.6 : Comparaison de W , x_{bj} et y avec les prédictions du modèle de Lund pour les événements ν et $\bar{\nu}$.
- Fig. IV.7 : Facteurs de smearing : S_E en fonction de E_ν et S_{Q^2} en fonction de Q^2 .
- Fig. IV.8 : Facteurs de smearing : S_W en fonction de W , S_x en fonction de x et S_y en fonction de y .
- Fig. IV.9 : Influence de l'identification des γ sur la variation du facteur de smearing en fonction de z .
- Fig. IV.10 : Comparaison des fonctions de fragmentation de hadrons positifs et négatifs avec les prédictions du modèle de Lund (trait plein) et du modèle de Field et Feynman (FF) (trait discontinu). Contributions relatives de $k^{+(-)}$ et $\binom{-}{p}$ prévues par le modèle de Lund.
- Fig. IV.11 : Contribution due aux protons (antiprotons) (auxquels on a attribué la masse du π) aux fonctions de fragmentation des hadrons chargés. Trait plein : prédiction du modèle de Lund ; trait discontinu : prédiction du modèle de FF.

Fig. IV.12 : Contribution due aux kaons (auxquels on a attribué la masse du π) aux fonctions de fragmentation des hadrons chargés. Trait plein : prédiction du modèle de Lund ; trait discontinu : prédiction du modèle de FF.

Fig. IV.13 : Facteurs de correction en fonction de z :
 S_E = smearing en énergie ; C_p = contribution due aux protons ;
 C_K = contribution due aux kaons ; S_t = facteur de correction globale.

Fig. IV.14 : Fonctions de fragmentation des π^+ et des π^- en ν et en $\bar{\nu}$ corrigées par le facteur S_E pour $W > 3$ GeV et $Q^2 > 1$ GeV².

Fig. IV.15 : Facteurs de correction pour les fonctions de fragmentation des π^+ en ν , en fonction de Q^2 .

Fig. IV.16 : Facteurs de correction pour les fonctions de fragmentation des π^+ en ν , en fonction de W^2 .

Fig. IV.17 : Comparaison des distributions de x_F des hadrons positifs et négatifs avec les prédictions du modèle de Lund (trait plein) et du modèle FF (trait discontinu). Contributions relatives dues aux $K^{+(-)}$ et \bar{p} prédites par le modèle de Lund.

Fig. IV.18 : Contribution due aux protons (antiprotons) (auxquels on a attribué la masse du π) aux distributions en x_F des hadrons chargés. Trait plein : prédiction du modèle de Lund ; trait discontinu : prédiction du modèle de FF.

Fig. IV.19 : Contribution provenant des kaons (auxquels on a attribué la masse du π) aux distributions en x_F des hadrons chargés. Trait plein : prédiction du modèle de Lund ; trait discontinu : prédiction du modèle de FF.

Fig. IV.20 : Facteurs de correction en fonction de x_F :

S_E = smearing en énergie ; C_p = contribution due aux protons ; C_K = contribution due aux K ; S_t = facteur de correction globale.

Fig. IV.21 : Comparaison des distributions en x_F des π^+ en $v(a)$ et des π^- en $\bar{v}(b)$ non corrigées et corrigées par le facteur S_t .

Chapitre V

Fig. V.1 : Schéma de production de hadrons dans les interactions de type courant chargé v et \bar{v} .

Fig. V.2 : Multiplicité chargée moyenne $\langle n_{ch} \rangle$ en fonction de Q^2 , dans 3 intervalles de W^2 , pour les 4 réactions vp , vn , $\bar{v}p$, $\bar{v}n$.

Fig. V.3 : $\langle n_{ch} \rangle$ en fonction de Q^2 pour les 4 réactions vp , vn , $\bar{v}p$, $\bar{v}n$.

Fig. V.4 : Dispersion $D_- = \sqrt{\langle n_-^2 \rangle - \langle n_- \rangle^2}$ en fonction de la multiplicité moyenne des hadrons négatifs pour les 4 réactions vp , vn , $\bar{v}p$, $\bar{v}n$.

Fig. V.5 : Distribution de la rapidité y des hadrons positifs et négatifs, dans 3 intervalles de W , pour vp et vn .

Fig. V.6 : Distribution de la rapidité y des hadrons positifs et négatifs, dans 3 intervalles de W , pour $\bar{v}p$ et $\bar{v}n$.

Fig. V.7 : $\langle n_{ch} \rangle$ en fonction de W^2 pour les hadrons chargés vers l'avant et vers l'arrière pour les 4 réactions vp , vn , $\bar{v}p$, $\bar{v}n$.

Fig. V.8 : Distributions en x_F des hadrons positifs et négatifs (νp , νn , $\bar{\nu} p$, $\bar{\nu} n$). La courbe correspond aux prédictions du modèle de Lund.

Fig. V.9 : Rapport des distributions en x_F , dans l'hémisphère arrière des π^+ et des π^- . La courbe en trait plein correspond aux prédictions du modèle de Lund et celle en pointillé au modèle de Sukhatme et al.

Chapitre VI

Fig. VI.1 : Dépendance en Q^2 des fonctions de fréquentation des π^+ et k^+ en ν pour $0,6 < z < 0,9$. Les courbes correspondent aux prédictions de différents modèles.

Fig. VI.2 : Comparaison des fonctions de fragmentation obtenues dans les expériences νD_2 (WA25) et νNe (WA47).

Chapitre VII

Fig. VII.1 : Définition de l'impulsion transverse des hadrons p_t et des autres variables utilisées dans ce chapitre.

Fig. VII.2 : Distribution du carré de l'impulsion transverse des hadrons dans différents intervalles de W^2 .

Fig. VII.3 : Valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de W^2 pour les hadrons chargés vers l'avant (sélectionnés avec $x_F > 0,3$) et vers l'arrière (sélectionnés avec $x_F < -0,3$) en ν et $\bar{\nu}$.

- Fig. VII.4 : Comparaison de la valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de W^2 et à grand z ($z > 0,4$) avec les résultats d'autres expériences de leptoproduction.
- Fig. VII.5 : Valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse $\langle p_t^2 \rangle$ des hadrons chargés ($x_F > 0,2$ et $x_F < -0,2$) en fonction de Q^2 pour deux coupures différentes en W .
- Fig. VII.6 : Valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de x_F dans deux intervalles de W^2 pour les 4 réactions νp , νn , $\bar{\nu} p$, $\bar{\nu} n$.
- Fig. VII.7 : a) Valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de W^2 dans différents intervalles de z ,
b) $\langle p_t^2 \rangle$ en fonction de z^2 . Les courbes sont les prédictions du modèle de Lund.
- Fig. VII.8 : Distributions en z des traces "trigger" et des autres traces pour les événements $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$: a) trigger $p_t^2 > 2. \text{ GeV}^2$;
b) trigger $z > 0,4$.
- Fig. VII.9 : Flux en p_t des traces "trigger" en fonction de la rapidité y_{max} de la particule "trigger" et flux en p_t des autres traces qui compensent (balancent) la particule "trigger" en fonction de leur rapidité y_{bal} . Les courbes sont les prédictions au modèle de Lund avec des différents choix des paramètres liés à la production des gluons mous et au k_t primordial : a),c) échantillon $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$;
b),d) échantillon $z > 0,4$.
- Fig. VII.10 : Σp_{tout}^2 et Σp_{tin}^2 dans deux intervalles de W^2 . Les courbes correspondent aux prédictions du modèle de Field Feynman et du modèle de Lund.
- Fig. VII.11 : Diagramme de la dispersion D versus et planarité P pour les événements avec $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ et $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$ et un hadron ayant $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$.
- Fig. VII.12 : Dispersion D et planarité P pour tous les événements ayant une particule trigger de $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$.

Fig. VII.13 : Flux en énergie des événements avec $W^2 > 50 \text{ GeV}^2$. Les courbes correspondent aux prédictions du modèle à 2 jets et du modèle de Lund à 3 jets.

Fig. VII.14 : Flux en énergie pour les 2 lots d'événements sélectionnés : a) $D > 0,6$ et $P > 0,4$ et b) $p_t^2/\text{trig} > 2 \text{ GeV}^2$. Les courbes correspondent aux prédictions des modèles à 2 jets à la Field-Feynman et de Lund avec production de 2 et de 3 jets.

Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
91191 GIF-sur-YVETTE Cédex (France)