

Numéro d'ordre : 120

EX- PCCF-T 88-13
C₁

PCCF T/88-13



AB

6 SEP 1989

CERN LIBRARIES, GENEVA

THESE



CM-P00050626

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL – CLERMONT II

(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II

(SPECIALITE : PHYSIQUE CORPUSCULAIRE)

par

Ahmed MAHROUSSEH

Maître ès-Sciences , Diplômé d'Etudes Approfondies

**RESULTATS INCLUSIFS A 90° , AUX I.S.R.,
EN FAVEUR D'UNE SOUS-STRUCTURE DIQUARK DU PROTON,
ET PREVISIONS DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE.
(EXPERIENCE R608).**

Thèse soutenue le 15 septembre 1988, devant la commission d'examen:

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. M. BORATAV
M. P. KESSLER
M. L. MERITET
M. B. MICHEL

A MA FEMME

A MES ENFANTS

A MES PARENTS

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J. C. MONTRET, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de l'Université de Blaise Pascal, de l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être le Président de ce jury .

J'exprime ma profonde gratitude envers Monsieur M. BORATAV , Professeur à l'Université de Paris VI , d'avoir accepté d'être Rapporteur de cette thèse et membre de ce jury.

C'est un grand honneur pour moi que Monsieur P. KESSLER, Directeur de Recherche au C.N.R.S. (Collège de France -Paris) soit membre de ce jury. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude.

Mes vifs remerciements vont également à Monsieur B. MICHEL, Directeur de Recherche au C.N.R.S. , d'avoir bien voulu accepté d'être mon Rapporteur et pour le plaisir qu'il m'a fait de participer à ce jury.

Toute ma reconnaissance va également à mon Directeur de Thèse Monsieur L. MERITET, Professeur à l'Université de Clermont I et à Monsieur F. VAZEILLE, Chargé de Recherche au C.R.N.S. , qui nous ont accepté (ma femme et moi) pour travailler au sein de l'expérience R608. Leur soutien continue et l'ambiance de travail amical qu'ils nous ont apportés a largement contribué à l'aboutissement de cette étude et à notre initiation à la Recherche ; qu'ils en soient , encore une fois , profondément remerciés .

Je tiens à remercier Monsieur J. J. DUGNE, Maître de Conférences à l'Université Blaise Pascal pour son soutien et son aide. Je lui sais gré de la sympathie , des encouragements et des discussions que nous avons eus sur certains points théoriques de ce mémoire.

Que Monsieur J. B. CHEZE, Chargé de Recherche au C.N.R.S. , soit ici vivement remercié . Sa présence permanente au C.E.R.N. m'a permis la résolution de beaucoup de problèmes techniques et informatiques en m'évitant de nombreux déplacements .

Je remercie également tous les membres de cette équipe avec lesquels j' ai travaillé pendant ces quelques années : Messieurs J.J. DUGNE, L. MERITET , F. VAZEILLE , R. CHADELAS, M. REYROLLE, A. ZIANE , K. DJAGOURI et Madame S. MAHROUSSEH

Je tiens à exprimer mes remerciements à tous les membres de la collaboration C.E.R.N., Los Angeles, Saclay et Clermont-Ferrand qui ont réalisé l'expérience R608.

Je tiens à remercier également Monsieur le Professeur M. QUERROU, Responsable de D.E.A. et 3ème Cycle de Physique de l'Université Blaise Pascal, pour sa gentillesse et sa sympathie .

Que Messieurs P. REICHSTADT et T. MALLET de l'équipe Calcul du Laboratoire soient remerciés pour leur assistance compétente et sympathique . Je n'oublierai pas de remercier Monsieur H. MEUNIER , Maitre de Conferances à l'Université Blaise Pascal ,pour ses conseils judicieux informatiques .

Je tiens à remercier, Madame J. PELLET pour son soutien moral , sa sympathie et la réalisation des figures de ce mémoire, Madame C. BLISSON pour sa dactylographie et pour sa gentillesse et Mademoiselle M. FOURNIER pour son aide administrative.

Enfin un grand merci à mon ami Monsieur A. DEKMOUCHE pour sa grande gentillesse et ses qualités humaines .

SOMMAIRE

CHAPITRE - I -	5
INTRODUCTION	
CHAPITRE - II -	15
CONFIGURATION QUARK - DIQUARK DU PROTON ET PRODUCTION DE PROTONS A GRAND P_T	
<u>II.1 - INTRODUCTION</u>	17
<u>II.2 - PROBLEME DE LA CONFIGURATION DU PROTON</u>	17
<u>II.3 - INDICATIONS DE LA CONFIGURATION QUARK - DIQUARK DU PROTON DANS LA PRODUCTION DE HADRONS A GRAND P_T</u>	22
<u>II.4 - PROPRIETES PRINCIPALES DU DIQUARK $(ud)_0$</u>	29
CHAPITRE - III -	35
RAPPELS SUR LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL , LE TRAITEMENT DES DONNEES ET L'ETUDE SYSTEMATIQUE DU SPECTROMETRE	
<u>III.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	37
III.1.a) LE SPECTROMETRE A "0°"	37
III.1.b) LE SPECTROMETRE A "90°"	37
<u>III.2 - LES NIVEAUX DE DECLENCHEMENT</u>	39
<u>III.3 - ACCEPTANCE DE L' APPAREILLAGE A 90°</u>	39
III.3.a) METHODE DE CALCUL	39
III.3.b) LISSAGE DE L' ACCEPTANCE	40
III.3.b.1) Seuil P_s	40
III.3.b.2) Asymptote a	41
III.3.b.3) Paramètres m et b	41
<u>III.4 - CORRECTIONS ET TRANSFORMATIONS CINEMATIQUES</u>	44
<u>III.5 - MONITEURS DE LUMINOSITE</u>	47

<u>III.6 - ANALYSE DES DONNEES</u>	48
III.6.a) FILTRAGE ET CONDENSATION	48
III.6.b) RECONSTITUTION DES TRACES ET MESURES D' IMPULSION	48
III.6.b.1) Reconstitution des traces	48
III.6.b.2) Calcul de l' impulsion	49
<u>III.7 - ETUDE SYSTEMATIQUE DU SPECTROMETRE</u>	49
III.7.a) SYMETRIE VIS - A - VIS DE LA POLARITE DU CHAMP MAGNETIQUE	49
III.7.b) SYMETRIE HAUT/BAS	51
III.7.c) SYMETRIE DROITE/GAUCHE	52
CHAPITRE - IV -	55
IDENTIFICATION COMBINEE DES PROTONS (ET ANTIPROTONS) A PARTIR DES INFORMATIONS TEMPS DE VOL ET TCHERENKOF	
<u>IV.1 - INTRODUCTION</u>	57
<u>IV.2 - PRINCIPES DES METHODES D' IDENTIFICATION</u>	58
IV.2.a) METHODE CER UTILISANT LES COMPTEURS TCHERENKOF	58
IV.2.b) METHODE TOF UTILISANT LES TEMPS DE VOL	58
IV.2.b.1) Le temps t_Z	63
IV.2.b.2) Le temps t'_C	63
IV.2.b.3) Le temps Δt_Q	63
<u>IV.3 - CALIBRATION DE LA METHODE DU TEMPS DE VOL</u>	63
IV.3.a) CALIBRATIONS ELECTRONIQUES	65
IV.3.b) CALIBRATIONS DIFFEREES	69
IV.3.b.1) Paramètres inconnus à déterminer	69
IV.3.b.1.1) Formule générale	69
IV.3.b.1.2) Formules pratiques	70
IV.3.b.2) Sélection des événements de calibration	70
IV.3.b.3) Evaluations différées	71
IV.3.b.4) Résolution en temps	88
<u>IV.4 - METHODES TOF</u>	93

IV.4.a) PRESENTATION DES METHODES	93
IV.4.a.1) Méthode directe	93
IV.4.a.2) Méthode complète	94
IV.4.b) RESOLUTION EN M^2 ET FENETRES D' IDENTIFICATION	95
IV.4.c) COUPURE SUR LE χ^2 ET CHOIX DEFINITIF	98
DE LA METHODE TOF	
<u>IV.5 - PROGRAMME D' IDENTIFICATION</u>	101
IV.5.a) METHODE CER	101
IV.5.a.1) Cellules touchées	101
IV.5.a.2) Réponses Tcherenkof expérimentales	101
IV.5.a.3) Méthode d' identification	101
IV.5.b) METHODE CERT	101
IV.5.c) METHODE TOF	108
IV.5.c.1) Cellules touchées	108
IV.5.c.2) Coupures diverses	108
IV.5.c.3) Méthode d' identification	109
IV.5.d) METHODE CERT * TOF	109
IV.5.e) METHODE GENERALE	110
IV.5.f) COUPURES GEOMETRIQUES	110
IV.5.f.1) Sur les cellules Tcherenkof	110
IV.5.f.2) Sur le vertex	111
IV.5.g) EXEMPLE D' IDENTIFICATION	113
 CHAPITRE - V -	115
 RESULTATS EXPERIMENTAUX	
<u>V.1 - BILAN DES ENREGISTREMENTS ET DES NOMBRES</u>	116
<u>D'EVENEMENTS</u>	
<u>V.2 - PRESENTATION DES RESULTATS</u>	116
V.2.a) PARAMETRE D' ASYMETRIE Δ ET AMPLITUDE RELATIVE	116
α DE VIOLATION DE CR ET CP	
V.2.b) RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES	120
V.2.b.1) Sections efficaces invariantes en fonction de P_T	120
V.2.b.2) Définition des rapports $\rho^\pm$, R et Y	121

V.2.c) INCERTITUDES	123
V.2.c.1) Acceptance	124
V.2.c.2) Bruits de fond	126
V.2.c.3) Utilisation de la méthode CERT	126
V.2.c.4) Répartition des particules dans $X^\pm$	126
V.2.c.5) Incertitudes globales	126
<u>V.3 - TEST COMPLEMENTAIRE DES INVARIANCES CR ET CP</u>	127
<u>DANS LES COLLISIONS $p - \bar{p}$ A $\sqrt{s} = 53$ GeV</u>	
V.3.a) RAPPORTS R ET Y	127
V.3.b) RAPPORT Δ ET AMPLITUDE RELATIVE α	130
<u>V.4 - RAPPORTS DES TAUX INCLUSIFS $\rho^\pm$ ET R</u>	135
V.4.a) DANS LES COLLISIONS $p - p$	135
V.4.b) DANS LA COMPARAISON $p - \bar{p}/p - p$	146
V.4.c) DANS LA COMPARAISON $p - \alpha/p - p$	146
 CHAPITRE - VI -	153
COMPARAISON A D'AUTRES EXPERIENCES ET A DES MODELES IMPLIQUANT DES DIQUARKS	
<u>VI.1 - COLLISIONS PROTON - PROTON A $\sqrt{s} = 31, 53$ ET 62 GeV</u>	155
<u>VI.2 - COLLISIONS PROTON - ANTIPROTON A $\sqrt{s} = 53$ GeV</u>	169
<u>VI.3 - COLLISIONS PROTON - ALPHA A $\sqrt{s} = 66$ GeV</u>	171
 CHAPITRE - VII -	177
CONCLUSION	
 APPENDICES	185
<u>A.1 - NONBRES QUANTIQUES DES DIQUARKS</u>	187
<u>A.2 - VIOLATION DE L'INVARIANCE D'ECHELLE</u>	188
<u>A.3 - CONSTANTES DE CALIBRATION</u>	190
<u>A.4 - LISSAGE DES SECTIONS EFFICACES INVARIANTES INCLUSIVES A 90°</u>	195
 BIBLIOGRAPHIE	199

CHAPITRE I

INTRODUCTION

La comparaison des sections efficaces invariantes $Ed^3\sigma/dP_T^3$ (en fonction de l'impulsion transverse P_T), à très haute énergie, montre qu'aucune différence significative n'apparaît dans les collisions p-p et p- $\bar{p}$, pour l'observation inclusive à 90° des Π^+ et Π^- . Dans notre analyse de l'expérience R608, aux I.S.R. du C.E.R.N. *, nous avons montré (ZIA86, CHA88a) qu'un même ajustement rendait compte parfaitement de tous les processus, dans notre intervalle expérimental $0.63 \leq P_T \leq 2.23$ GeV/c. Cette gamme d'impulsion transverse correspond à la zone intermédiaire entre les régions décrites, à bas P_T par des modèles thermodynamiques ou non perturbatifs, et à haut P_T par des modèles de partons, mais nos résultats sont confirmés par d'autres expériences qui couvrent les deux types de régions (BAN72, ALP73a, ALP73b, ALP75, GUE76a, GUE76b).

Nous pouvons illustrer nos résultats par les Figures (I.1a et b) qui donnent le rapport des sections efficaces Π^-/Π^+ en fonction de P_T , pour les collisions p-p et p- $\bar{p}$, et par le Tableau (I.1) qui rassemble les moyennes pondérées des divers taux mesurés.

p-p	$\bar{p}$ -p	$\bar{p}$ -p/pp	
Π^-/Π^+	Π^-/Π^+	Π^+	Π^-
0.956 ± 0.066	1.015 ± 0.055	0.939 ± 0.057	1.041 ± 0.065

TABLEAU (I.1) - Comparaison des taux moyens de production de Π^- et Π^+ , dans les collisions p-p et p- $\bar{p}$, dans l'intervalle $0.63 \leq P_T \leq 2.23$ GeV/c (à $\sqrt{s} = 53$ GeV)

* Anneaux de Stockage à Intersections de l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, à Genève.

Tous les résultats sont compatibles avec un rapport unité. Des conclusions identiques proviennent d'autres expériences, pour les productions de résonances mésoniques ou baryoniques (AKE83) ; par contre, des légères différences apparaîtraient pour la production de kaons et antikaons. Enfin, des écarts plus marqués ont été signalés, à partir de 1982 (AKE82), pour la production de protons et d'antiprotons.

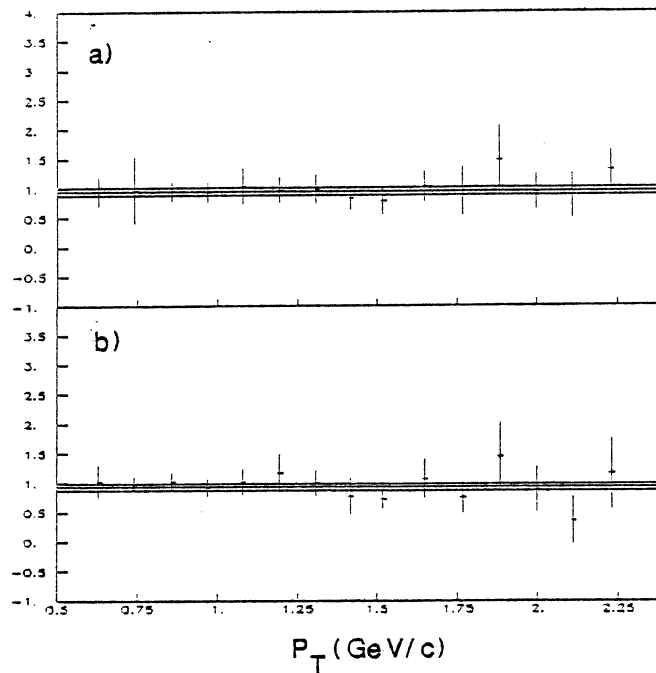


FIGURE (I.1) - Comparaison des productions inclusives de pions à 90°
en p - p et p - $\bar{p}$

- a) Rapport Π^-/Π^+ en fonction de P_T
- b) Pour des Π^+ , rapport $p\text{-}\bar{p}/p\text{-}p$ en fonction de P_T

Nous avons la possibilité de comparer les productions de protons et antiprotons sur une gamme de P_T beaucoup plus élevée que celle de notre analyse des pions, à savoir maintenant de 0.6 à 4.5 GeV/c, ce qui correspond à une meilleure incursion dans la zone des hauts P_T et à des interactions parton-parton (nous parlerons de collisions dures parton-parton).

La plupart des observations expérimentales à grand P_T confirment l'image "partonique" du proton et les prévisions de la chromodynamique quantique (que nous noterons QCD) perturbative à l'ordre le plus bas, avec hadronisation des partons colorés et une grande corrélation entre le hadron dominant (celui qui emmène la majeure partie de P_T) et le parton qui s'est fragmenté.

Pour étendre cette approche impliquant des interactions entre partons (quarks et gluons : qq , qg , gg) vers des P_T moins élevés, on fait appel à des sous-processus de QCD non perturbatif tels que $qM \rightarrow qM$ décrits par le modèle CIM ("Constituant Interchange Model") et $q\bar{q} \rightarrow M'M$ appelé modèle de fusion des quarks, où M et M' sont des mésons.

Pour les particules produites à 90° , en proton-proton, qui nous intéressent -pions, kaons et protons des deux charges- on sait que les mésons π^+ et K^+ seraient plutôt des fragments dominants des quarks de valence u du proton, et les π^- des fragments des quarks d . Par contre, les K^- ($= \bar{u}s$) n'ont aucun quark de valence commun avec le proton : ils doivent donc être produits à partir de processus différents impliquant, par exemple, des quarks de la mer, ou des fragments des quarks de valence, ou encore des gluons. C'est cette dernière hypothèse qui semble la plus probable (BRE85), d'où les légères différences constatées sur les rapports de particules K^-/K^+ . Comme les K^- , les antiprotons ne possèdent aucun quark commun avec les quarks de valence du proton : ils pourraient donc être produits selon des mécanismes voisins, qui ne différeraient que par la probabilité de présence des différentes saveurs de quarks dans la mer. Enfin, en ce qui concerne la production de protons, ceux-ci, par analogie avec la production de π^+ et K^+ , devraient être préférentiellement des fragments des quarks u , et selon cette hypothèse, les principales différences entre π^+ , K^+ et p ne proviendraient que des mécanismes de fragmentation.

Il en résulte que les diverses combinaisons des populations relatives des particules de même charge, qui ne devraient dépendre que des processus de fragmentation et non pas de ceux de diffusion parton-parton, seraient constantes vis-à-vis de toutes les variables cinématiques P_T , $\sqrt{s}$, θ (où θ est l'angle de production dans le système centre de masse). C'est ce que donnent les mesures, par exemple, pour les rapports K^+/π^+ ou $\bar{p}/X^-$ (X^- désignant toutes les particules négatives), et l'exception concerne les rapports impliquant les protons, tels que p/π^+ , p/X^+ ou encore $\bar{p}/p$. Aucun mécanisme cité jusqu'ici ne rend compte de ce comportement : il faut donc envisager une origine partonique différente de ces protons, une explication vraisemblable pouvant être la diffusion de "diquarks", non calculable en QCD perturbatif.

Un nouveau parton constitutif du proton pourrait être un état lié de deux quarks se comportant comme une sous-structure du proton. Parlant de sous-structure, nous pouvons, par analogie avec la physique nucléaire (les α dans les noyaux, par exemple) prévoir certaines des propriétés attendues : un état lié stable, de masse minimale, présentant de "bonnes" propriétés de symétrie (nombres quantiques, forme,...), de dimension réduite -quasi-ponctuel-, avec un facteur de forme à très forte décroissance en fonction du quadrimoment de transfert. Ainsi, les particules α très légères sont un état lié stable de quatre nucléons, de forme presque sphérique, avec $I = S = 0$, et un facteur de forme à très forte décroissance (VAZ80).

Cette approche "diquark" du proton n'est pas nouvelle pour nous, puisque nous avons récemment publié des résultats (SMI87a) sur des corrélations de saveurs allant dans le sens d'une diffusion de diquarks. Nous avons étudié, toujours en proton-proton, les corrélations qui peuvent exister entre les particules produites sur l'avant (à "0°") et celles identifiées par le "trigger" à 90° (pions, kaons ou protons ayant $P_T > 1.15$ GeV/c). Nous constatons (Figure I.2) que la production de protons sur l'avant avec $x_F^* > 0.5$ (où x_F^* est la variable x_F de Feynman corrigée par un facteur d'échelle tenant compte de la réduction de l'impulsion du système spectateur) est fortement diminuée lorsque l'on passe d'un Π^+ "trigger" à un p "trigger". Le même effet apparaît également quand nous mettons en corrélation un Λ^0 sur l'avant et des "triggers" kaons positifs ou particules non étranges. Ces résultats sont en accord qualitatif avec une sous-structure diquark du proton :

- diffusion à 90° et hadronisation d'un diquark "trigger" dans le cas d'une corrélation $p(90^\circ)$ - $p(0^\circ)$;

- hadronisation d'un diquark "spectateur" à 0° dans le cas d'une corrélation $K^+(90^\circ)$ - $\Lambda^0(0^\circ)$.

* $x_F^* = x_F / (1 - 2 P_T / \sqrt{s})$ avec $x_F = (t - u) / s$

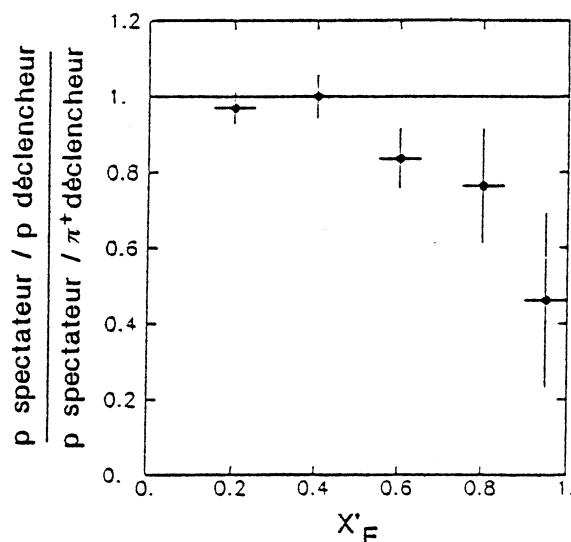


FIGURE (I.2) - Corrélation de saveur en p-p
Dépendance en x'_F du rapport de protons à 0°
par proton "trigger" aux protons à 0° par Π^+ "trigger" à 90°

Pour les collisions $p\bar{p}$, l'invariance CP pour les interactions fortes impose que tout soit globalement très simple à 90° : les rapports antiparticules/particules doivent être égaux à l'unité. Ce que nous avons déjà montré dans une étude précédente (ZIA86, CHA88b) pour Π^-/Π^+ et K^-/K^+ , et que nous pouvons résumer en termes d'amplitudes relatives de violation de CP, très faibles et compatibles avec zéro :

$$\alpha_{\Pi} = (0.25 \pm 3)\%, \text{ pour } 0.35 \leq P_T \leq 2.23 \text{ GeV/c}$$

$$\alpha_K = (15 \pm 29)\%, \text{ pour } 1.03 \leq P_T \leq 2.23 \text{ GeV/c}$$

Nous pouvons confirmer cela en $p\bar{p}$, pour la production $\bar{p}/p$, ce qui constituerait, avec ce qui précède, un test complet de l'invariance CP pour la production des particules chargées les plus communes, et nous permettrait, également, de vérifier les performances de notre expérience.

En effet, la qualité de nos résultats dépend, ici, de l'identification des protons et antiprotons produits à 90° , sur la plus grande gamme possible en impulsion transverse. Jusqu'à présent, nous avons identifié les pions et kaons grâce à l'utilisation exclusive de deux hodoscopes de compteurs Tcherenkof à aérogel de silice, avec un certain nombre de coupures géométriques pour affiner les séparations.

L'identification des p et $\bar{p}$ est beaucoup plus difficile. C'est ainsi que des pions ou kaons mal identifiés par les compteurs Tcherenkof -en raison d'inefficacités, par exemple- peuvent simuler des p et $\bar{p}$; de plus, le bruit de fond en protons est beaucoup plus important, a priori, qu'en antiprotons, à cause d'interactions possibles des faisceaux avec de la matière environnante (composée essentiellement de nucléons !).

Dans ce travail, les p et $\bar{p}$ seront identifiés à partir des informations combinées fournies par les détecteurs Tcherenkof et des mesures de temps de vol. Nous verrons que la mise au point de cette seconde méthode constitue une part importante de ce mémoire, une résolution en temps meilleure que 500 ps étant nécessaire pour que le temps de vol (TOF) complète véritablement l'effet Tcherenkof (CER).

Pour nos analyses physiques, nous disposons de trois types de collisions, à différentes énergies dans le centre de masse $\sqrt{s}$:

- proton-proton, à $\sqrt{s} = 31, 53$ et 62 GeV
- proton-antiproton, à $\sqrt{s} = 53$ GeV
- proton-alpha, à $\sqrt{s} = 66$ GeV

L'angle de détection étant fixe à (90°) , nous pouvons jouer sur les deux autres variables cinématiques P_T et $\sqrt{s}$. De plus, les collisions proton-alpha fourniront d'utiles comparaisons aux collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 31$ GeV, et les collisions p - $\bar{p}$ le test complémentaire de l'invariance CP et une comparaison aux résultats en proton-proton à $\sqrt{s} = 53$ GeV.

Dans le **chapitre II**, nous présentons les principaux modèles théoriques faisant appel à une sous-structure diquark des baryons, pour rendre compte des résultats expérimentaux, tant dans le domaine des collisions douces que des collisions dures. Nous montrons l'intérêt des études inclusives, qui complètent les informations tirées des corrélations de saveurs.

Le **chapitre III** n'est qu'un rappel du dispositif expérimental, du traitement des données et de l'étude systématique de l'appareillage, ces différents points ayant déjà fait l'objet de divers travaux (CHA84, REY84, ZIA86).

Le **chapitre IV** est consacré à l'identification des protons et antiprotons, en combinant les méthodes CER et TOF. La calibration du temps de vol (TOF) reprend les étalonnages électroniques (MAH84b), les améliore par des méthodes différées, avec une sélection préalable au moyen des compteurs Tchénokof (CER). Des coupures à caractère géométrique complètent les choix retenus dans la méthode CER.

Les résultats expérimentaux à 90° sont présentés dans le **chapitre V**. Ils sont donnés selon deux rubriques indépendantes :

- Le test des invariances CR et CP dans les collisions $p\bar{p}$, à partir des taux inclusifs d'antiprotons et protons.

L'évaluation du paramètre d'asymétrie Δ , par pas d'impulsion transverse, puis globalement, conduit à une estimation de l'amplitude relative de violation α_p , que nous comparons à nos mesures antérieures de α_π et α_K .

- La mesure de tous les rapports, en $p-p$, $p-\alpha$ et $p\bar{p}$, comportant des taux de productions d'antiprotons et protons, du type :

$$\rho^- = \bar{p}/X^-, \rho^+ = p/X^+, R = \rho^- / \rho^+ \dots,$$

en vue de comparaisons avec les autres résultats expérimentaux et les modèles théoriques impliquant des diquarks.

Le **chapitre VI** rend compte effectivement de ces comparaisons, en faisant intervenir les variables cinématiques P_T et $\sqrt{s}$.

Les conclusions de ce travail sont exposées dans le **chapitre VII**.

CHAPITRE II

CONFIGURATION QUARK - DIQUARK DU PROTON ET PRODUCTION DE PROTONS A GRAND P_T

II.1 - INTRODUCTION

Dans sa représentation la plus naïve, le proton est formé de ses trois quarks de valence u , u et d , mais de nombreux arguments ont été donnés en faveur de l'existence d'une sous-structure de type "diquark". Le concept de diquark va de l'idée que deux quarks ont simplement un mouvement privilégié d'ensemble jusqu'à la notion d'un constituant quasi-élémentaire du proton. Les indications expérimentales d'une configuration quark-diquark du proton vont de la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon (FRE83a) à la production de hadrons à grande quantité de mouvement transverse P_T , dans les collisions π^- -p (LAR84) et p-p (BRE85a), en passant par la production de hadrons dans les collisions e^+e^- (EKE83, EKE84a, AND82) ou p-p (BAI86, ERH79, AGU88), l'annihilation de deux photons en une paire $p-\bar{p}$ (ANS87a), le rayon de charge du neutron (DZI81), la diffusion élastique p-p à grand angle (ANS87b) et d'autres processus exclusifs (KRO88, ANS87b). LICHTENBERG et al. (LIC82) soulignent que la notion de diquark est aussi ancienne que l'article originel de Gell-Mann sur le modèle des quarks et élaborent un calcul théorique de la masse des baryons dans un modèle dynamique quark-diquark.

Ainsi, les études théoriques et expérimentales d'une telle configuration quark-diquark doivent être approfondies et les résultats de l'expérience R608 que nous présentons y contribuent.

II.2 - PROBLEME DE LA CONFIGURATION DU PROTON

Dans un processus typique d'interaction "dure" proton-proton, tel qu'il est représenté sur la Figure (II.1), la diffusion à grand angle de deux partons conduit à deux jets transverses, tandis que les constituants des protons n'interagissant pas se fragmentent pour donner des jets spectateurs longitudinaux.

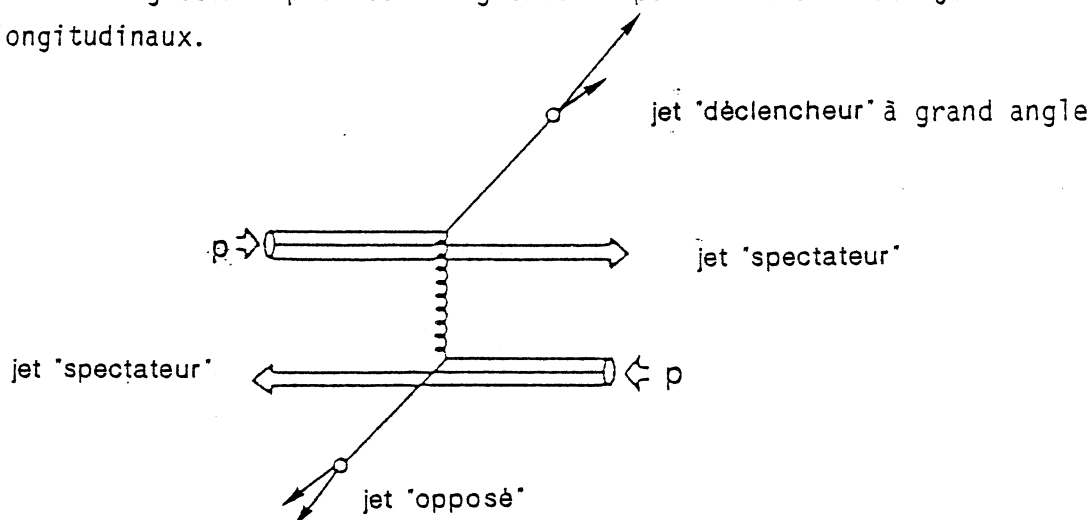


FIGURE II.1 - Processus typique d'interaction "dure" p-p

Dans le jet déclencheur, une particule dominante entraîne une fraction importante, z , de la quantité de mouvement du parton diffusé. Le hadron dominant assimilé à la particule de déclenchement ("trigger"), possède préférentiellement le quark de valence initialement diffusé (hadron de 1er rang, d'après FIELD et FEYNMAN (FIE78)). Par exemple, les données de P. ALLEN et al. en ν -p et $\bar{\nu}$ -p (ALL83) montrent que 80 % des pions à $z \geq 0.7$ contiennent le quark qui se fragmente. Dans les collisions p-p, la variation du niveau de confiance dans l'identification du parton primaire en fonction de z est illustrée par la Figure (II.2) (ALB83)

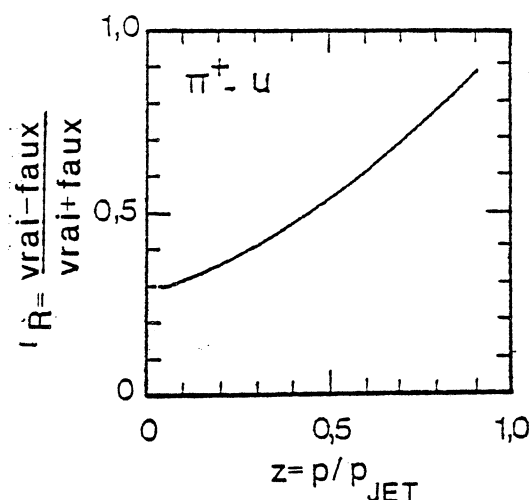


FIGURE II.2 - Variation du niveau de confiance dans l'identification du parton primaire (quark u) en fonction de z , si on suppose que les π^+ (resp. π^-) proviennent de quark u (resp. quark d) dans les collisions p-p (ALB83)

Ainsi, l'identité des mésons produits à grand P_T peut être utilisée pour signer la saveur du parton diffusé (BRE84a, BRE85b) et la chromodynamique quantique perturbative permet de comprendre quantitativement cette production (BRE84b).

Par ailleurs, plusieurs observations expérimentales, aussi bien dans des processus "doux" que dans des processus "durs", ont suggéré de décrire le nucléon comme formé d'un quark et d'un système de deux quarks, appelé "diquark", système pouvant être plus ou moins lié. Ainsi, la collaboration EHS-RCBC du C.E.R.N. (BAI86, BAI87) a conçu un modèle d'interaction hadronique "douce" proton-proton pour la production à bas P_T , où le mécanisme sépare d'abord le quark et le diquark du proton puis les "hadronise" comme l'illustre la Figure (II.3).

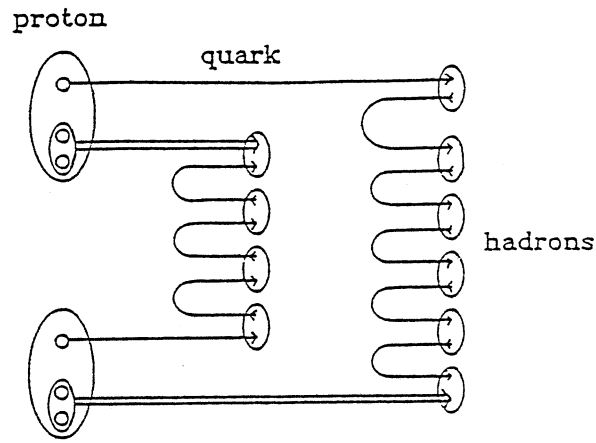


FIGURE II.3 - Modèle de séparation quark-diquark (BAI86,87)

Les résultats obtenus selon cette conception, ou bien avec trois quarks indépendants, favorisent très nettement la configuration quark-diquark dans laquelle le système diquark ne se sépare pas durant son hadronisation. Les effets sont particulièrement nets dans l'évaluation de la production de hadrons chargés positivement (les h^+ venant de la dissociation diffractive sont exclus de ce modèle) et de celle de Λ_0 (Figures (II.4) et (II.5)).

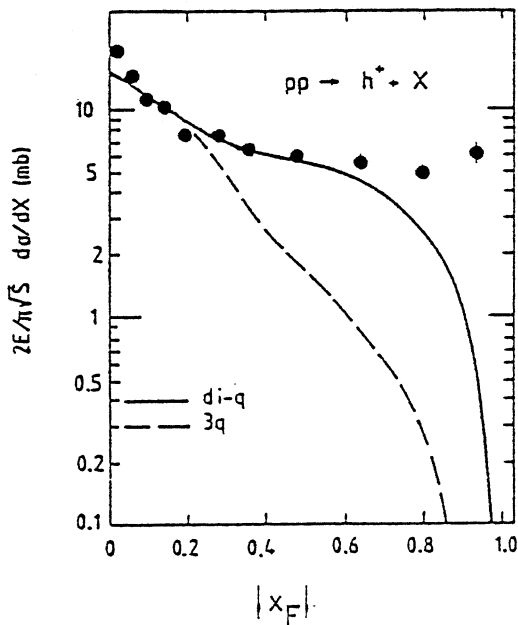


FIGURE (II.4) - Production de hadrons chargés positivement dans un modèle du proton en 3 quarks (3q) ou en diquark-quark (di-q) (BAI86)

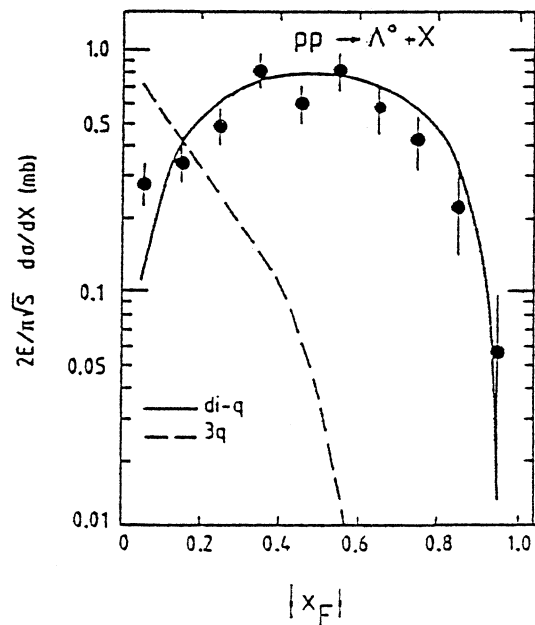


FIGURE (II.5) - Production de Λ_0 selon les mêmes modèles que ceux signalés dans la Figure (II.4) (BAI86)

Dans le calcul de BAILLY et al., l'état du proton est décrit selon les kets :

$$|\text{proton}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |u,(ud)^A\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} |u,(ud)^S\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |d,(uu)^S\rangle \right) \quad (\text{II.1})$$

où $(ud)^A$ et $(ud)^S$ sont les états de diquark, antisymétrique et symétrique respectivement ; mais l'analyse par FREDRIKSSON et al. (FRE82a,FRE83b,FRE83c) du rôle des diquarks dans la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon a montré que le proton doit être essentiellement dans la configuration $u(ud)_0$ où le diquark $(ud)_0$, avec $S = I = 0$, peut davantage exister comme objet lié que $(ud)_1$ et $(uu)_1$ avec $S = I = 1$ (voir Appendice A1). Ainsi, un système spectateur uu a une plus grande probabilité d'être séparé qu'un système ud .

Dans les interactions ν -p et $\bar{\nu}$ -p, P. ALLEN et al. (ALL83) mesurent les distributions des $\pi^\pm$ produits par les systèmes spectateurs uu en ν -p (soit $D_{uu}^{\pi^\pm}$) et ud en $\bar{\nu}$ -p (soit $D_{ud}^{\pi^\pm}$), selon les diagrammes schématisés sur la Figure(II.6).

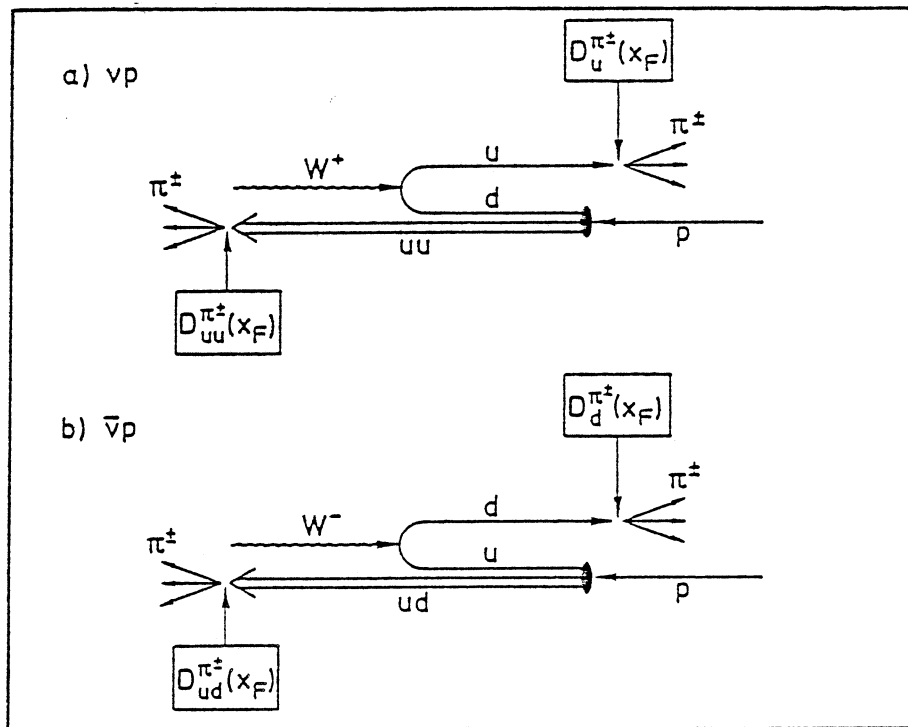


FIGURE II.6 - Diagrammes de production de $\pi^\pm$ en νp et $\bar{\nu} p$ (ALL83)

Dans ce type d'expérience, FREDRIKSSON et al. (FRE83a) comparent trois situations selon les diagrammes de la Figure (II.7) :

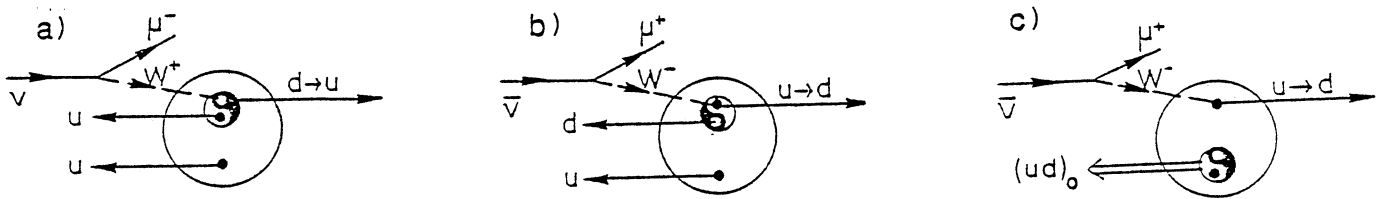


FIGURE II.7 - Diagrammes de diffusion ν -quark ou $\bar{\nu}$ -quark dans une configuration quark-diquark du proton (FRE83a)

a) Lorsqu'un ν choque le quark d, le système restant uu se fragmente en pions (comme deux quarks u indépendants) ;

b) Lorsqu'un $\bar{\nu}$ choque le quark u du diquark $(ud)_0$, le système restant ud se fragmente comme uu dans le cas précédent a) ;

c) Lorsqu'un $\bar{\nu}$ choque le quark u isolé, le diquark restant $(ud)_0$ se fragmente comme un simple quark.

En sommant les contributions des systèmes uu et ud à la formation de pions, on arrive au rapport :

$$\frac{D_{uu}^{\pi}}{D_{ud}^{\pi}} = \frac{4}{3} \quad (\text{II.2})$$

Cette valeur est obtenue de manière rudimentaire, mais FREDRIKSSON et al. soulignent sa concordance avec les résultats expérimentaux de P. ALLEN et al. (Figure (II.8)).

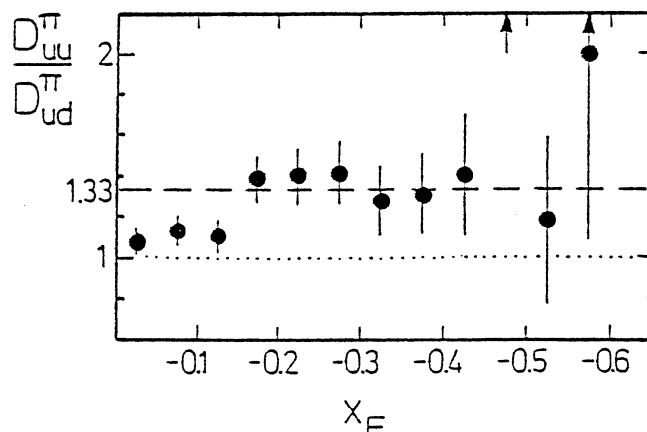


FIGURE II.8 - Comparaison de la production de pions en ν -p et $\bar{\nu}$ -p dans le cadre d'une configuration $u(ud)_0$ du proton (FRE83a)

Une autre indication d'une structure ud favorisée est présente dans la production de Λ_0 obtenue dans l'expérience R603 (ERH79) : les mesures donnent une section efficace importante de Λ_0 et une dépendance en $(1 - x_F)^1$ de la variable de Feynman x_F , caractérisant que le système diquark ud , isoscalaire, de spin zéro, est principalement un état diquark de valence spectateur du proton incident ; un tel système diquark devient un Λ_0 par "pick-up" d'un quark s . Le spin du Λ_0 étant alors celui du quark s , la polarisation du Λ_0 , mesurée dans l'expérience R608 (SMI87b), est une bonne signature des propriétés de spin du mécanisme d'hadronisation que produit le quark s .

Si nous venons maintenant aux interactions "dures" hadron-proton, un fait marquant des résultats expérimentaux dans la production de hadrons à grand P_T est la surabondance notable des protons par rapport aux π^+ , aussi bien dans les collisions $p-p$ (ALP75, ANT79, ABR80, AKE84, BRE84c) que π^-p (FRI83).

La production de protons à grand P_T à partir de la création de paires de diquarks $(ud)(\bar{u}\bar{d})$ ne suffit pas à satisfaire les observations. Il faut donc disposer d'un autre mécanisme : la diffusion d'une sous-structure "diquark" du proton peut être envisagée.

II.3 - INDICATIONS DE LA CONFIGURATION QUARK-DIQUARK DU PROTON DANS LA PRODUCTION DE HADRONS A GRAND P_T

Le rôle des diquarks dans la production de hadrons à grand P_T a été discuté par de nombreux auteurs. H. MINAKATA et T. SHIMIZU (MIN80) proposent un modèle de diffusion élastique quark-diquark.

L.V. LAPERASHVILI (LAP82) fait un parallèle entre la description de la violation d'échelle dans la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon (voir Appendice A₂) et la production inclusive de protons à grand P_T dans les collisions $p-p$. T.I. LARSSON (LAR84) montre comment le rapport p/π^+ est l'entité la plus nette pour la mise en évidence de la contribution des diquarks.

Avec l'hypothèse que le proton est dans une configuration $u(ud)_0$, T.I. LARSSON calcule le rapport p/π^+ dans la diffusion π^-p à partir

de la contribution de deux processus :

a) La diffusion élastique d'un quark u du proton et d'un quark (ou antiquark) du pion,

b) la diffusion élastique d'un diquark $(ud)_0$ dans le proton et d'un quark (ou antiquark) dans le pion (Figure (II.9)) :

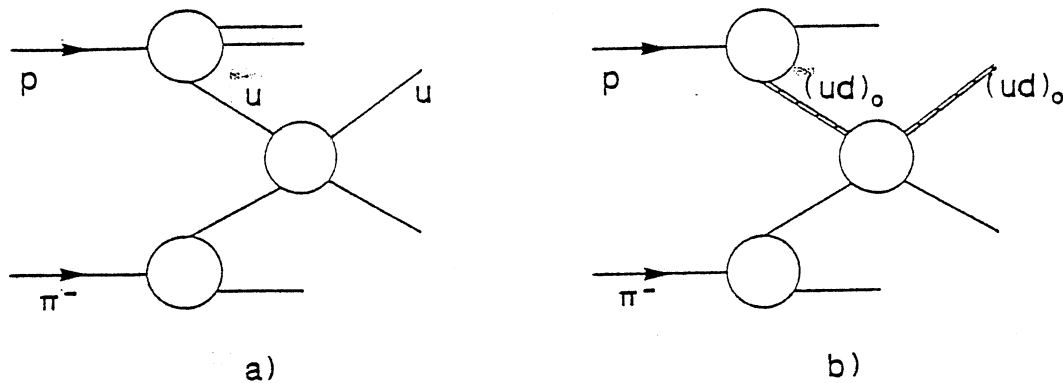


FIGURE II.9 - Processus de diffusion π^-p avec la configuration $u(ud)_0$ du proton (LAR84)

Le modèle de diquark utilisé est celui qui a été développé par FREDRIKSSON et al. pour analyser les effets de diquark dans la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon (FRE82a, FRE82b, FRE83c), la production de baryons dans l'annihilation e^+e^- (EKE83, EKE84a) et la fragmentation de la cible dans les collisions ν -p et $\bar{\nu}$ -p (FRE83a).

Les distributions en x_T du quark et de l'antiquark dans le pion sont prises égales à :

$$G_{\pi \rightarrow u}(x_T) = G_{\pi \rightarrow d}(x_T) = A_{\pi} \frac{1-x_T}{\sqrt{x_T}} \quad (\text{II.3})$$

et celles du quark et du diquark dans le proton :

$$G_{p \rightarrow u}(x_T) = G_{p \rightarrow (ud)_0}(x_T) = A_p \frac{(1-x_T)^3}{\sqrt{x_T}} \quad \text{pour } x_T > 0.25 \quad (\text{II.4})$$

Pour des valeurs de x_T inférieures à 0.25, il faut s'attendre à ce que la distribution de u soit beaucoup plus grande que celle de $(ud)_0$. La distribution en x_T du diquark est accompagnée d'un facteur de forme du diquark attribuant à cet objet une certaine extension spatiale.

LARSSON choisit une expression inspirée de la forme polaire pour un méson :

$$F(\underline{Q}^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{M_0^2}\right)^{-1} \quad (\text{II.5})$$

où Q^2 est le carré du quadrimoment de transfert dans le processus quark-diquark. M_0^2 , paramètre de masse, est pris égal à $10 (\text{GeV}/c^2)^2$ (à comparer à $m_\rho^2 = 0.58 (\text{GeV}/c^2)^2$ pour le pion), ce qui correspond à un diquark très petit (de l'ordre de 0.2 fm).

Les expressions des fonctions de fragmentation, définies selon les diagrammes de la Figure (II.10) s'accordent avec les règles de comptage (BR078) :

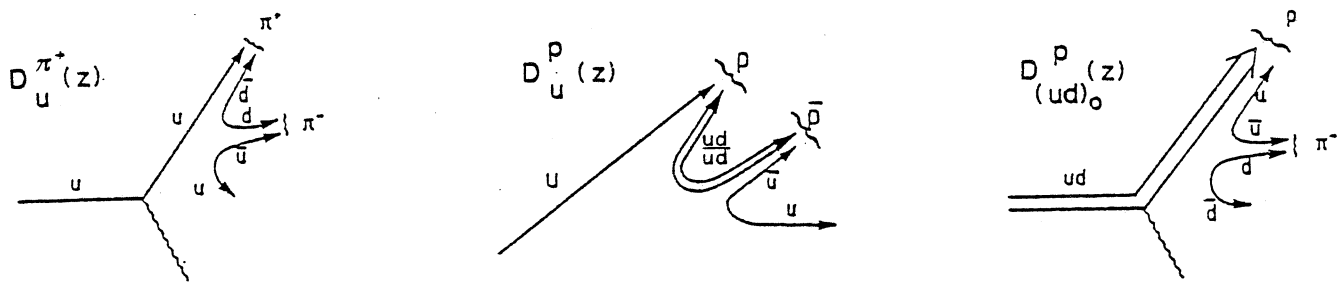


FIGURE II.10 - Représentation schématique de la fragmentation u et (ud) en hadrons dominants dans le jet déclencheur

$$D_{(ud)_0}^p(z) = (1-z)/z$$

$$D_{(ud)_0}^\pi(z) = 0$$

(II.6)

$$D_u^p(z) = 0.13 (1-z)/z$$

$$D_u^{\pi^+}(z) = 0.87 (1-z)/z$$

$$\text{avec : } z = \frac{P}{P_{\text{jet}}}$$

Les facteurs qui apparaissent dans $D_u^p(z)$ et $D_u^{\pi^+}(z)$ traduisent les probabilités pour un quark u qui se fragmente de se faire accompagner par un $(ud)_0$ ou un $\bar{d}$.

Les résultats théoriques sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus en π^-p à $\sqrt{s} = 19.4$ GeV et 23.7 GeV (FRI83) : l'accord est tout à fait satisfaisant à partir de la limite de validité des hypothèses, soit $x_T > 0.25$ (Figure (II.11 a et b)).

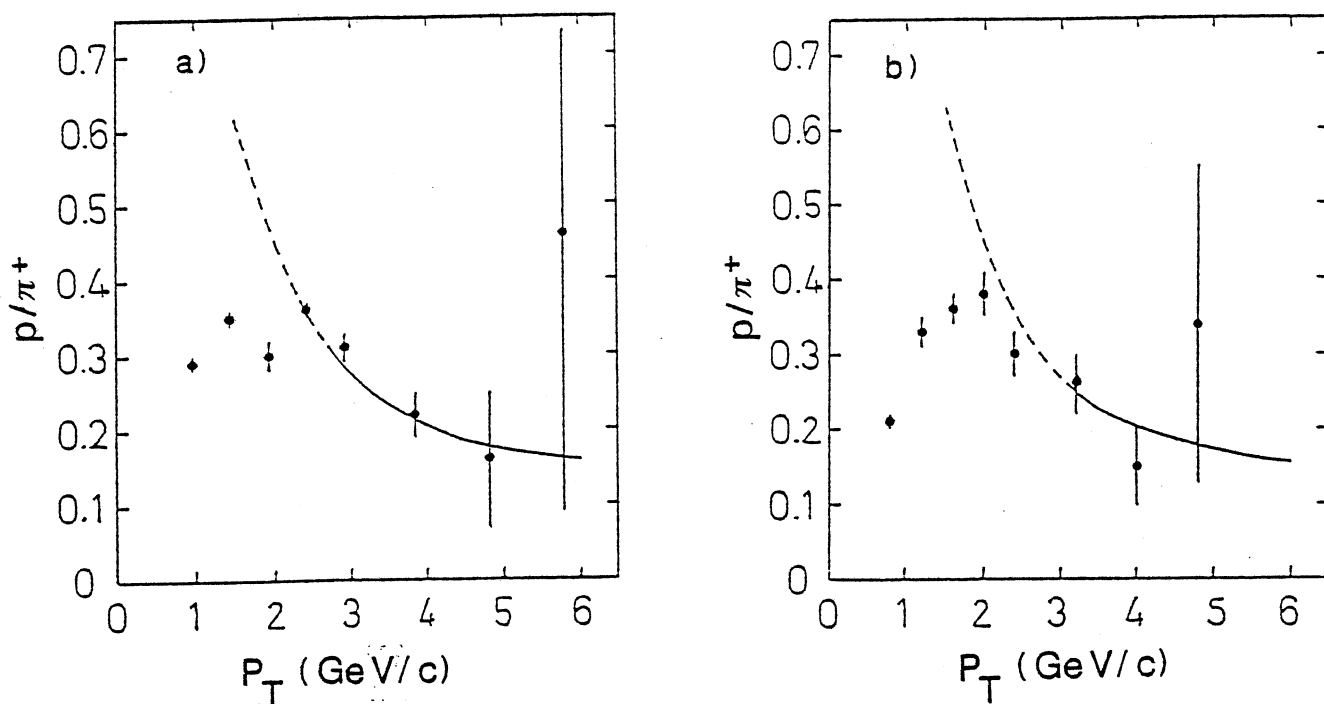


FIGURE II.11 - Comparaison des calculs de T.I. LARSSON (LAR84) et des résultats expérimentaux π^-p de H.J. FRISCH et al. (FRI83) sur le rapport des taux de production des protons et des π^+ en fonction de P_T , à 90° pour : a) $\sqrt{s} = 19.4$ GeV ; b) $\sqrt{s} = 23.7$ GeV

A. BREAKSTONE et al. (BRE87) ont étudié les corrélations entre la nature du "trigger" (pions et protons) et la structure en charge des jets spectateurs. Les résultats obtenus sont en accord qualitatif avec une forte contribution d'une diffusion dure de diquark à la production de protons à grand P_T .

Comme nous l'avons déjà signalé dans le chapitre I, les observations faites dans l'expérience R608 (SMI87a) sur les corrélations entre les protons sur l'avant et les protons "triggers", à 90° et $\sqrt{s} = 62$ GeV, vont dans le même sens.

Si la variable x'_F relative au proton détecté à 90° est grande, avec :

$$x'_F = x_F / (1 - 2P_T / \sqrt{s}) \quad (\text{II.7})$$

ce proton est dominant et contient des quarks de valence de p en collision. Dans ce cadre, les calculs de QCD classiques, considérant que le proton à 90° résulte de la diffusion d'un quark simple ou d'un gluon, prévoient le rapport unité tracé -en trait continu- sur la Figure (I.2). Sur cette figure, l'évolution du rapport expérimental montre que l'effet de corrélation augmente fortement avec x'_F , d'où un mécanisme impliquant la diffusion de deux quarks de valence à grand angle, qui peuvent être liés dans un état diquark.

Par ailleurs, une origine diffractive de l'excès de production de proton à haut P_T est exclue (BRE88).

A. BREAKSTONE et al. (BRE85a) ont également mesuré les fractions de protons et d'antiprotons produits à grand P_T et les ont comparées à des prédictions théoriques quantitatives. Le modèle standard de diffusion de quarks et de gluons combiné avec les algorithmes de fragmentation habituellement utilisés, échoue pour représenter le taux de production de protons aussi bien pour sa valeur absolue que pour son évolution en fonction de P_T , θ et $\sqrt{s}$.

Leurs modèles partent des propositions de S. FREDRIKSSON et al. (FRE82a, FRE83c) déjà citées où, dans le proton, le système ud domine et le système uu est négligé. Le schéma de fragmentation de LUND (AND82), avec quelques modifications légères d'ingrédients, est utilisé pour générer les fonctions $D_a^A(z, Q^2)$ qui décrivent la densité des particules de type A produites à partir de l'hadronisation du parton (ou du système) a (avec $a = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, g, (ud)$ et $A = \pi^+, \pi^-, K^+, K^-, p, \bar{p}$). Les distributions obtenues sont lissées dans le domaine $0.2 < z < 1.0$ selon une formule empirique de la forme :

$$D_a^A(z) = (c_1 + c_2 z + c_3/z) \frac{(1-z)^{c_4}}{z} \quad (\text{II.8})$$

où c_1 , c_2 , c_3 et c_4 sont des paramètres ajustables.

La théorie QCD utilisée à l'ordre le plus bas donne les amplitudes de diffusion des quarks et des gluons. Les amplitudes de diffusion du diquark ud sont décomposées en une part perturbative et une part

non-perturbative. La part perturbative est donnée par les diagrammes de QCD pour la diffusion d'un objet scalaire, quasi-ponctuel, dans un état de couleur antitriplet. La part non perturbative est donnée par le facteur de forme polaire déjà cité qui décrit la structure interne du diquark. Trois modèles correspondent à trois choix de fonctions de structure du proton jouant sur la probabilité de trouver le proton avec l'état de diquark ud. Les Figures (II.12), (II.13) et (II.14) illustrent la comparaison des résultats théoriques avec les données expérimentales obtenues au C.E.R.N. à 45° (BRE85a) et à Fermilab à 90° (ANT79, FRI83).

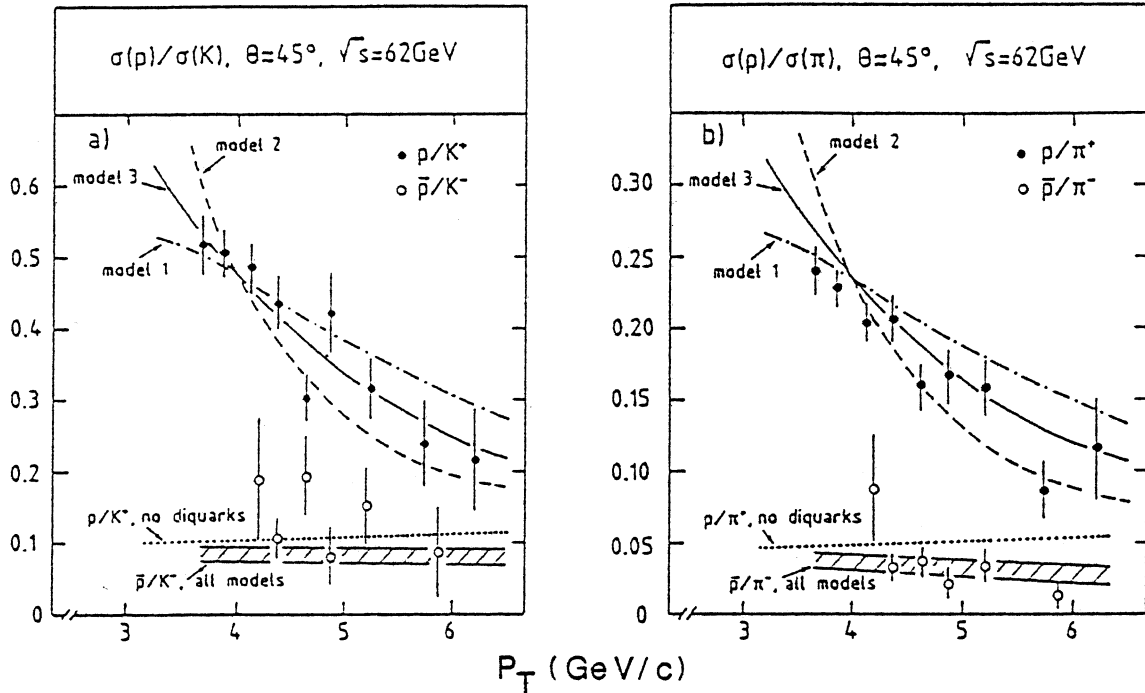


FIGURE (II.12) - Rapports de productions de particules en fonction de P_T a) p/K^+ et b) p/π^+ (BRE85a)

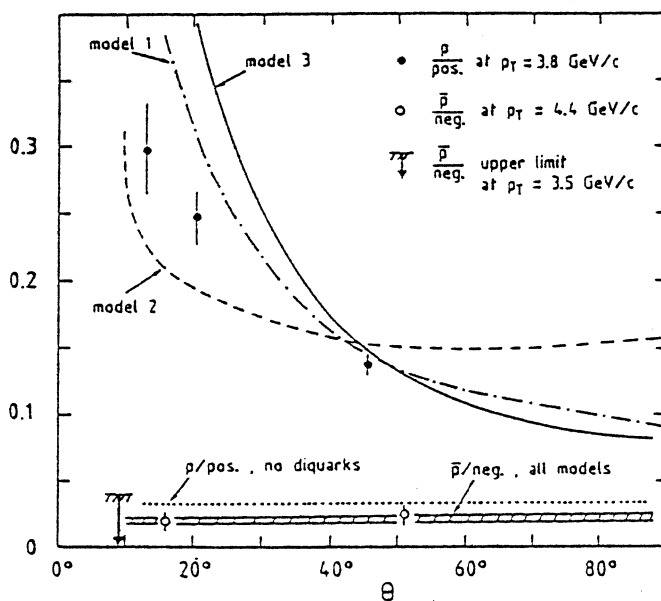


FIGURE (II.13) - Productions de p et $\bar{p}$ rapportées à celles de toutes les charges positives et négatives respectivement : dépendance en θ (BRE85a)

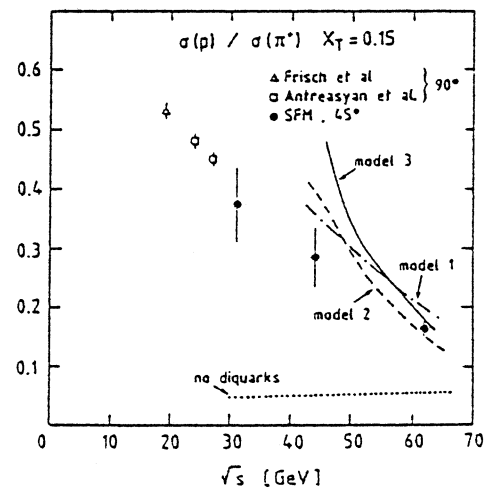


FIGURE (II.14) - Dépendance en $\sqrt{s}$ du rapport des sections efficaces de production des p et π^+ (BRE85a)

Les dépendances en P_T , θ et $\sqrt{s}$ sont très bien reflétées par les modèles avec diquark par opposition aux distributions très plates obtenues avec le modèle sans diquark.

Nous pouvons également remarquer que si les divers modèles trouvent leur pleine validité pour des P_T plus grands que 2 ou 3 GeV/c, par contre la sensibilité à la présence de diquarks s'atténue si les P_T deviennent trop élevés : il n'y a plus choc élastique sur un diquark. On peut dire encore qu'il y a un effet de suppression par la forte décroissance du facteur de forme à grand Q^2 (lié à P_T^2). Ainsi, la recherche des très hauts P_T n'est pas demandée.

S. EKELIN et S. FREDRIKSSON (EKE84b), reprenant le modèle de diquark développé précédemment en π^-p , montrent que les taux calculés de production des protons, rapportés à ceux de toutes les charges positives, ont des dépendances en P_T , θ et $\sqrt{s}$ remarquablement compatibles avec les résultats expérimentaux (Figure (II.15)).

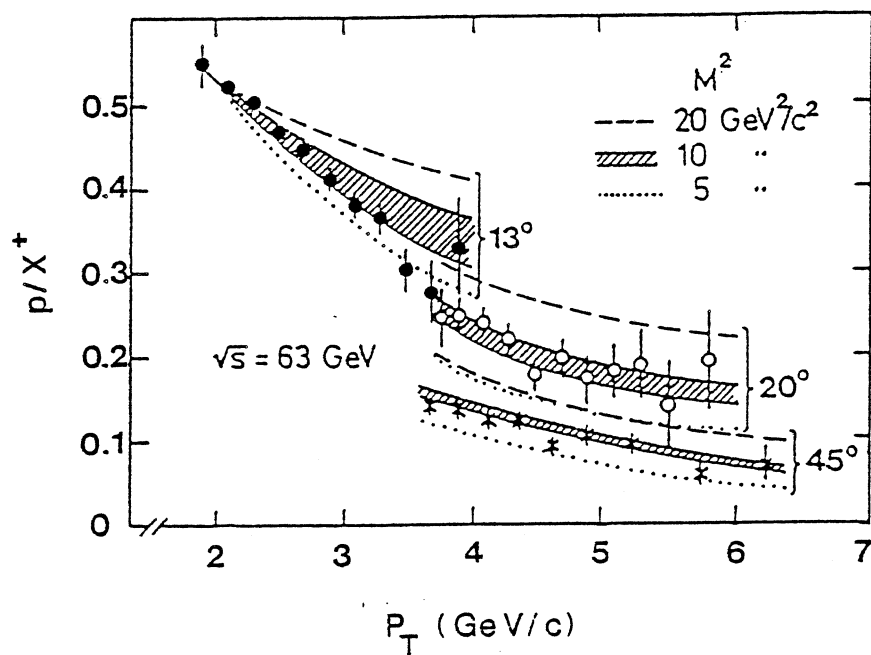


FIGURE (II.15) - Dépendance en P_T , θ et $\sqrt{s}$ des taux de production des protons rapportés à ceux de toutes les charges positives (EKE84b)

Ils concluent que les données fournissent une bonne mesure de la dimension du diquark $(ud)_0$ dans le proton et que le phénomène non perturbatif de formation de diquark doit être responsable des tendances des données jusqu'ici attribuées à des réactions perturbatives de gluons.

II.4 - PROPRIETES PRINCIPALES DU DIQUARK $(ud)_0$

La sous-structure la plus probable du proton (ou du neutron, ou encore du $\Lambda_0...$) serait le diquark scalaire $(ud)_{I=S=0}$.

Sa masse m_D a été estimée de différentes manières.

- A partir de la production de baryons ou antibaryons dans les collisions e^+e^- , une valeur $m_D \sim 200$ à $300 \text{ MeV}/c^2$ a été proposée (EKE83,84a).

- Comme pour l'Electrodynamique Quantique (QED), il est possible de définir un "vide" dans QCD, dont la "structure" non triviale est liée aux propriétés des hadrons. Ce vide présente des fluctuations non perturbatives à grande échelle (celle des hadrons), et à petite échelle où l'on parle d'"instantons". Ce modèle des instantons conduit notamment aux mésons et aux diquarks, et prévoit que le diquark scalaire est le plus léger, avec $m_D \sim 300 \text{ MeV}/c^2$ (BET85).

- En faisant appel au modèle des "valons" (ou modèle des constituants) (FRE84), on peut encore estimer m_D à partir des masses du proton et du Δ^{++} (uuu) (GEI88), moyennant l'hypothèse que tous les partons (y compris les diquarks) sont libre dans les hadrons. La résonance Δ^{++} ne contenant pas de diquark scalaire, on peut calculer la masse effective d'un quark u, soit :

$$m_u \sim 1/3 m_{\Delta^{++}} \sim 400 \text{ MeV}/c^2 \quad (\text{II.9})$$

Si le proton est constitué d'un diquark $(ud)_0$, et d'un quark u, on en déduit m_D :

$$m_D \sim m_p - m_u \sim 500 \text{ MeV}/c^2 \quad (\text{II.10})$$

et l'énergie de liaison ε_D dans ce diquark :

$$\varepsilon_D \sim m_D - 2m_u \sim - 300 \text{ MeV}/c^2 \quad (\text{II.11})$$

(où l'on a supposé que les quarks légers u et d ont la même masse).

En définitive, nous pouvons situer la masse du diquark scalaire entre 200 et 500 MeV/c^2 , avec une énergie de liaison de l'ordre de 300 MeV/c^2 .

Comme pour la masse, différentes approches conduisent à l'estimation du rayon du diquark scalaire.

- Le modèle IMF ("Infinite Momentum Frame") permet d'exprimer le rayon d'un état lié relativiste (KOG73) à partir de la masse de ses constituants, soit pour le diquark :

$$r_D \sim 1/2m_u \sim 0.25 \text{ fm} \quad (\text{II.12})$$

où nous avons donné aux deux constituants, u et d, la même masse $m_u \sim 0.4 \text{ GeV}/c^2$.

- Le modèle des instantons donne également une prévision du rayon du diquark, soit $r_D \sim 0.3 \text{ fm}$ (BET85).

- Nous allons développer un peu plus la dernière approche qui fait référence au facteur de forme.

La Figure (II.16a et b) schématise la façon d'introduire un facteur de forme F pour tenir compte de l'extension spatio-temporelle d'un objet vis-à-vis d'une interaction (i).



$$\langle \underline{P}_2 | J_\mu | \underline{P}_1 \rangle \sim \alpha (\underline{P}_{1\mu} + \underline{P}_{2\mu})$$

$$\langle \underline{P}_2 | J_\mu | \underline{P}_1 \rangle \sim \alpha * F(\underline{q}^2) (\underline{P}_{1\mu} + \underline{P}_{2\mu})$$

FIGURE (II.16a et b) - Diagrammes et éléments de matrice du courant pour une interaction i : a) cas ponctuel ; b) cas avec facteur de forme

$\underline{P}_1$ et $\underline{P}_2$ représentent, respectivement, les quadri-impulsions de l'objet avant et après l'interaction, et :

$$\underline{q} = \underline{P}_2 - \underline{P}_1 \quad (\text{II.13})$$

correspond au quadrimoment de la particule champ responsable de l'interaction.

Sur la Figure (II.16a), l'élément de matrice du courant pour un tel processus est proportionnel à la constante de couplage α , indiquée au vertex de l'interaction.

Nous montrons, sur la Figure (II.16b), que pour un objet non ponctuel, l'élément de matrice voit sa constante de couplage multipliée par le facteur de forme $F(q^2)$. Dans ce cas, il est possible de déduire du facteur de forme le rayon carré moyen (de l'objet), selon la relation :

$$\langle r^2 \rangle = 6 \left| \frac{d F(\underline{q}^2)}{d \underline{q}^2} \right|_{\underline{q}^2=0} \quad (\text{II.14})$$

à condition de connaître une expression analytique de $F(\underline{q}^2)$.

Nous illustrons, sur la Figure (II.17a et b) ce qui se passe pour le pion (en QED) et pour le diquark (en QCD).

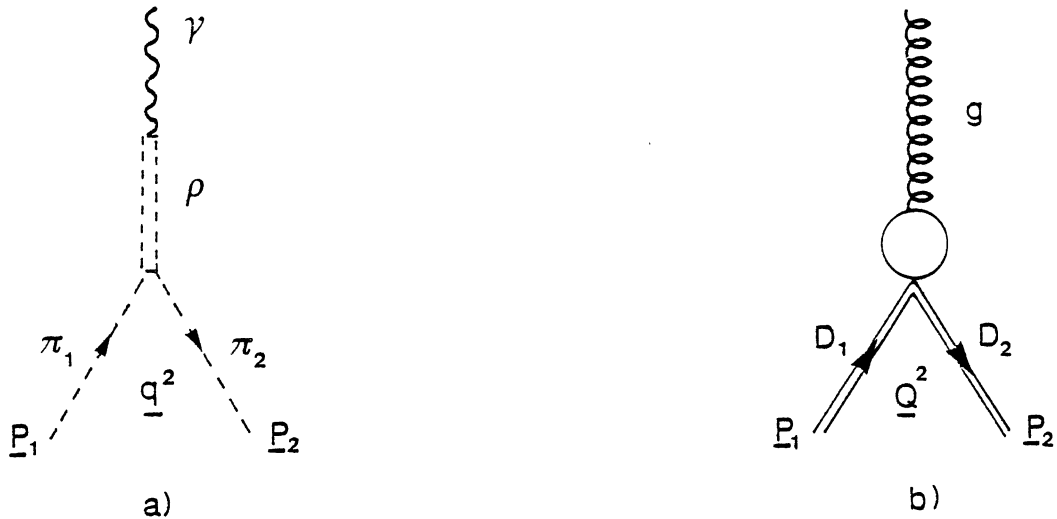


FIGURE (II.17a et b) - Diagrammes permettant d'introduire le facteur de forme polaire pour des interactions :
a) électromagnétique avec le pion ;
b) forte avec le diquark

Pour le pion (Figure II.17a), l'interaction électromagnétique (échange d'un γ) avec le pion peut s'effectuer par l'intermédiaire d'un méson ρ . Dans le cadre de ce modèle, on écrit alors le facteur de forme sous la forme polaire déjà signalée :

$$F(\underline{q}^2) = \frac{1}{1 + \frac{\underline{q}^2}{m_\rho^2}} \quad (\text{II.15})$$

où le paramètre de masse est la masse du méson ρ ($m_\rho = 0.765 \text{ GeV}/c^2$).

Pour le diquark (Figure II.17b), nous ne faisons aucune hypothèse sur la façon dont l'interaction forte (échange d'un gluon g) s'effectue, mais nous retenons le même type de facteur de forme polaire que pour un méson :

$$F(\underline{Q}^2) = \frac{1}{1 + \frac{\underline{Q}^2}{M_\rho^2}} \quad (\text{II.16})$$

(Une forme dipolaire universelle pourrait aussi être envisagée).

En combinant les relations (II.14) et (II.15) ou (II.16), et en assimilant le rayon de l'objet de masse M_0 à la racine carrée du rayon carré moyen, nous trouvons :

$$r = \frac{\sqrt{6}}{M_0} \text{ GeV}^{-1} \quad (\text{II.17})$$

soit pour le pion, $r_{\pi} \sim 0.63 \text{ fm}$ (à comparer à l'une des meilleures mesures (MIC77, BAR77)) : $r_{\pi} = 0.74^{+0.11}_{-0.13} \text{ fm}$ (et plus récemment $r_{\pi} \simeq 0.65 \text{ fm}$).

Pour le diquark, Q^2 n'est pas accessible expérimentalement, mais en QCD, tous les modèles théoriques établissent une relation linéaire entre Q^2 et le carré de l'impulsion transverse (P_T^2) de la particule dominante issue de la saveur diffusée :

$$Q^2 = k P_T^2 \quad (\text{II.18})$$

où k est une constante dépendante du modèle retenu.

Le choix du paramètre de masse M_0 est affecté par les différentes hypothèses propres aux modèles et notamment sur la façon de définir Q^2 .

De nombreuses données sont bien reproduites (FRE84a, BRE85, KIM87) avec M_0^2 allant de 9 à 20 $(\text{GeV}/c^2)^2$, ce qui correspond, en appliquant la relation (II.17) à $r_0 \sim 0.10$ à 0.16 fm , tandis que les analyses des interactions profondément inélastiques lepton-nucléon correspondraient plutôt à $M_0^2 \sim 1$ à $4 (\text{GeV}/c^2)^2$, ce qui donnerait $r_0 \sim 0.24$ à 0.48 fm (AUB85, DON80).

En comparant tous ces modèles, les estimations de r_D vont de 0.10 à 0.48 fm , mais une valeur un peu supérieure à 0.20 fm semble raisonnable.

Les diquarks ont été envisagés dans le cadre de la symétrie $SU(6) = SU(3) \otimes SU(2)$ (qui combine les saveurs et les spins). Le modèle naïf de ce type (CL081) (avec en plus des hypothèses comme : excitations des diquarks négligées, même facteur de forme pour tous les diquarks, etc.) prévoit que, dans le proton, les diquarks (uu) , $(ud)_1$ et $(ud)_0$ apparaîtraient dans les proportions $1/3$, $1/6$, $1/2$.

Ces valeurs sont contredites par les expériences : la configuration $u(ud)_0$ est énergétiquement favorisée, avec un diquark $(ud)_0$ beaucoup plus ponctuel que les autres, et une probabilité de présence dans le proton très supérieure à $1/2$. Ainsi, il y aurait une brisure de

la symétrie $SU(6)$ pour les diquarks dans les nucléons (FRE82a). Les diquarks ont même été envisagés dans le cadre de $SU(3)$ couleur où ils seraient plus fortement liés (BET85).

Notons que si l'existence de la sous-structure $(ud)_0$ est acceptée, elle n'est pas calculable dans le formalisme de QCD perturbatif (BRE85a). Par contre, si le diquark est un nouveau parton, son hadronisation est calculable avec QCD non perturbatif.

En conclusion de ce chapitre, nous devons préciser que même si le proton est principalement un état $u(ud)_0$, il faut lui ajouter un petit mélange des états $u(ud)_1$, $d(uu)$ et uud , plus, dans la mer, des paires quark-antiquark et peut être aussi des paires diquark-antidiquark (FRE82a).

CHAPITRE III

**RAPPELS SUR LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL , LE TRAITEMENT
DES DONNEES ET L'ETUDE SYSTEMATQUE DU SPECTROMETRE**

III.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour une description plus détaillée de l'appareillage, on peut se rapporter aux travaux antérieurs suivants : (CHA84,REY84).

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure (III.1). Il est composé de deux spectromètres complets et indépendants : le spectromètre à "0°" placé dans l'axe du faisceau 2 après la zone d'interaction, et le spectromètre à "90°" implanté perpendiculairement à la zone d'interaction. Deux autres dispositifs plus simples les complètent : le spectromètre "opposé", qui est placé sur l'axe du faisceau 1, et le "tonneau" (compteur central) qui entoure la zone d'interaction.

Les deux spectromètres principaux sont de conception classique : un aimant, avec en amont et en aval un ensemble de chambres à fils à dérive et des hodoscopes de scintillateurs, et deux hodoscopes de détecteurs Tcherenkof contribuant à l'identification des particules.

Les particularités de ces deux dispositifs sont résumées dans les paragraphes ci-dessous.

III.1.a) LE SPECTROMETRE A "0°"

Son ouverture angulaire est de ± 150 mrd dans les deux plans horizontal et vertical, ce qui permet d'étudier la production de systèmes de particules à grande multiplicité (jusqu'à vingttraces).

Aux chambres multi-fils utilisant la technique du "minidrft", est associé un système de déclenchement appelé "VIRTUS" qui permet de sélectionner les événements selon des configurations choisies de multiplicité.

Les compteurs Tcherenkof à gaz (gaz carbonique, fréon) sont multi-cellulaires : ils permettent de séparer les particules au-delà de quelques GeV/c. Un calorimètre électromagnétique, placé en bout de spectromètre, complète le dispositif.

III.1.b) LE SPECTROMETRE A "90°"

Son ouverture angulaire est de ± 220 mrd dans le plan vertical (plan d'analyse en impulsion) et de ± 100 mrd dans le plan horizontal. Deux hodoscopes de scintillateurs sont placés aux extrémités du

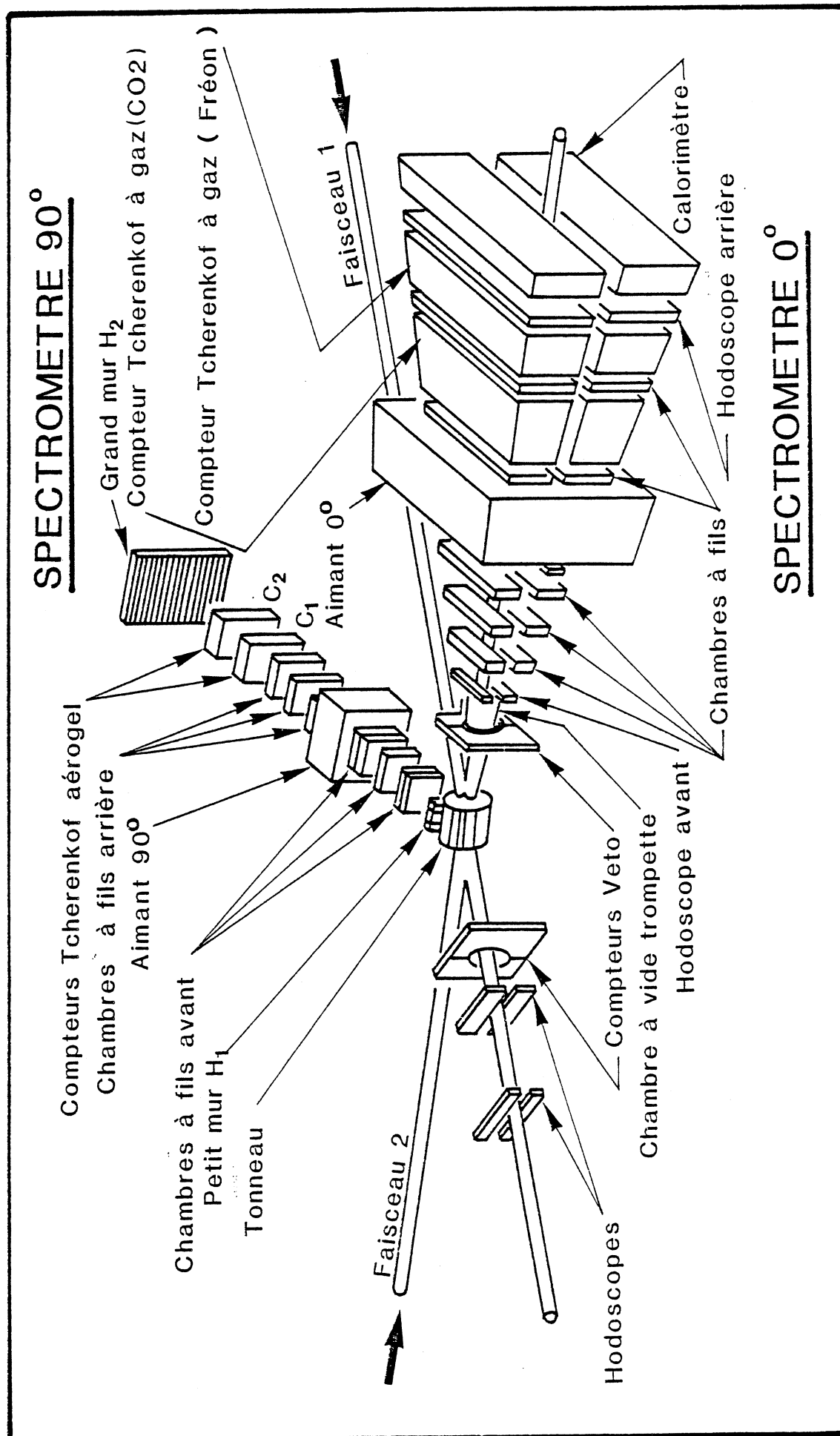


FIGURE (III.1) - Dispositif expérimental de R608, autour de l'intersection I6

spectromètre, le petit mur (H_1) composé de trois lattes verticales (chacune étant associée à un photomultiplicateur) et le grand mur (H_2) constitué de seize lattes horizontales (chacune étant reliée à deux photomultiplicateurs). Ils délivrent des signaux en vue des analyses en temps (voies TDC) et amplitude (voies ADC).

Ils participent :

- à la logique de déclenchement appelée "TOTEM", qui retient les événements répondant à une gamme choisie de multiplicité et, surtout, qui possèdent une impulsion supérieure à un seuil ajustable (entre 0.3 et 5.0 GeV/c),
- à la mesure de temps de vol.

Les deux hodoscopes Tcherenkof à aérogel de silice C_1 et C_2 , sont composés, chacun, de sept cellules disposées horizontalement, associées, chacune à un photomultiplicateur à chaque extrémité.

Ces deux hodoscopes sont combinés aux temps de vol pour l'identification des particules en-dessous de 4 GeV/c environ.

III.2 - LES NIVEAUX DE DECLenchement (CHA84)

Les détecteurs des deux spectromètres (à 0° et à 90°) fournissent des signaux logiques, qui sont combinés selon trois niveaux de déclenchement successifs, et un quatrième niveau agissant par l'intermédiaire de l'ordinateur en ligne. A chaque niveau, plusieurs signaux peuvent être mis en coïncidence suivant les canaux physiques étudiés. Le 3ème niveau électronique correspond à toutes les combinaisons possibles : 0° (VIRTUS) et/ou 90° (TOTEM).

III.3 - ACCEPTANCE DE L'APPAREILLAGE 90°

III.3.a) METHODE DE CALCUL (MAH85,ZIA84)

Nous simulons, par la méthode de Monte Carlo, les coordonnées du vertex et la direction de la particule émise (pion, kaon, proton, deuton), et suivons sa trace à travers les détecteurs. Nous tenons compte de tous les processus physiques et statistiques qui peuvent modifier son énergie et sa direction : la désintégration en vol des pions et kaons, les collisions inélastiques nucléaires, la déflexion par le champ magnétique, la perte d'énergie par ionisation, la fluctuation de la perte

d'énergie ("straggling"), la diffusion coulombienne multiple, la cassure du deuteron ("stripping").

Nous prévoyons des coupures géométriques éventuelles sur les cellules des compteurs Tcherenkof et sur le vertex de l'interaction.

L'acceptance absolue est donnée par la formule suivante :

$$A(P_0) = A_R A_0 \quad (\text{III.1})$$

où P_0 est l'impulsion au vertex, A_0 l'acceptance géométrique et A_R l'acceptance relative entre le nombre de traces qui ont touché le grand mur et le nombre de traces tirées au niveau du vertex.

III.3.b) LISSAGE DE L'ACCEPTANCE

La forme du lissage tient compte de deux limites naturelles :

- 1°) L'acceptance $A(P_0)$ doit être nulle au-dessous d'un certain seuil de P_0 (soit P_S) qui varie selon la nature de la particule ;
- 2°) L'acceptance doit tendre vers une asymptote unique pour une valeur infinie de P_0 quelle que soit la nature de la particule.

Nous avons retenu la forme suivante :

$$A = a(1-P_S/P_0)^m(1-\exp(-b(P_0-P_S)))\theta(P_0-P_S)$$
$$\text{avec } \theta(P_0 - P_S) \begin{cases} = 0 \text{ pour } P_0 < P_S \\ = 1 \text{ pour } P_0 \geq P_S \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

Les quatre paramètres à déterminer sont :

- les seuils P_S qui varient avec la nature de la particule, mais pas avec sa charge ;
- la valeur unique de l'asymptote a ;
- l'exposant m et la pente b , qui dépendent, à la fois, de la charge et de la nature de la particule.

(Dans ce qui suit, les valeurs numériques correspondent à des calculs effectués avec les coupures géométriques décrites au §(IV.5.f).

III.3.b.1) Seuils P_S

La gamme expérimentale des P_0 va de 0.6 à 4 GeV/c, mais la formule (III.2) ne permet pas à la fois d'évaluer P_S et de couvrir un si large

intervalle. Aussi, nous avons repris les valeurs de P_S qui ont été déterminées dans une étude précédente (ZIA86) à partir de la zone plus sensible au seuil :

$$0.3 \leq P_0 \leq 2.0 \text{ (en GeV/c)}$$

Ces valeurs, portées dans le Tableau (III.1), sont imposées dans la formule (III.2) pour tout notre intervalle d'étude.

III.3.b.2) Asymptote a

L'asymptote a correspond à des particules se propageant en ligne droite : la déflexion nulle de l'aimant et la suppression des phénomènes de diffusion multiple seraient obtenues pour des particules d'impulsion infinie. La simulation obtenue avec des $\pi^\pm$, $K^\pm$, $p^\pm$ et $P_0 = 1000 \text{ GeV/c}$ a donné des résultats très voisins, dont la moyenne pondérée conduit à :

$$a = 15.80 \pm 0.07 \text{ u.a.} \quad (\text{III.3})$$

III.3.b.3) Paramètres m et b

Les résultats de tous les lissages sont rassemblés dans le Tableau (III.1).

PARAMETRES NATURES	a	$P_S \text{ (GeV/c)}$	m	$b \text{ (GeV/c)}^{-1}$	χ^2/deg
π^+	(15.80 0.07)(-02)	(0.284 $\pm$ 0.011)	(0.661 $\pm$ 0.048)	(5.13 $\pm$ 1.49)	1.49
π^-	(15.80 0.07)(-02)	(0.284 $\pm$ 0.011)	(0.488 $\pm$ 0.143)	(2.28 $\pm$ 0.33)	1.09
K^+	(15.80 0.07)(-02)	(0.293 $\pm$ 0.004)	(2.754 $\pm$ 0.034)	(10.77 $\pm$ 4.12)	1.21
K^-	(15.80 0.07)(-02)	(0.293 $\pm$ 0.004)	(2.805 $\pm$ 0.056)	(3.37 $\pm$ 0.33)	2.87
p	(15.80 0.07)(-02)	(0.447 $\pm$ 0.001)	(0.203 $\pm$ 0.024)	(7.66 $\pm$ 0.76)	1.39
$\bar{p}$	(15.80 0.07)(-02)	(0.447 $\pm$ 0.001)	(0.162 $\pm$ 0.043)	(2.97 $\pm$ 0.23)	3.70

TABLEAU (III.1) - Paramètres ajustés pour le lissage de l'acceptance, dans l'intervalle $0.3 \leq P_0 \leq 4 \text{ GeV/c}$

Des différences significatives apparaissent entre les diverses simulations. La Figure (III.2) compare les acceptances pour les charges positives

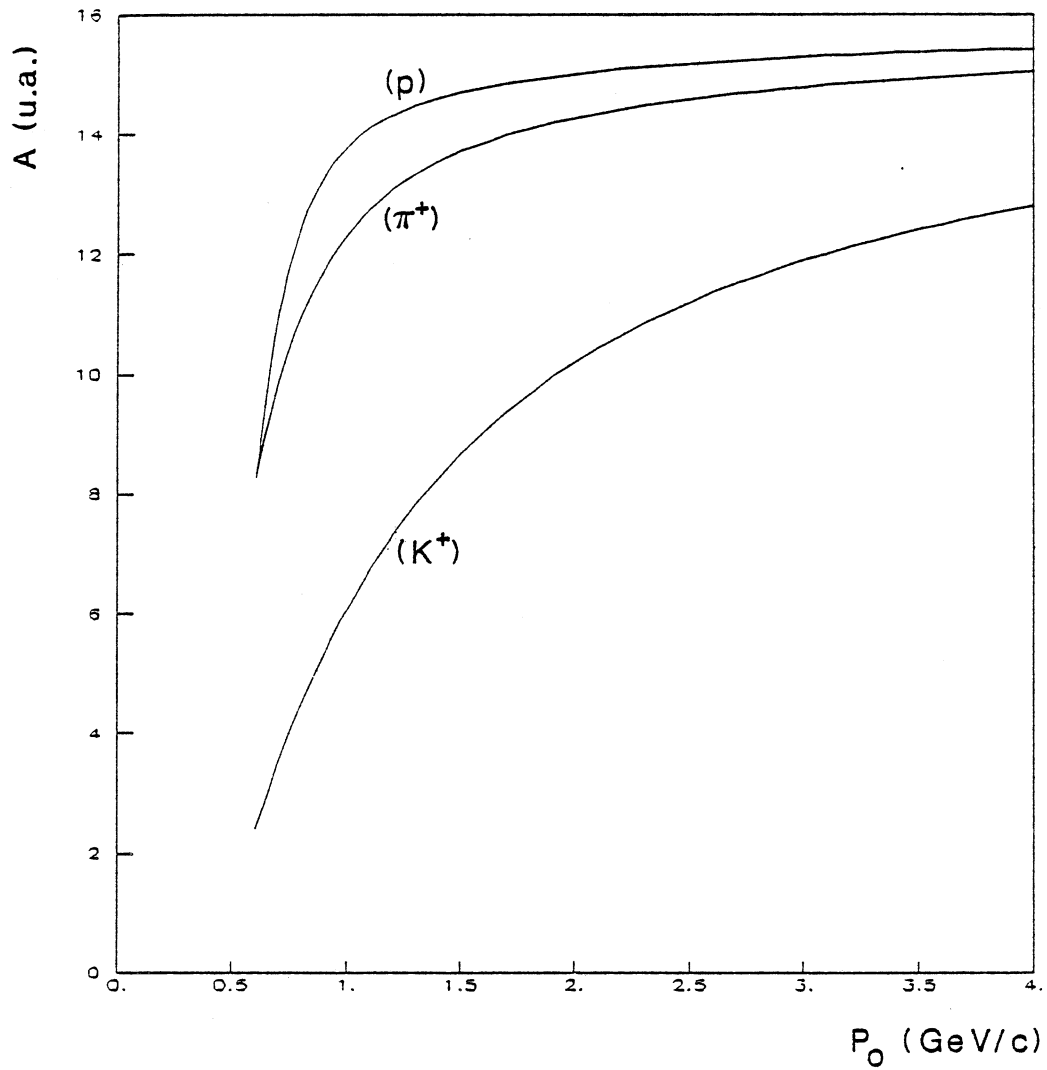


FIGURE (III.2) - Courbes d'acceptance pour π^+ , K^+ et p , entre 0.3 et 4 GeV/c

Les différences entre les trois courbes proviennent surtout des désintégrations en vol pour le pion et plus particulièrement pour le kaon, ce que traduit la Figure (III.3), qui montre les taux de désintégration de π et K entre les deux hodoscopes H_1 et H_2 en fonction de l'impulsion.

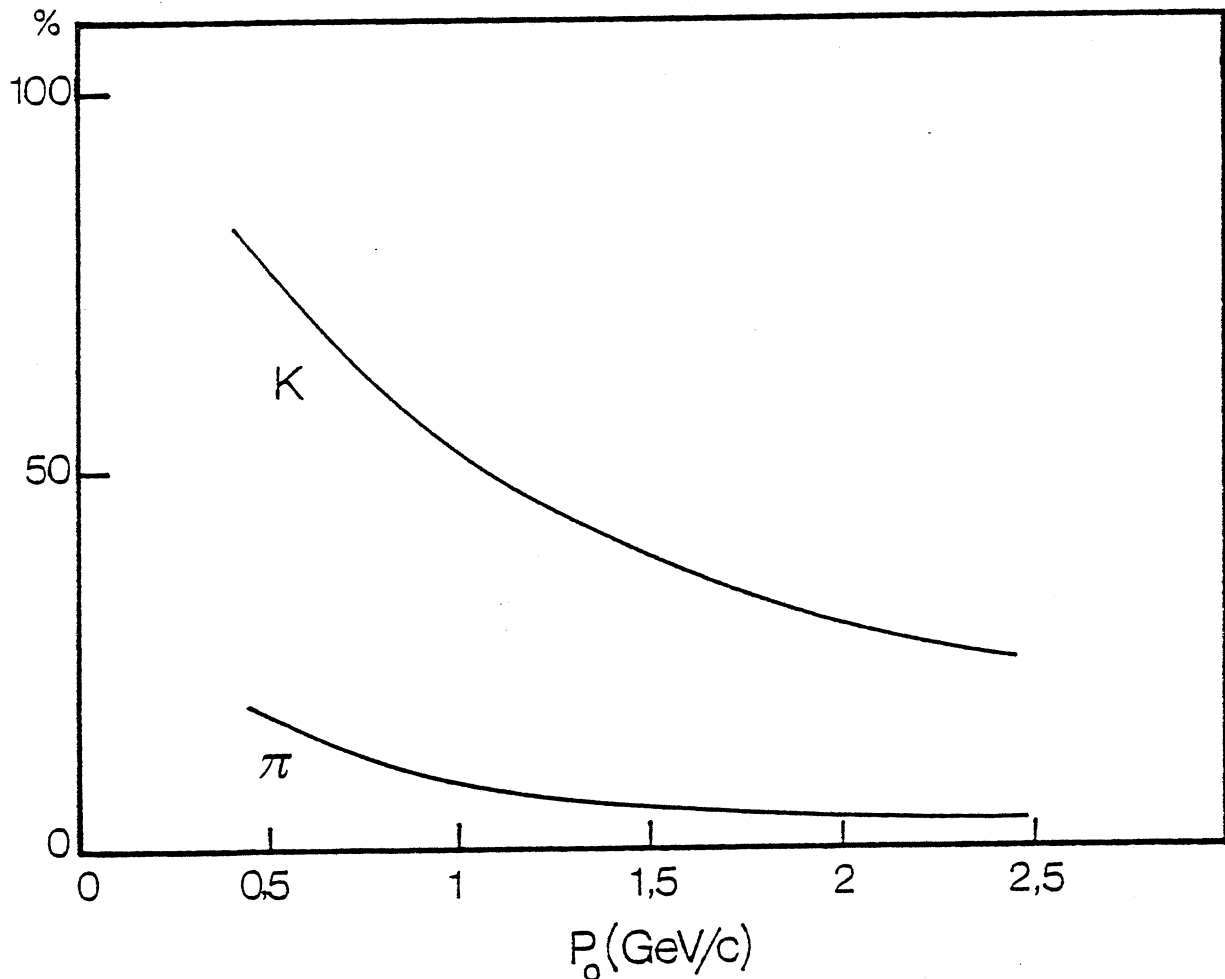


FIGURE (III.3) - Taux de désintégration des pions et kaons entre les deux hodoscopes de scintillateurs distants de 5,5 m (REY84)

Pour une particule donnée, le Tableau (III.1) souligne la dissymétrie haut/bas du spectromètre, déjà signalée dans une étude précédente (ZIA86), et traitée dans le paragraphe (III.7.b).

Enfin, la Figure (III.4) donne un aperçu des incertitudes liées aux calculs d'acceptance pour les protons, incertitudes dont les valeurs relatives varient entre 0.3 et 3 %.

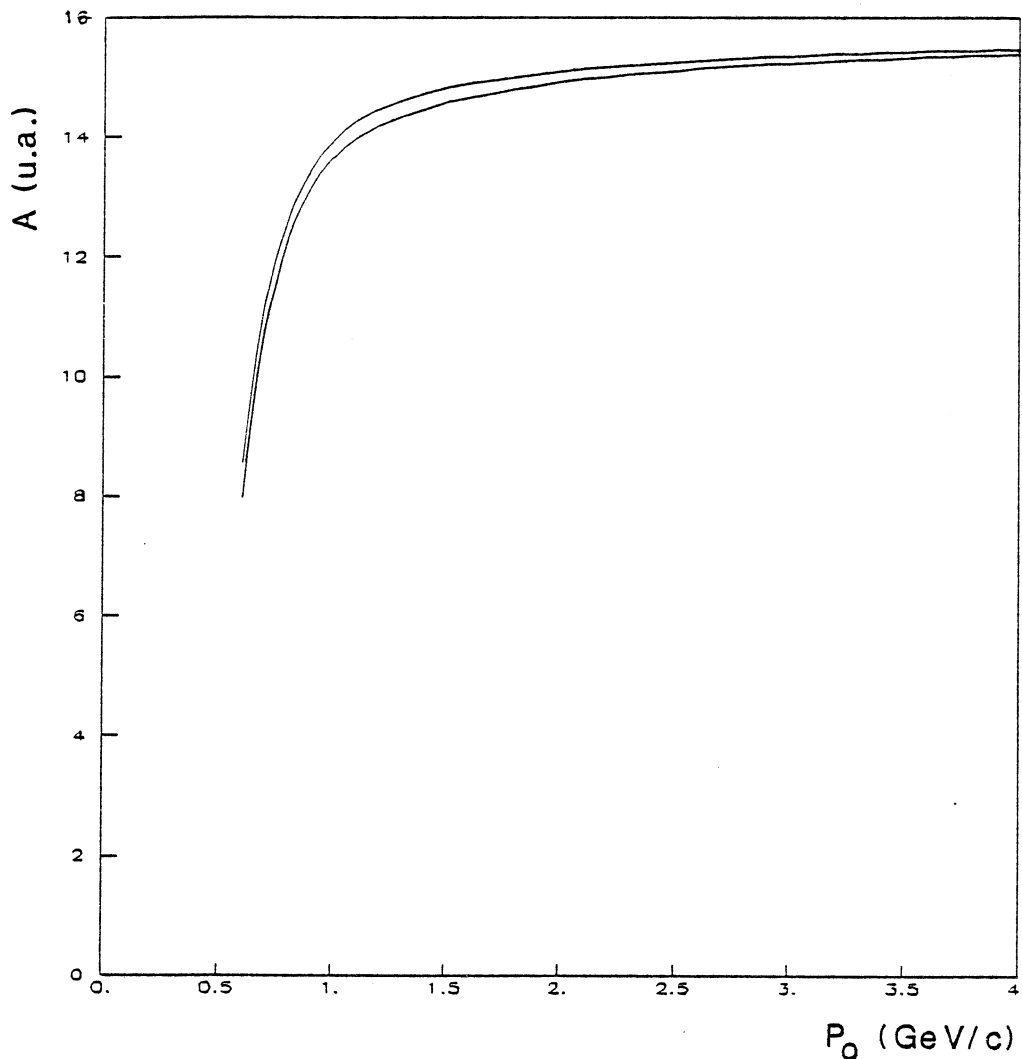


FIGURE (III.4) - Représentation sous forme d'un fuseau de l'acceptance ± 1 écart-type pour les protons

III.4 - CORRECTIONS ET TRANSFORMATIONS CINEMATIQUES

Placé à 90° aux I.S.R., nous pouvons considérer que le spectromètre est aussi placé à 90° dans le centre de masse (ZIA86). Pour l'impulsion, la transformation (impulsion mesurée $\rightarrow$ impulsion transverse dans le centre de masse) s'effectue en deux étapes.

Ce que nous mesurons, c'est la quantité de mouvement (P_M) au centre de l'aimant. Pour remonter à celle au niveau du vertex (P_0), nous utilisons un lissage, donné par le programme d'acceptance, qui fournit la correction ΔP_M avec trois paramètres a_M , b_M et P_L :

$$\Delta P_M = P_0 - P_M = a_M(1 + e^{-b_M(P_M - P_L)}\Theta(P_M - P_L)) \quad (\text{III.4})$$

$$\text{avec } \theta(P_M - P_L) \begin{cases} = 1 \text{ pour } P_M \leq P_L \\ = 0 \text{ pour } P_M > P_L \end{cases}$$

Cette correction est d'autant plus grande que la particule est plus lourde et que la quantité de mouvement est plus petite, à l'exception du pion, qui est rapidement relativiste et pour lequel la correction est constante, soit :

$$\Delta P_M(\pi) = 2a_M = 0.00842 \text{ GeV/c} \quad (\text{III.5})$$

Pour les autres particules (K et p), nous avons déterminé un certain seuil d'impulsion (P_L) au-dessus duquel elles sont considérées comme relativistes. Le paramètre a_M étant fixé et commun à toutes les particules, nous avons deux paramètres à ajuster : P_L et b_M . Leurs valeurs sont rassemblées dans le Tableau (III.2).

PARAMETRES NATURES	P_L (GeV/c)	a_m (GeV/c)	b_M (GeV/c) ⁻¹
$\pi^\pm$	0.30	0.00421	0.00
$K^\pm$	1.29	0.00421	0.92
p ou $\bar{p}$	2.59	0.00421	0.72

TABEAU (III.2) - Paramètres ajustés pour la correction d'impulsion ΔP_M , pour les particules π , K, p

La deuxième étape est la transformation d'impulsion :

$$P_O(\text{laboratoire}) \rightarrow P_T(\text{centre de masse}).$$

En appliquant les relations précédemment utilisées (ZIA86), la transformation globale ($P_M \rightarrow P_O \rightarrow P_T$) est effectuée pour chaque particule.

Sur la Figure (III.5), sont portés les pourcentages de corrections cinématiques globales pour les protons. Ces corrections "exactes" varient entre 15 et 70 %.

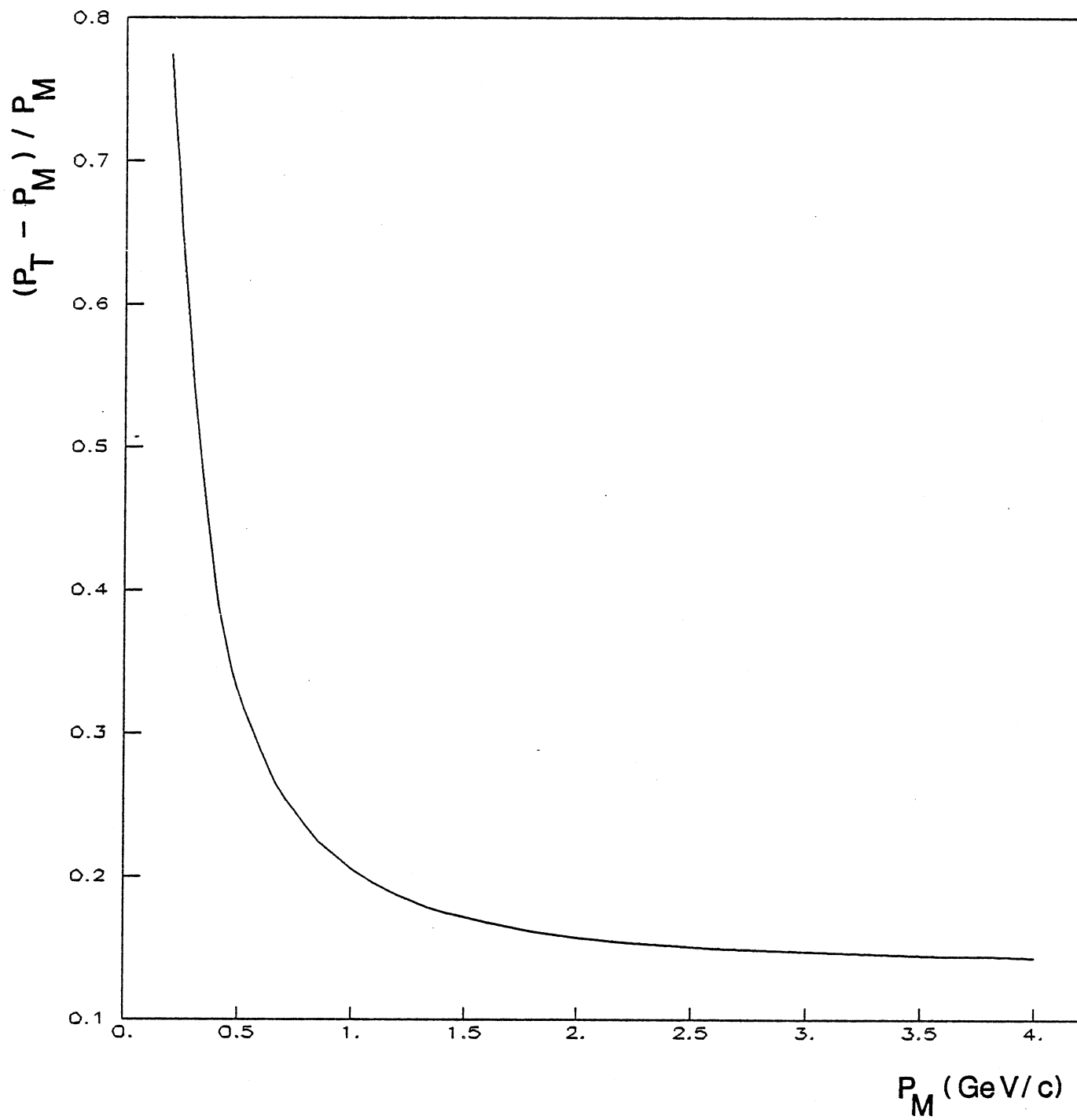


FIGURE (II.5) - Corrections relatives permettant de passer de P_M à P_T ,
pour les protons.

III.5 - MONITEURS DE LUMINOSITE

Les moniteurs sont des combinaisons de signaux logiques issus d'hodoscopes placés auprès des deux faisceaux (ZIA86). Pour un moniteur m , la luminosité (L), grandeur propre aux collisionneurs (nombre d'événements par seconde et par cm^2) est donnée par :

$$L = K_m N_m \quad (\text{III.6})$$

où N_m est le taux de comptage du moniteur m , et K_m un facteur de normalisation lié au moniteur.

Dans notre analyse physique, nous calculerons le plus souvent des rapports de sections efficaces et nous verrons que la connaissance de la luminosité n'est pas utile, sauf pour l'étude des invariances où nous comparerons des p et $\bar{p}$ déviés vers la même partie du spectromètre en inversant l'orientation du champ " $B^\pm$ ". Dans ce cas, nous n'aurons besoin que de la luminosité relative :

$$R_L = \frac{L_+}{L_-} = \frac{N_m^+}{N_m^-} \quad (\text{III.7})$$

Le Tableau (III.3) donne les luminosités relatives $\langle R_L \rangle$ entre les deux orientations du champ magnétique B^+ et B^- , moyennées à partir des différents moniteurs retenus et pour les périodes de faisceau p - p (avant) et p - p (après) encadrant la période p - $\bar{p}$.

Luminosités relatives	p - p (avant)	p - $\bar{p}$	p - p (après)
$\langle R_L \rangle$	1.194 ± 0.008	0.905 ± 0.009	1.483 ± 0.005

TABEAU (III.3) - Luminosités relatives (pour les périodes à $\sqrt{s} = 52.72 \text{ GeV}$)
entre champs B^+ et B^-

III.6 - ANALYSE DES DONNEES

Nous avons abordé ce problème en trois étapes successives :

- filtrage et condensation,
- reconstitution de traces et mesure de l'impulsion,
- identification des particules

Nous allons brièvement décrire les deux premières étapes (REY84, BON85, ZIA86) et la troisième sera décrite en détail dans le chapitre IV.

III.6.a) FILTRAGE ET CONDENSATION

Il s'agit de réduire le nombre des bandes magnétiques contenant des informations insuffisantes au niveau des chambres à fils (en raison de désintégrations en vol, inefficacités, etc.). Cette opération de filtrage est accompagnée d'une opération de condensation (conversion basse $\rightarrow$ haute densité). Après ces opérations, réalisées par le même programme sur l'ordinateur d'acquisition PDP11 de l'expérience, nous disposons toujours de données brutes, mais avec une meilleure répartition de bons événements.

III.6.b) RECONSTITUTION DES TRACES ET MESURES D'IMPULSION

III.6.b.1) Reconstitution des traces

Chaque trace est segmentée en deux parties (partie avant et partie après l'aimant), indépendamment l'une de l'autre, qui sont raccordées au centre de l'aimant. Chaque partie est projetée sur les deux plans perpendiculaires, horizontal et vertical (la déviation des particules par l'aimant n'ayant lieu que dans le plan vertical). La reconstitution avant l'aimant se fait, verticalement par l'association de trois plans de fils X (X_1, X_2, X_3) et horizontalement par celle de quatre plans (Y_1, Y_1', Y_3, Y_3') (avec un décalage d'une demi-cellule des plans primés par rapport aux autres). Après l'aimant, le principe de la reconstitution est identique à celui utilisé avant l'aimant mais avec trois plans X seulement et l'appoint du grand mur H_2 . Ensuite, les traces Y avant et après l'aimant sont associées en ligne droite, et celles des plans X sont raccordées au centre de l'aimant tout en respectant certains critères de proximité.

III.6.b.2) Calcul de l'impulsion

Dans un premier temps, une valeur approchée de la quantité de mouvement (P_{eq}) est calculée en utilisant la méthode de l'aimant équivalent, à partir des angles α_1 et α_2 , dans le plan de déviation des particules, correspondant respectivement aux traces X "avant" et "arrière" par rapport à l'horizontale. Puis, dans un deuxième temps, une méthode itérative fournit un terme correctif qui précise la valeur définitive. Cette correction ΔP ne dépend que de α_1 et de la projection Y_M de la trace Y "avant" au centre de l'aimant, soit :

$$P_M = P_{eq} + \Delta P(\alpha_1, Y_M) \quad (III.8)$$

En tenant compte de la diffusion coulombienne multiple, l'incertitude relative liée à cette méthode est négligeable devant les incertitudes expérimentales. La résolution finale est estimée par la relation :

$$\Delta P_M / P_M \simeq 1 \% P_M \text{ (GeV/c)} \quad (III.9)$$

III.7 - ETUDE SYSTEMATIQUE DU SPECTROMETRE

Une étude systématique de l'appareillage à 90° a déjà été menée pour mieux suivre le fonctionnement des détecteurs et réduire les erreurs systématiques.

Trois types de symétries du spectromètre ont été étudiées (ZIA86) :

- la symétrie vis-à-vis de la polarité du champ de l'aimant ;
- la symétrie haut/bas ;
- la symétrie droite/gauche.

III.7.a) SYMETRIE VIS-A-VIS DE LA POLARITE DU CHAMP MAGNETIQUE

Ce test peut être fait en comparant les distributions projetées (lattes virtuelles) sur le grand mur des événements enregistrés avec des orientations opposées du champ. Pour isoler ce test de celui de la symétrie haut/bas, nous

employons des particules déviées dans la même direction (vers le haut ou vers le bas), donc des particules de charges opposées.

Nous définissons quatre catégories d'événements :

- B^+X^+ : particules positives déviées vers le haut du spectromètre par un champ + ;
- B^-X^+ : particules positives déviées vers le bas du spectromètre par un champ - ;
- B^+X^- : particules négatives déviées vers le bas du spectromètre par un champ + ;
- B^-X^- : particules négatives déviées vers le haut du spectromètre par un champ -.

Soit ϵ , le produit du signe de B par celui de la charge de X.
Nous avons :

$\epsilon = +1$ pour B^+X^+ et B^-X^- (X déviées vers le haut)

$\epsilon = -1$ pour B^+X^- et B^-X^+ (X " " " bas)

La Figure (III.6) donne un exemple de distributions des événements en fonction du numéro de la latte virtuelle touchée (il s'agit de particules déviées vers le haut). Ces deux distributions sont statistiquement identiques avec un χ^2 moyen de 16.9 pour un nombre de degrés de liberté égal à 16. D'une façon générale, la polarité du champ n'affecte en rien la symétrie du spectromètre.

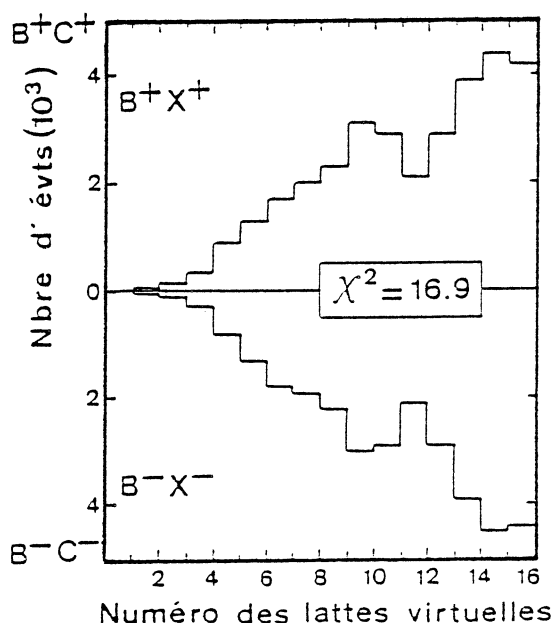


FIGURE (III.6) - Comparaison des distributions, en fonction des lattes virtuelles, des événements déviés vers le haut du spectromètre ($\epsilon = +1$), pour montrer un effet éventuel de disymétrie dû à la polarité du champ

III.7.b) SYMETRIE HAUT/BAS

La Figure (III.7) montre un exemple de distribution des points d'impact sur le grand mur en fonction des numéros de lattes virtuelles. Il apparaît une perte d'efficacité pour certaines lattes dans la partie haute du spectromètre. Une étude complète a montré qu'il existait une grande stabilité des efficacités. Les résultats sont rassemblés dans le Tableau (III.4).

Lattes virtuelles	Efficacités (%)
1 à 10, 15 et 16	100 ± 0
11	87 ± 9
12	48 ± 6
13	68 ± 8
14	81 ± 9

TABEAU (III.4) - Efficacités (en %) des lattes virtuelles

L'efficacité partielle est un phénomène global, qui implique non seulement le grand mur mais aussi tous les autres détecteurs de position verticale X (mis à part les deux compteurs Tcherenkof), à savoir : les chambres à fils X avant et après l'aimant, les deux hodoscopes H₁ et H₂.

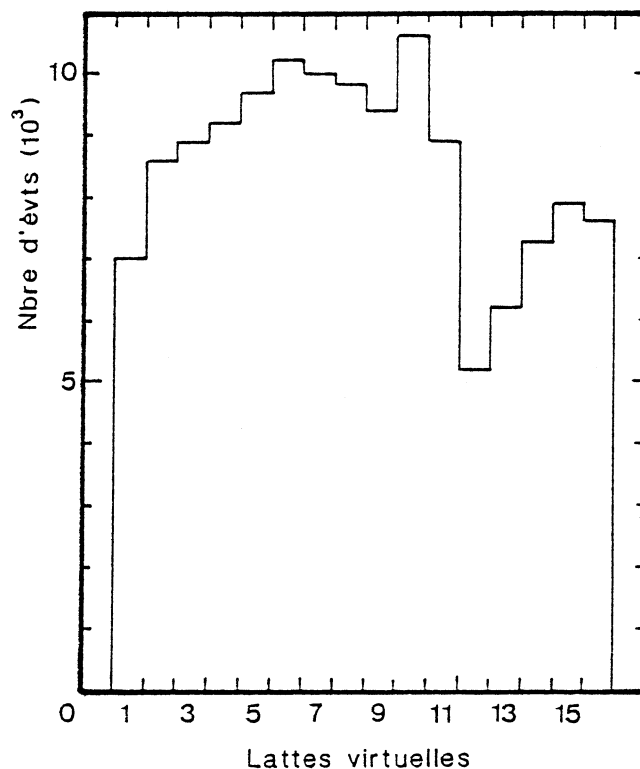


FIGURE (III.7) - Distribution des points d'impact sur le grand mur en fonction des lattes virtuelles (somme des événements p-p (avant), p- $\bar{p}$ et p-p (après)), pour étudier la symétrie haut/bas.

III.7.c) SYMETRIE DROITE/GAUCHE

L'étude de cette symétrie a été conduite à deux niveaux :

- au niveau du vertex : la distribution des événements en fonction de l'angle d'émission au vertex est représentée sur la Figure (III.8) ;
- au niveau du grand mur : la distribution de points d'impact en fonction de leurs positions Y est donnée sur la figure (III.9).

Il n'apparaît pas de dissymétrie marquée droite/gauche.

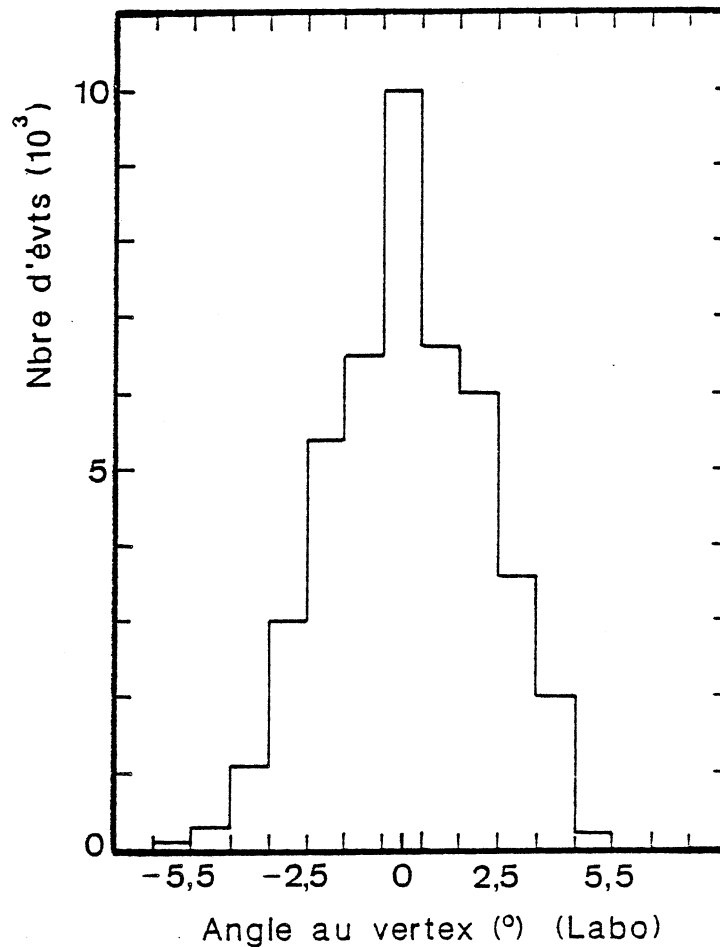


FIGURE (III.8) - Distribution angulaire des événements, au niveau du vertex

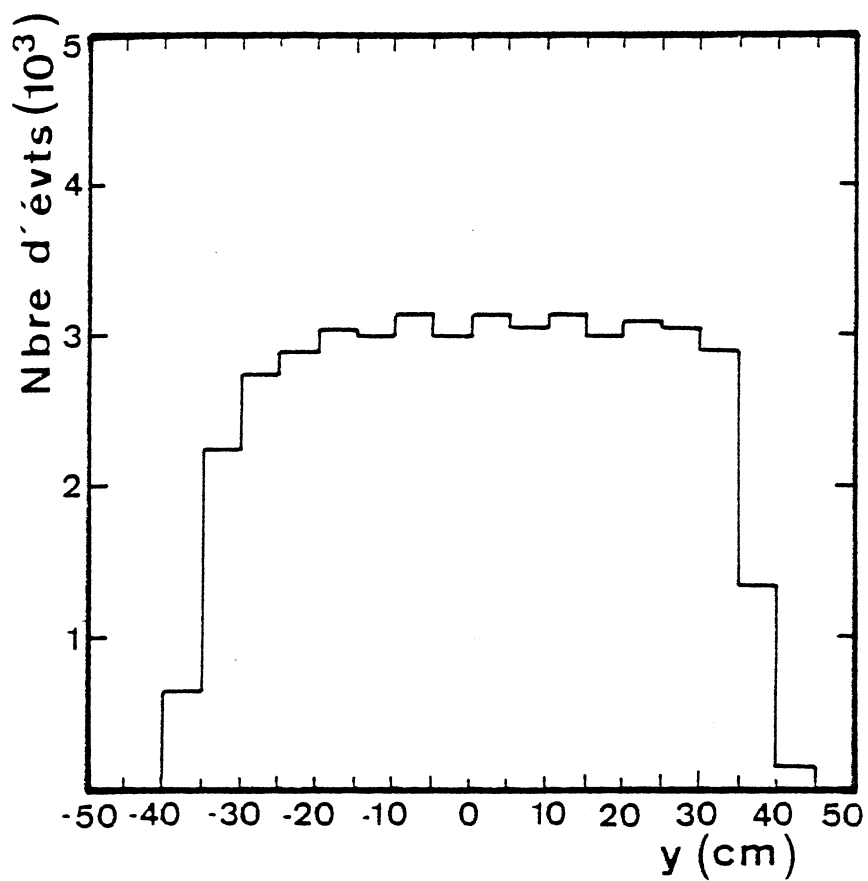


FIGURE (III.9) - Distribution des points d'impact sur le grand mur en fonction de Y, pour montrer la symétrie droite/gauche

CHAPITRE IV

IDENTIFICATION COMBINEE DES PROTONS (ET ANTIPROTONS)
A PARTIR DES INFORMATIONS TEMPS DE VOL ET TCHERENKOF

IV.1 - INTRODUCTION

Il était prévu initialement, dans l'expérience R608, d'identifier les particules émises à 90° (pions, kaons, protons, des deux charges), dans la gamme expérimentale d'impulsion P_M allant de 1 à 2 GeV/c, au moyen des deux hodoscopes Tcherenkof à aérogel de silice C_1 et C_2 (PR078, MEM80). Puis, nous avons adjoint à ce projet les deux hodoscopes de scintillateurs H_1 et H_2 (voir Figure III.1), qui participent aux déclenchements électroniques (décrits dans le paragraphe (III.2)) et fournissent des informations supplémentaires de temps de vol.

Ces mesures de temps présentent les avantages suivants :

- une extension de l'identification vers des impulsions plus basses ;
- une réduction possible des ambiguïtés sur les séparations obtenues dans un premier temps par l'utilisation exclusive des compteurs Tcherenkof.

Nous avons déjà montré (ZIA86) que l'identification des pions sur une gamme d'impulsion allant jusqu'au seuil de l'acceptance expérimentale (vers $P_M \sim 0.3$ GeV/c), était obtenue de façon très convenable grâce aux compteurs Tcherenkof, alors que l'identification des protons au moyen de la même méthode s'avérait beaucoup plus délicate.

Dans les méthodes combinées présentées ici, nous allons confirmer que l'identification précédente des pions était effectivement satisfaisante et surtout améliorer celle des protons dans des proportions telles que la qualité des résultats soit comparable à celle des pions.

Nous distinguerons plusieurs types d'identification :

- CER : identification grâce à l'utilisation exclusive des compteurs Tcherenkof ;
- TOF : identification grâce à l'utilisation exclusive des mesures de temps de vol ;
- CER * TOF : identification combinée par les deux méthodes Tcherenkof et temps de vol ;
- CERT : identification combinant la méthode Tcherenkof à une version simplifiée du temps de vol.

IV.2 - PRINCIPES DES METHODES D'IDENTIFICATION

IV.2.a) METHODE CER UTILISANT LES COMPTEURS TCHERENKOF

Nous rappelons que lorsqu'une particule chargée de masse M et d'impulsion P_M traverse un milieu d'indice optique n , il y a en principe émission de lumière par effet Tcherenkof si la condition suivante est vérifiée :

$$P_M > P_C \quad (IV.1)$$

avec :

$$P_C = M / \sqrt{n^2 - 1} \quad (IV.2)$$

où P_C est le seuil d'émission.

Grâce aux deux hodoscopes C_1 et C_2 constitués d'aérogel de silice d'indices différents, il est possible d'obtenir une séparation des particules étudiées dans un certain intervalle d'impulsion (voir Figure (IV.1)), en gros entre 1 et 2 GeV/c.

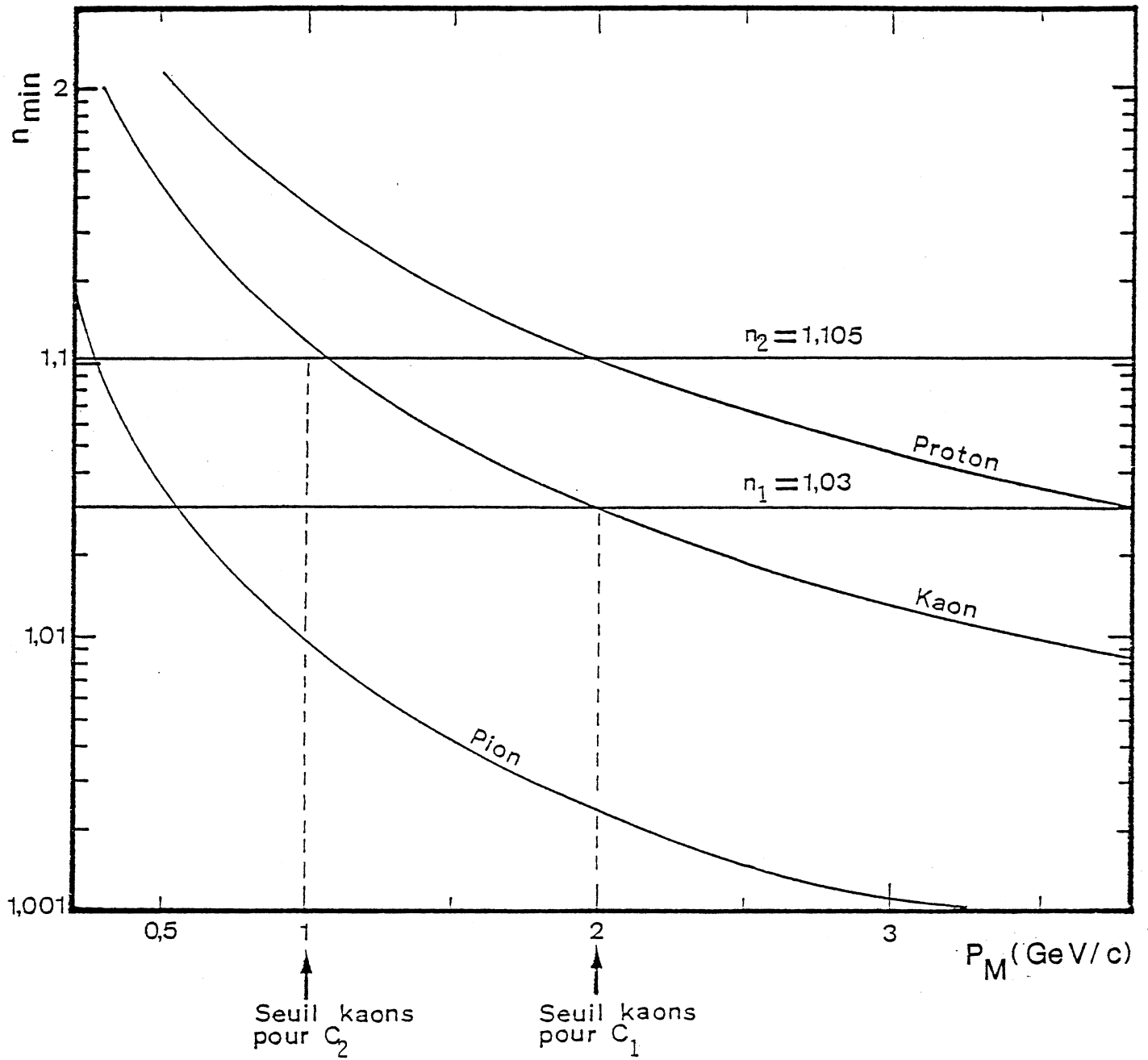
IV.2.b) METHODE TOF UTILISANT LES TEMPS DE VOL (MAH84a)

La mesure du temps de vol t_f mis par une particule d'impulsion P_M pour parcourir une distance L (dite base de temps de vol) permet d'accéder au carré de sa masse, selon la relation :

$$M^2 = P_M^2 \left[\frac{t_f^2 c^2}{L^2} - 1 \right] \quad (IV.3)$$

Le temps t_f est mesuré grâce aux deux hodoscopes de scintillateurs H_1 et H_2 tandis que les variables L et P_M sont données par l'analyse magnétique.

Le tableau (IV.1) donne des temps de vol pour les particules (π , K , p , d) et différentes valeurs de P_M . (Il est supposé ici que les particules se propagent selon l'axe du spectromètre et ne sont pas déviées par le champ magnétique, soit une base de 6m environ).



FIGURE(IV.1) - Indices optiques minimums nécessaires pour l'émission Tcherenkof en fonction de P_M .

P_M (GeV/c)	Π	K	p	d
0.3	21.460	37.433	63.896	122.845
0.5	20.200	27.324	41.378	75.333
1	19.645	21.698	26.680	41.357
2	19.504	10.040	21.491	26.674
3	19.478	19.718	20.475	22.946

TABEAU (IV.1) - Temps de vol en ns, pour des particules se propageant en ligne droite, et différentes valeurs de P_M

La Figure (IV.2) illustre l'évolution du temps de vol des particules en fonction de P_M .

En considérant que la principale source d'incertitude est celle sur la mesure de temps de vol, la séparation Π et K serait possible pour les basses impulsions ($P_M < 1.5$ GeV/c, pour une résolution en temps de 500 ps environ) et la séparation des p et d pour des impulsions plus élevées.

Le temps de vol peut être déterminé à partir d'une formule générale, pour un photomultiplicateur quelconque :

$$t_{TDC} = -t_0 + t_f + t_z + t'_c + \Delta t_Q \quad (IV.4)$$

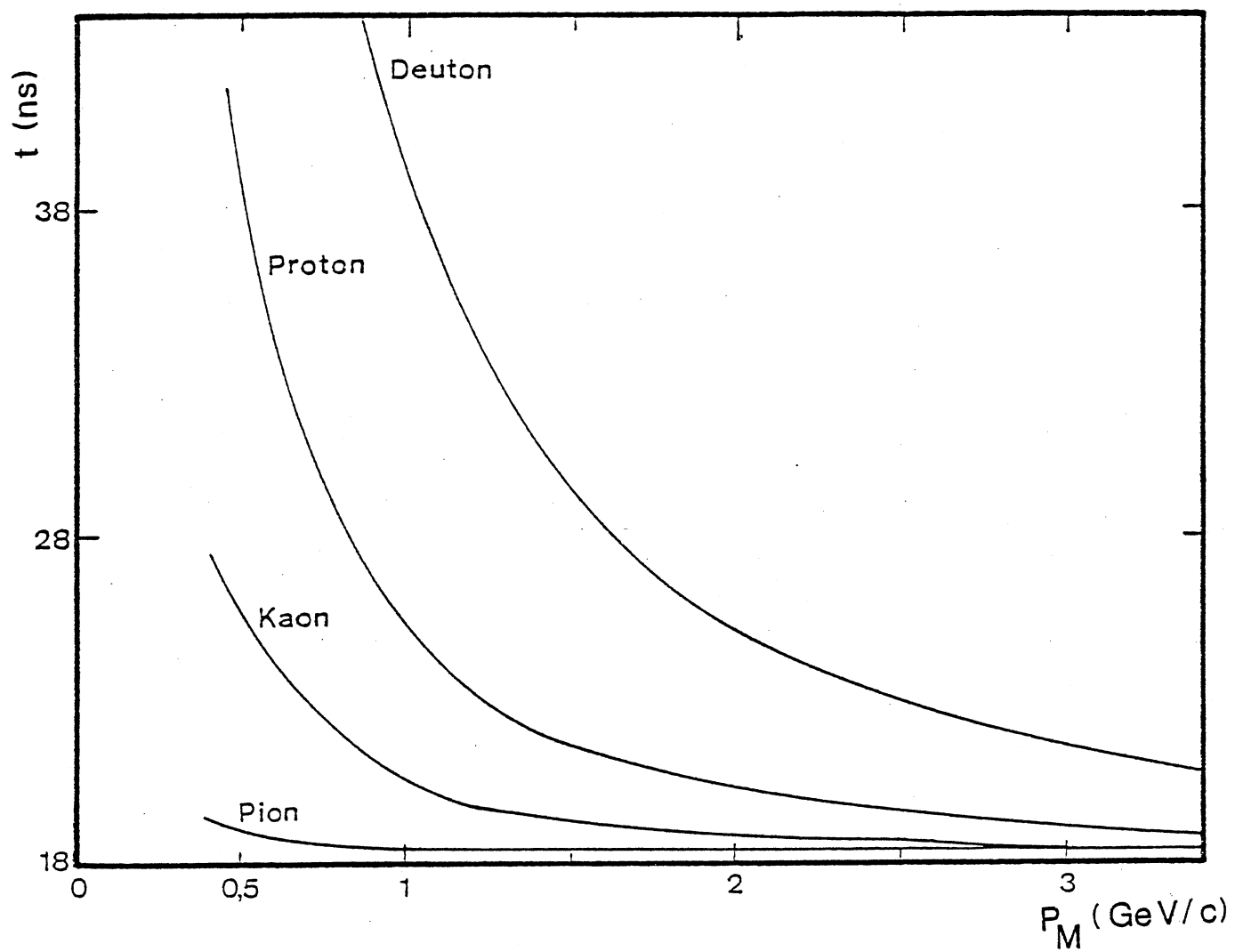


FIGURE (V.2) - Temps de vol des particules en fonction de l'impulsion P_M .

Différents termes de cette formule sont représentés sur la Figure (IV.3).

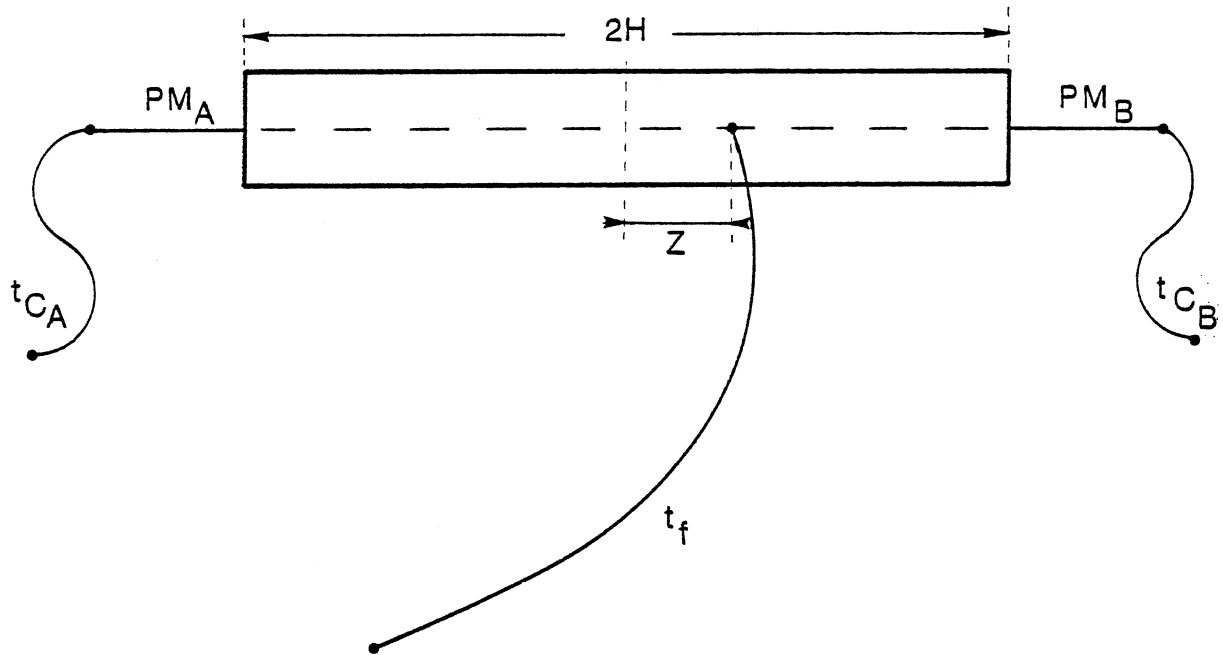


FIGURE (IV.3) - Illustration des notations relatives
à la formule générale (IV.4)

t_{TDC} = temps mesuré par le TDC

t_0 = temps du "start" du TDC (inconnu, mais il s'élimine dans les calculs)

t_f = temps de vol des particules entre les deux hodoscopes H_1 et H_2

t_z = temps de propagation dans le scintillateur dû au point d'impact

t'_C = temps de calibration (temps de propagation dans les guides de lumière, PM, modules électroniques, etc.)

Δt_Q = correction d'amplitude (correction des temps de déclenchement des discriminateurs en fonction de l'amplitude ou de la charge Q mesurée par le module ADC)

Les expressions des différents termes cités dans la formule (IV.4) sont les suivantes :

IV.2.b.1) Le temps t_z

Il est indépendant de la position verticale Y du point d'impact ; il dépend linéairement de la position longitudinale Z du point d'entrée (BER80, CR081). Il est donné par la relation :

$$t_z = \frac{H \pm Z}{V} \quad (\text{IV.5})$$

avec V = la vitesse effective de la lumière dans le scintillateur.

IV.2.b.2) Le temps t'_c

Il est mesuré par des méthodes électroniques et par calcul différé sur un ordinateur :

$$t'_c = t_c + \Delta t_c \quad (\text{IV.6})$$

avec t_c = temps de calibration mesuré électroniquement (MAH84b)

Δt_c = la correction à cette mesure donnée par le calcul

IV.2.b.3) Le temps Δt_Q

$$\Delta t_Q = A_Q^{-1/2} + A' \quad (\text{IV.7})$$

Cette formule est générale pour un photomultiplicateur quelconque (BER80, CR081) et nous avons déjà vérifié sa validité (REY84).

IV.3 - CALIBRATION DE LA METHODE DU TEMPS DE VOL

Nous ne rappelons pas ici les étalonnages des voies temps (TDC) et amplitude (piédestaux des ADC), qui ont été effectués soit à partir des tests électroniques, soit à partir d'événements réels (MAH84b).

Les calibrations de TOF sont effectuées en deux étapes :

- des calibrations électroniques ;
- des calibrations différées qui affinent les précédentes et font appel aux programmes d'analyse des événements.

La numérotation algébrique des lattes des deux hodoscopes est présentée sur la Figure (IV.4).

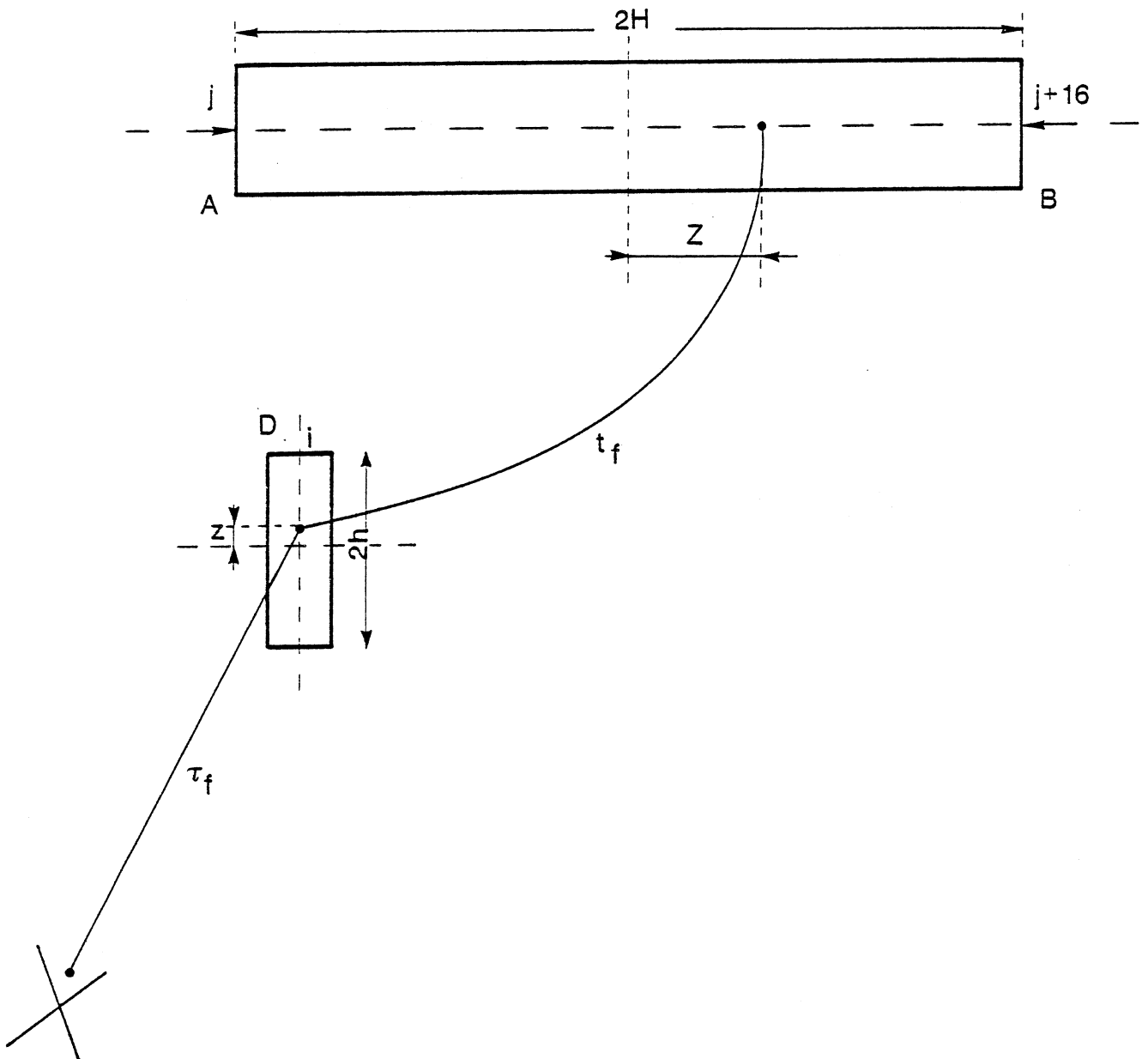


FIGURE (IV.4) - Numérotation algébrique des lattes des deux hodoscopes
 H_1 ($i = 1,3$) et H_2 ($j = 1,16$)

IV.3.a) CALIBRATIONS ELECTRONIQUES

Les calibrations électroniques ont déjà été décrites dans d'autres rapports publiés (CHA84, MAH84b).

La simulation du passage d'une particule dans un scintillateur est obtenue de deux façons différentes (voir Figure (IV.5)) :

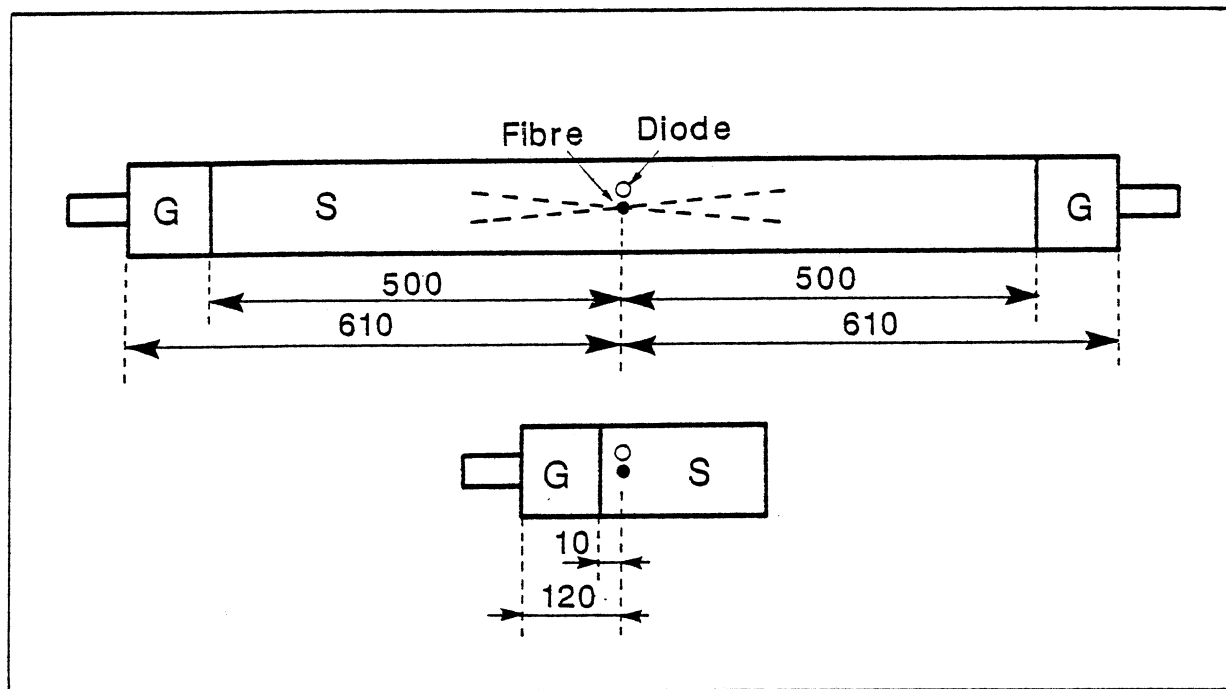


FIGURE (IV.5) - Disposition des lattes avec leurs diodes électroluminescentes et leurs fibres optiques amenant la lumière d'un arc produit par un éclateur

- Par des diodes électroluminescentes, de couleur verte, alimentées par des impulsions analogiques synchronisées par un générateur test. Les données obtenues par les diodes peuvent être prises périodiquement et utilisées pour détecter des fautes d'origine électronique ou au niveau de la détection. Mais on ne peut pas prétendre les utiliser pour une calibration fine en raison d'un temps de montée des impulsions trop lent, d'une amplitude dépendant trop de la température, des caractéristiques et du montage des diodes.
- Par des signaux lumineux issus d'un arc électrique fourni par un éclateur et transmis par fibres optiques.

Cette simulation permet un réglage des temps avec une très grande stabilité, de l'ordre de 100 ps (contre 1 à 2 ns pour les diodes).

L'éclateur se présente sous forme d'un cylindre rempli d'azote sous pression. A l'intérieur du cylindre, il y a deux électrodes séparées par une distance de 0.25 mm environ, placées l'une en face de l'autre,

formant ainsi un circuit (RC), ce qui nous permet d'obtenir une étincelle en appliquant une très haute tension. Le taux de répétition de ce phénomène est une fonction des caractéristiques de la cellule (écartement des électrodes, pression, etc.) ; la valeur obtenue est de l'ordre de 50-500 Hz.

Des fibres optiques, rigoureusement de même longueur, sont disposées sur la couronne qui entoure la zone de formation de l'étincelle, destinées à véhiculer les signaux lumineux jusqu'aux scintillateurs.

Les signaux anodiques des photomultiplicateurs, issus de cette simulation, ont un temps de montée de 2 ns et une amplitude de 3 v.

La synchronisation de ce test est assurée par un signal électrique très rapide délivré par l'éclateur.

Le centrage, plus ou moins bon de la fibre optique par rapport à l'étincelle, donne une dispersion des résolutions, qui pour une pression de 6 atmosphères et une tension de 7400 v, varient, selon les voies, de 400 à 100 ps.

La nécessité d'avoir une mesure absolue du temps de vol implique la connaissance des temps de propagation des signaux dans la chaîne de mesure (guide de lumière, photomultiplicateurs, discriminateurs, câbles longs de 70 m environ entre le site et la salle de comptage, modules électroniques) (voir Figure (IV.6)).

C'est le temps t_C de la formule (IV.6) que nous voulons évaluer, soit pour le "petit mur" (H_1), t_{C_D} ($I = 1,3$) et, pour le "grand mur" (H_2), t_{C_A} ($I=1,16$) et t_{C_B} ($I = 17,32$), respectivement pour les parties gauche (A) et droite (B).

Les mesures sont effectuées dans les deux cas : test appelé "DT" (Diodes) et test appelé "CT" (Eclateur), mais nous retenons celles qui, dans la comparaison DT-CT, ont la meilleure résolution en temps, ce qui correspond, le plus souvent, à l'éclateur. Nous devons au préalable corriger le temps de propagation dans les scintillateurs, puisque l'arrivée des signaux test se fait dans H_1 près des guides de lumière et dans H_2 au centre de chaque latte, soit ΔT_Z cette correction correspondant à un parcours ΔZ dans le guide :

$$\Delta T_Z = \frac{\Delta Z}{v}$$

avec : $\Delta Z = 1$ cm pour le petit mur, et 50 cm pour le grand mur.

La vitesse apparente de la lumière est prise égale à $v = 15.8 \text{ cm/ns}$ (CR081).

FIGURE(IV.6) - Le dispositif de mesure du temps de vol

Les résultats DT et CT sont connus à une constante arbitraire près, qui n'est pas la même dans les deux cas. Nous avons choisi de normaliser les résultats par rapport à CT ; aussi, le programme de calcul (TEST) donne voie par voie les différences DT-CT, puis évalue la différence moyenne (DIFF), qui sera appliquée aux résultats DT lorsque les diodes donneront une meilleure résolution que l'éclateur. Les tests ont été effectués à trois époques différentes de l'expérience, de manière à bien contrôler l'appareillage. La comparaison DT-CT a été pratiquée chaque fois. Les numéros de "RUNS" correspondants sont indiqués dans le Tableau (IV.2) suivant :

PERIODE	"RUN DT"	"RUN CT"
1	5935	5936
2	9068	9070
3	10909	10911

TABLEAU (IV.2) - Numéros de "RUNS" correspondant aux trois périodes de test différentes de l'expérience

Les valeurs de DIFF, pour ces 3 périodes sont les suivantes :

- PERIODE 1 : (30.19 $\pm$ 0.41) ns
- PERIODE 2 : (29.82 $\pm$ 0.42) ns
- PERIODE 3 : (30.20 $\pm$ 0.42) ns

Nous constatons qu'il existe une très grande stabilité des mesures et que DT et CT donnent des résultats très cohérents.

Les temps de calibration ont été calculés pour chaque période, et les moyennes pondérées par les erreurs sur les trois périodes sont données dans le Tableau (A.3.1) de l'Appendice A3.

Pour établir ce tableau, nous avons constaté que pour les voies 4 et 20 seulement, le test CT s'est révélé moins bon que le test DT ; pour les autres voies, la résolution moyenne est voisine de 200 ps, avec le meilleur résultat égal à 73 ps pour la voie 32, et le moins bon égal à 2.7 ns pour la voie 20.

Ces résultats sont très satisfaisants, mais il aurait été possible de faire encore mieux, en améliorant les liaisons optiques entre fibres et scintillateurs et en positionnant avec plus de précision (grâce à un décibel-mètre) les fibres vis-à-vis de l'éclateur, ce qui aurait été très coûteux.

Une comparaison générale entre les temps mesurés de façon simplifiée (sans correction d'amplitude, etc.) et calculés pour des particules identifiées par la méthode CER (elle-même simplifiée), montre que la résolution en temps est meilleure que 0.6 ns.

IV.3.b) CALIBRATIONS DIFFEREES

Dans cette partie, nous dénombrons les paramètres inconnus qui doivent être affinés ou déterminés puis, avant de décrire les méthodes d'évaluation différée, nous sélectionnons les événements réels qui serviront tout au long de cette analyse.

IV.3.b.1) Paramètres inconnus à déterminer

IV.3.b.1.1) Formule générale

En reprenant la formule (IV.4) et en remplaçant les différents termes par les formes connues (IV.5), (IV.6) et (IV.7), la formule (IV.4) devient :

$$t_{TDC} = - t_o + t_f + t_C + \frac{H \pm Z}{V} + A Q^{-1/2} + \Delta t_C + A' \quad (IV.9)$$

Les deux constantes Δt_C et A' peuvent être notées sous la forme unique :

$$\Delta t = \Delta t_C + A' \quad (IV.10)$$

En remplaçant cette relations dans (IV.9), nous obtenons :

$$t_{TDC} = - t_o + t_f + \frac{H \pm Z}{V} + t_C + A Q^{-1/2} + \Delta t \quad (IV.11)$$

où Δt sera appelé la "correction de constante".

IV.3.b.1.2) Formules pratiques

Nous avons pris la formule générale (IV.11) pour un photomultiplicateur quelconque, mais en suivant les notations de la Figure (IV.4) qui résume le dispositif de temps de vol. Nous pouvons écrire les trois formules suivantes (pour les PM A, B et D respectivement) :

$$t_A = -t_0 + T_f + \frac{H+Z}{V} + t_{CA_j} + A_j Q_{A_j}^{-1/2} + \Delta t_{A_j} \quad (IV.12)$$

$$t_B = -t_0 + T_f + \frac{H-Z}{V} + t_{CB_j} + B_j Q_{B_j}^{-1/2} + \Delta t_{B_j} \quad (IV.13)$$

$$t_D = -t_0 + \tau_f + \frac{h \pm z}{V} + t_{CD_i} + D_i Q_{D_i}^{-1/2} + \Delta t_{D_i} \quad (IV.14)$$

En regardant ces trois formules, nous voyons que $t_A - t_D$ ou $t_B - t_D$ donnent la différence $T_f - \tau_f = t_f$ (le temps de vol), et que chaque fois t_0 sera éliminé.

Les valeurs mesurées dans ces trois formules sont :

t_A , t_B , t_D , Q_{A_j} , Q_{B_j} , Q_{D_i} , Z et z

et les constantes qui sont déjà connues :

t_{CA_j} , t_{CB_j} , t_{CD_i} , H et h .

Les inconnues sont donc :

V , A_j , B_j , D_i , Δt_{A_j} , Δt_{B_j} , Δt_{D_i} , ou des combinaisons -surtout des différences- de ces paramètres.

IV.3.b.2) Sélection des événements de calibration

Nous opérons une sélection particulière parmi tous les événements enregistrés pendant toute la durée de l'expérience, satisfaisant aux critères suivants :

- un dispositif de temps de vol opérationnel ;
- des lattes de H_1 et H_2 bien sélectionnées, sans ambiguïté, c'est à dire :

. pour la bonne sélection, une correspondance parfaite entre les informations sur les numéros de lattes touchées, déduites d'une part de la logique des hodoscopes H₁ et H₂ seuls et, d'autre part, des impacts des trajectoires après analyse magnétique ;

. pour l'absence d'ambiguïté, une seule trajectoire possible par latte touchée ;

- des particules identifiées par la méthode CER (ZIA86) de façon unique, c'est-à-dire interprétées en tant que pion ou kaon ou proton.

Ces événements de calibration sont stockés sur une seule bande magnétique, dite "bande de calibration". Le bilan de cette sélection est résumé dans le Tableau (IV.3)

Nombre de "RUNS" analysés	Nombre d'événements analysés	Nombre d'événements sélectionnés
483	216853	46007

TABLEAU (IV.3) - Bilan de la sélection des événements de calibration

IV.3.b.3) Evaluations différées

Les évaluations différées de tous les paramètres sont effectuées en un grand nombre d'étapes successives, certaines d'entre elles étant précédées par des analyses préliminaires destinées à fixer certaines coupures sur les valeurs mesurées.

Etape 1 : Coupures sur les charges mesurées par les ADC

La détermination des piédestaux des ADC associés aux voies de tous les hodoscopes (Tcherenkof ou scintillateur) a été effectuée dans une étude antérieure (MAH84b).

Nous considérons qu'il y a un signal sur une voie ADC quelconque m si la charge recueillie Q_m satisfait à la condition :

$$Q_m \geq q_m + n * \sigma_m \quad (IV.15)$$

où q_m et σ_m désignent, respectivement, le piédestal et l'incertitude sur ce piédestal associés à la voie m , et n un facteur multiplicatif de l'incertitude, qu'une analyse détaillée réduisant au minimum les particules non identifiées par les compteurs Tcherenkof a fixé égal à 3. Les mesures de temps de vol impliquent seulement les ADC liés aux hodoscopes H_1 et H_2 , et les spectres des événements de calibration présentent tous une remontée vers les bas canaux, schématisée sur la Figure (IV.7) (voir par exemple la Figure (IV.8) pour la voie $i = 2$ de H_1) due à la queue du piédestal. (La Figure (IV.8) ne présente pas tout à fait l'aspect du schéma de la Figure (IV.7), en raison de l'effet des coupures de type (IV.15)).

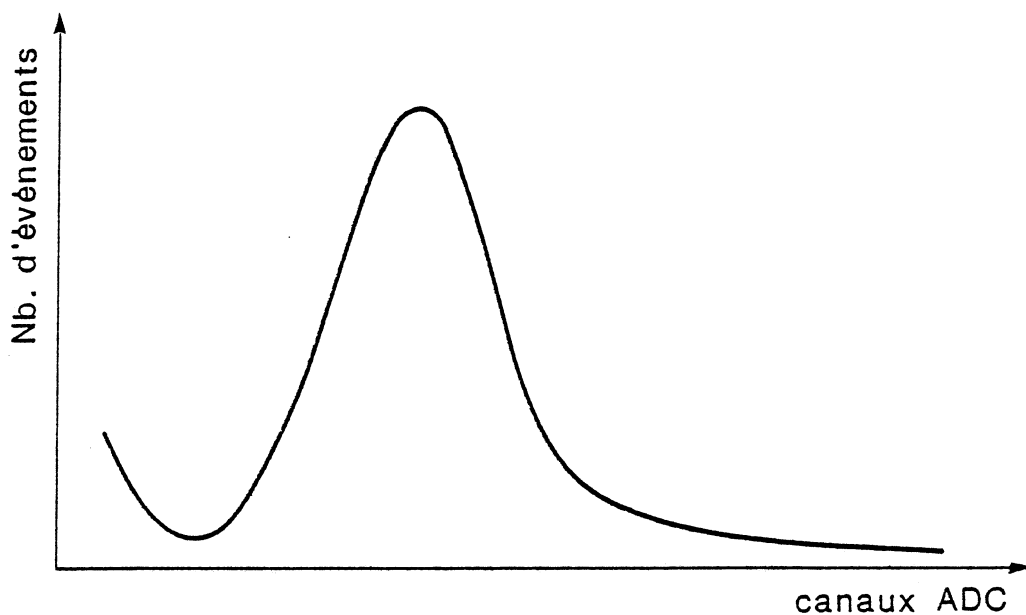


FIGURE (IV.7) -Schéma d'un spectre ADC lié
aux hodoscopes H_1 et H_2 , montrant la remontée aux bas canaux

Nous définissons ainsi de nouvelles coupures Q_{INF} pour chaque voie ADC, lesquelles seront rassemblées dans l'Appendice A3, Tableau (A.3.2). Nous avons, par exemple, $Q_{INF}(i = 2) = 96$ pour la Figure (IV.8).

Etape 2 - Vitesse apparente de la lumière

La vitesse apparente de la lumière, V , intervient dans les formules (IV.12), (IV.13) et (IV.14).

En utilisant uniquement le grand mur H_2 , soit V_j cette vitesse pour la latte j .

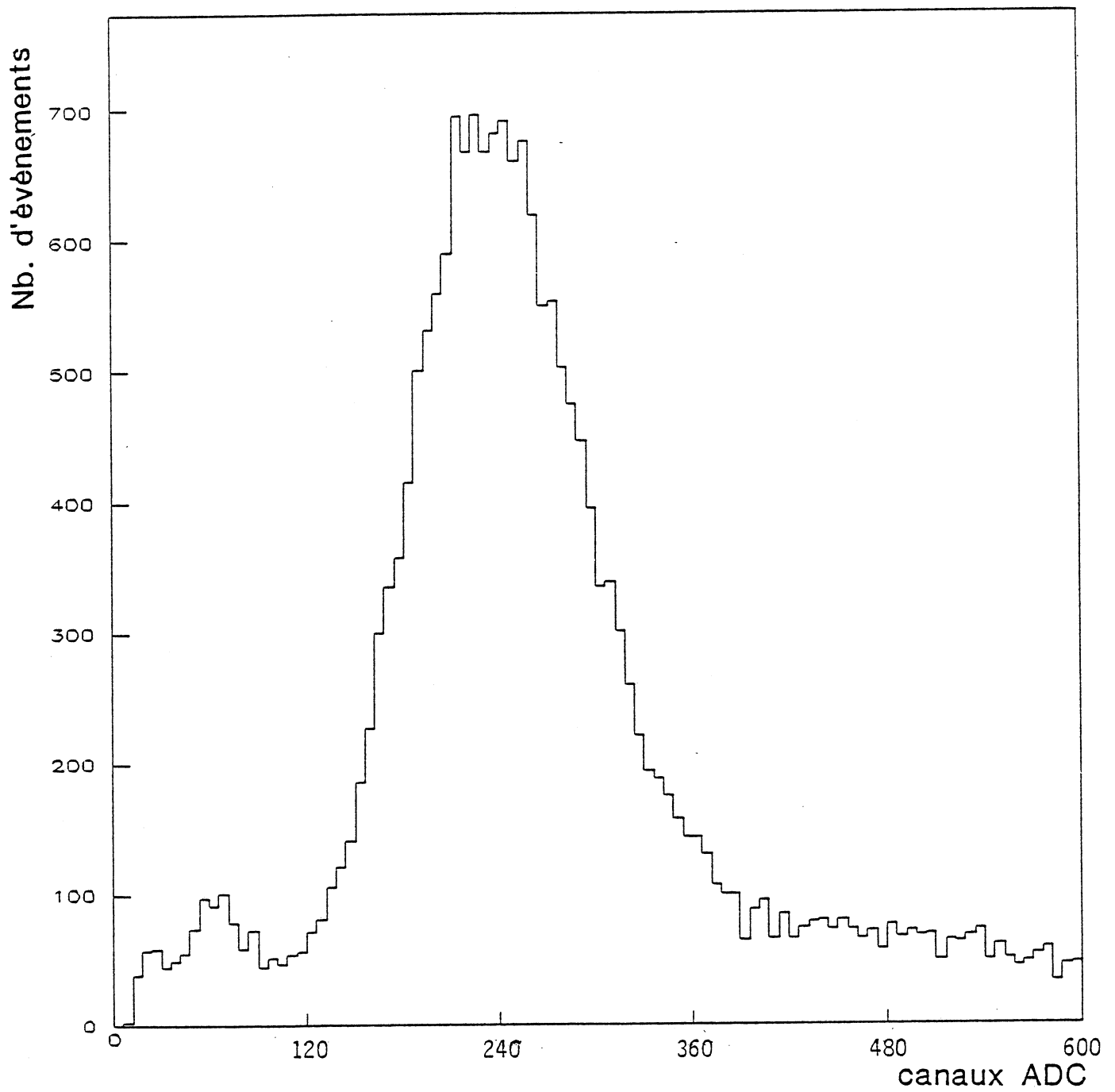


FIGURE (IV.8) - Spectre ADC pour la voie $i = z$ du petit mur (H_1)

En appelant Y la différence $t_A - t_B$ pour cette latte j , nous obtenons :

$$Y = 2 \frac{Z}{V_j} + (t_{CAj} - t_{CBj}) + A_j Q_{A_j}^{-1/2} - B_j Q_{B_j}^{-1/2} + \Delta t_{A_j} - \Delta t_{B_j} \quad (IV.16)$$

En posant :

$$C_j = \Delta t_{A_j} - \Delta t_{B_j} \quad (IV.17)$$

$$W_j = Y - (t_{CAj} - t_{CBj}) \quad (IV.18)$$

Nous aurons :

$$W_j = 2 \frac{Z}{V_j} + A_j Q_{A_j}^{-1/2} - B_j Q_{B_j}^{-1/2} + C_j \quad (IV.19)$$

Posons enfin :

$$C'_j = A_j Q_{A_j}^{-1/2} - B_j Q_{B_j}^{-1/2} + C_j \quad (IV.20)$$

Nous supposons, en première approximation, que les corrections d'amplitude sont faibles, grâce à l'utilisation des discriminateurs à fractions constantes (CHA84). Nous pouvons donc, à partir de (IV.20), assimiler les C'_j à des constantes, d'où la forme simplifiée de (IV.19) :

$$W_j = 2 \frac{Z}{V_j} + C'_j \quad (IV.21)$$

En conséquence, W_j doit varier linéairement avec Z , et la pente de la droite ainsi obtenue conduit à la vitesse V_j .

Avant d'effectuer les seize ajustements correspondants, nous avons tracé les "plots" (Z , W_j) et constaté que, pour les lattes de 1 à 8, il apparaissait un bruit de fond à faiblir W_j et grand Z , ce que nous illustrons sur la Figure (IV.9) pour la latte n°8 du grand mur H_2 .

Nous avons imposé, grâce à un ajustement linéaire donné par la relation (IV.22) ci-dessous, une coupure pour atténuer ce bruit de fond :

$$W_{jL} = A_{jL} * Z + B_{jL} \quad (IV.22)$$

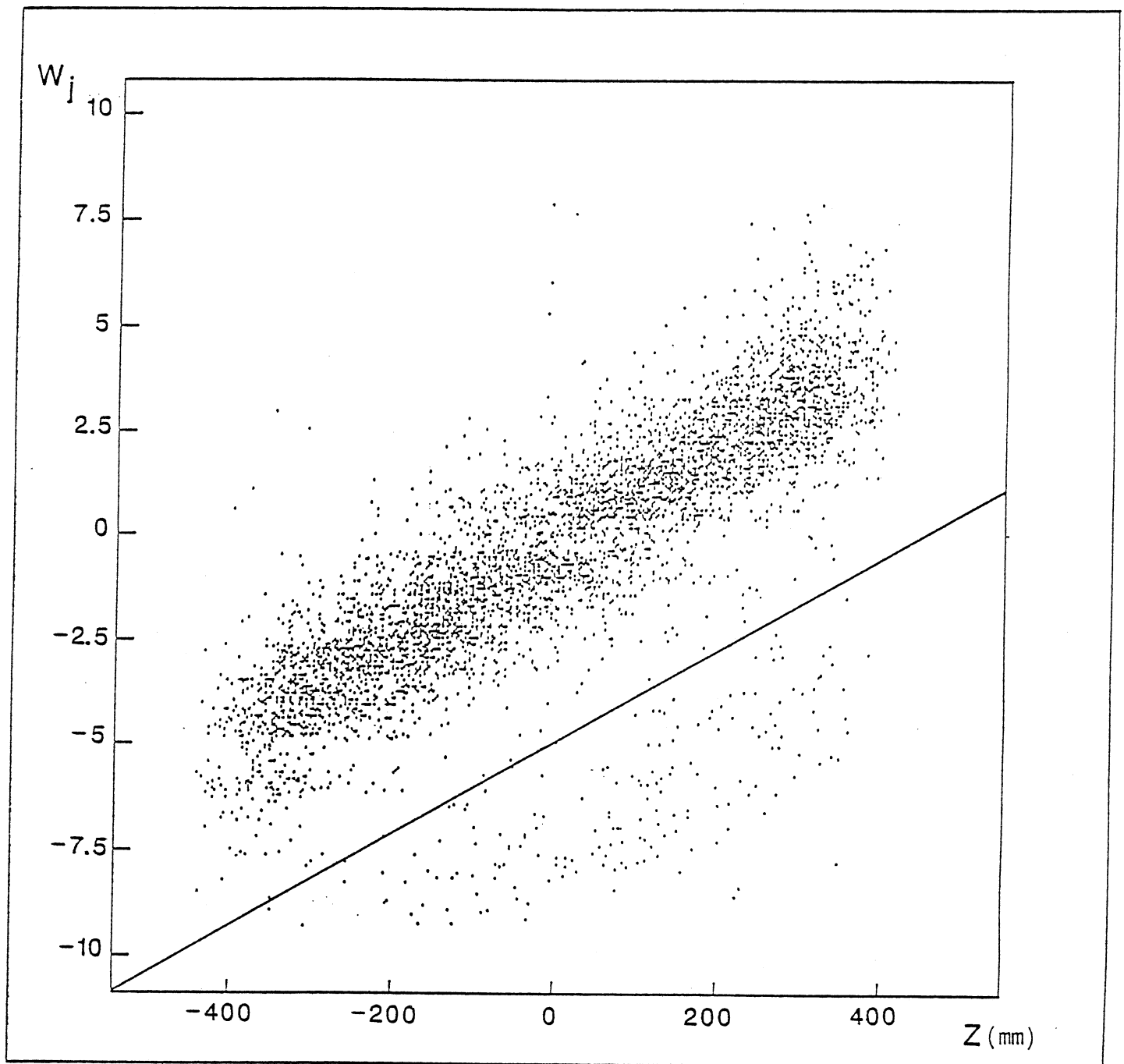


FIGURE (IV.2) - "Plot" (Z, W_j) représentant le bruit de fond et la coupure qui s'atténue (latte n° 8 de H_2)

Les résultats sont donnés dans le Tableau (A3.3) de l'appendice A3.

Une fois la coupure (IV.22) appliquée, les lissages (IV.21) ont été effectués pour différentes valeurs du pas en Z. Les meilleurs χ^2 ont été obtenus avec un pas de 20 mm, et un nombre minimum de 10 événements par pas.

La Figure (IV.10) donne l'ajustement obtenu dans le cas de la latte n° 8, après coupure, le nombre de pas étant égal à 42.

Tous les résultats sont rassemblés dans le Tableau (IV.4).

j	V_j (mm/ns)	C_j' (ns)	$\chi^2/\text{degré de liberté}$
1	170 $\pm$ 15	- 0.03 $\pm$ 0.21	.018
2	174 $\pm$ 15	0.16 $\pm$ 0.21	.014
3			
4	174 $\pm$ 16	0.68 $\pm$ 0.25	.008
5	171 $\pm$ 11	- 0.06 $\pm$ 0.17	.013
6	171 $\pm$ 11	- 0.08 $\pm$ 0.17	.015
7	172 $\pm$ 12	0.27 $\pm$ 0.20	.012
8	169 $\pm$ 12	- 0.14 $\pm$ 0.20	.009
9	166.6 $\pm$ 8	0.04 $\pm$ 0.15	.013
10	170.6 $\pm$ 9	- 0.09 $\pm$ 0.14	.025
11	170 $\pm$ 10	0.25 $\pm$ 0.18	.017
12	152 $\pm$ 44	- 1.26 $\pm$ 0.95	.006
13	174 $\pm$ 13	- 0.45 $\pm$ 0.18	.023
14	167 $\pm$ 10	- 0.27 $\pm$ 0.18	.026
15	168 $\pm$ 11	- 0.27 $\pm$ 0.18	.027
16	172 $\pm$ 13	- 0.47 $\pm$ 0.18	.028

TABLEAU (IV. 4) - Valeurs individuelles des vitesses V_j et des constantes C_j' pour chaque latte du grand mur

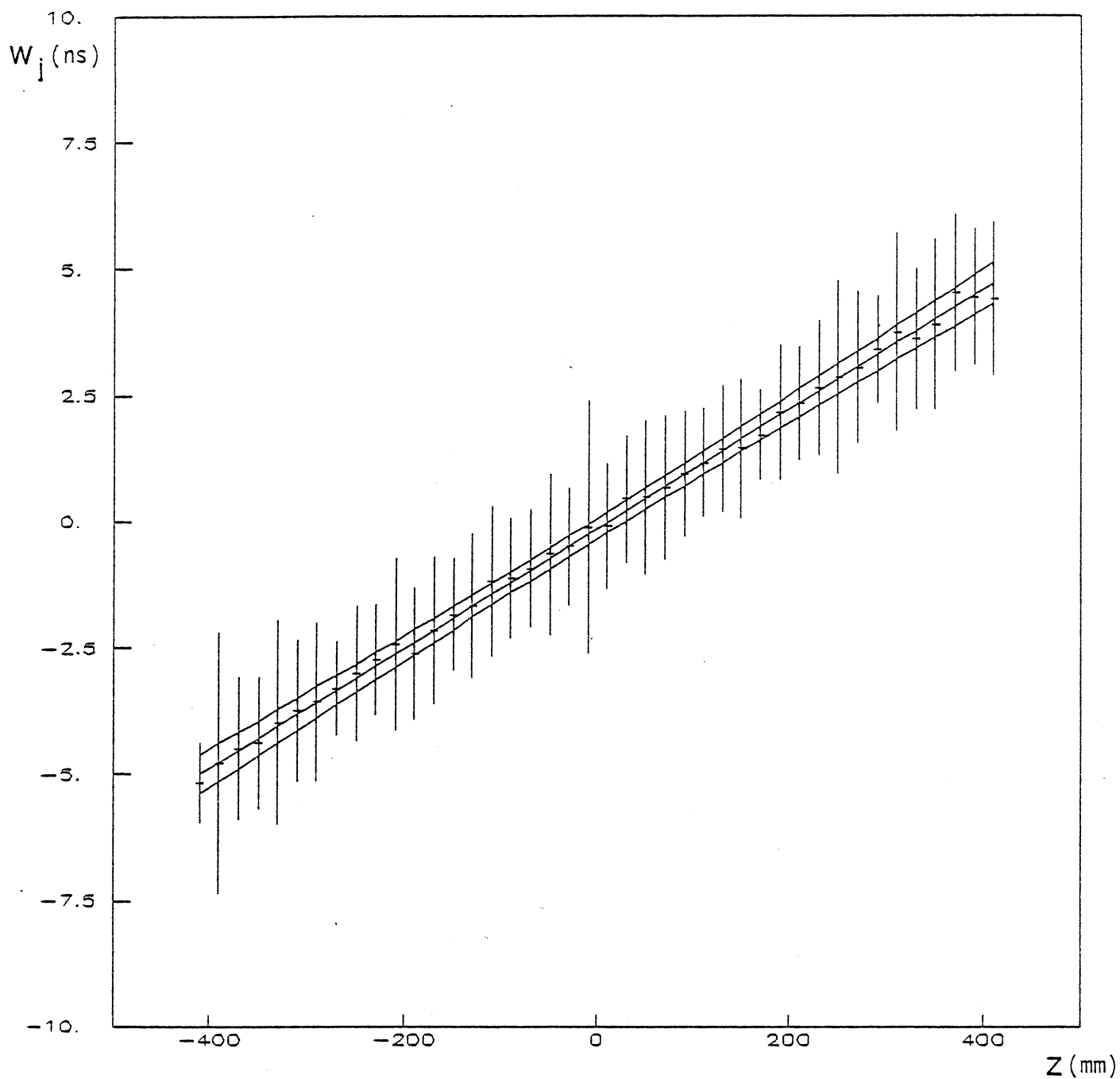


FIGURE (IV.10) - Ajustement linéaire correspondant à la formule (IV.21). Pour donner la vitesse effective de la lumière dans la latte n° 8 du grand mur (H_2). (Le fuseau donne une idée de l'incertitude)

Mais la vitesse de la lumière doit être unique. Aussi nous avons calculé séparément les moyennes pondérées des V_j et des C'_j .

Les résultats finals sont portés dans le Tableau (IV.5)

Vitesse $V(\text{mm/ns})$	169.7 ± 15.9
Constante $C'_j \text{ (ns)}$	0.144 ± 0.034

TABLEAU (IV.5) - Valeurs moyennes pondérées de V et C'_j

Nous adoptons, pour tous les calculs ultérieurs, petit mur et grand mur, la valeur unique :

$$V = 170 \text{ mn/ns}$$

Notons que cette valeur est un peu supérieure à celle (158 mm/ns) que nous avons estimée dans des simulations antérieures par Monte-Carlo (CR081).

Remarquons également que la valeur de $C'_j = 0.144 \pm 0.034 \text{ ns}$ est en très bon accord avec les prévisions des calibrations électroniques où nous pensions avoir obtenu des précisions meilleures que 200 ps en général.

Etape 3 - Etude des coefficients de charge du grand mur

L'étude des coefficients de charge est difficile car l'influence de ces corrections est fortement diminuée par les discriminateurs à fraction constante, ce qui était le but recherché.

L'étude des constantes A_j et B_j s'effectue toujours avec le grand mur seul, à partir des différences $t_A - t_B$, pour chaque latte j . Dans la formule (IV.19), nous pouvons remplacer toutes les vitesses V_j par la vitesse moyenne V (que nous venons de déterminer), et nous isolons tous les termes connus, soit :

$$U_j = W_j - 2 (Z/V) \equiv (t_A - t_B)_j - (t_{CA_j} - t_{CB_j}) - 2 (Z/V) \quad (\text{IV.23})$$

$$U_j = A_j Q_{A_j}^{-\frac{1}{2}} - B_j Q_{B_j}^{-\frac{1}{2}} + C_j \quad (\text{IV.24})$$

Nous faisons l'hypothèse que les coefficients A_j et B_j sont égaux :

soit : $A_j \equiv B_j$ (IV.25)

Il vient, en posant :

$$X_j = Q A_j^{-\frac{1}{2}} - Q B_j^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{IV.26})$$

$$U_j = A_j X_j + C_j \quad (\text{IV.27})$$

Ainsi, U_j varie linéairement avec X_j , et la pente donne le coefficient A_j .

Les seize ajustements sont effectués en respectant les conditions suivantes sur le nombre de pas en X_j :

- 50 pas au maximum ;
- au moins 20 événements par pas.

La Figure (IV.11) montre le lissage obtenu pour la latte n° 9 (le nombre de pas est, dans ce cas, égal à 36).

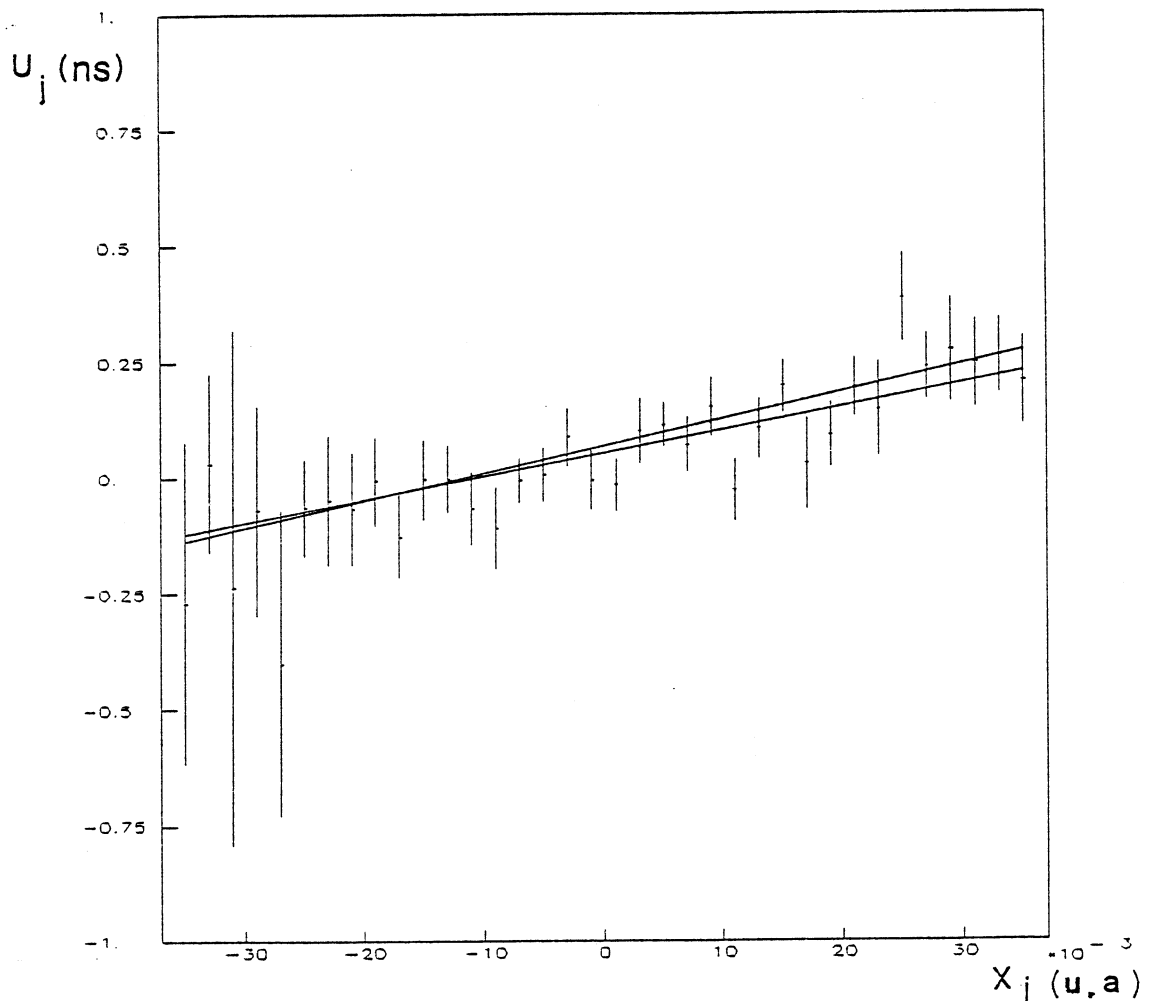


FIGURE (IV.11) - Lissage (IV.27) obtenu par la latte n° 9 dont la pente est le coefficient de charge A_j .

Nous voyons que les barres d'erreur sont assez grandes (toujours en raison de l'effet des discriminateurs), et que la pente A_j est positive ($A_j = 5.86$ ns, la charge étant considérée sans dimension). Les résultats individuels des A_j pour toutes les lattes sont rassemblés dans le Tableau (A3.4) de l'appendice A3.

En raison de l'importance des incertitudes, il est possible de considérer que les A_j sont tous égaux : soit la valeur unique A_Q . Un calcul de moyenne pondérée conduit à $A_Q \simeq 4.8$. Compte tenu des incertitudes, nous adoptons la valeur unique :

$$A_Q \simeq 5 \text{ ns}$$

Etape 4 - Constantes C_j

Dans la formule (IV.24), nous remplaçons tous les coefficients A_j et B_j par cette valeur unique A_Q ; il ne reste plus qu'une valeur inconnue par latte : la constante C_j , soit :

$$C_j = U_j - A_Q (Q_{A_j}^{-1/2} - Q_{B_j}^{-1/2}) \quad (\text{IV.28})$$

Les coefficients C_j sont extraits des distribution C_j du type (IV.28), en deux étapes :

1) Calcul de $\langle C_j \rangle$ à partir de toutes les distributions, et de l'écart-type correspondant ;

2) Nouveau calcul de $\langle C_j \rangle$ en ne retenant que les points dans l'intervalle de ± 3 écarts-types autour de la valeur moyenne précédente (cette fenêtre ΔC_j permet d'éliminer des queues de spectre). L'histogramme montré sur la Figure (IV.12) représente la distribution du coefficient C_j pour la latte n° 9 ; nous en déduisons la valeur moyenne :

$$\langle C_9 \rangle = (0.052 \pm 0.852 / \sqrt{5956}) \text{ ns}$$

L'ensemble des constantes C_j (en réalité les $\langle C_j \rangle$) est donné dans le Tableau (IV.6). La moyenne pondérée des constantes est égale à (0.05 ± 0.05) ns, ce qui affine la valeur de $\langle C_j \rangle$ déterminée à la fin de l'étape 2.

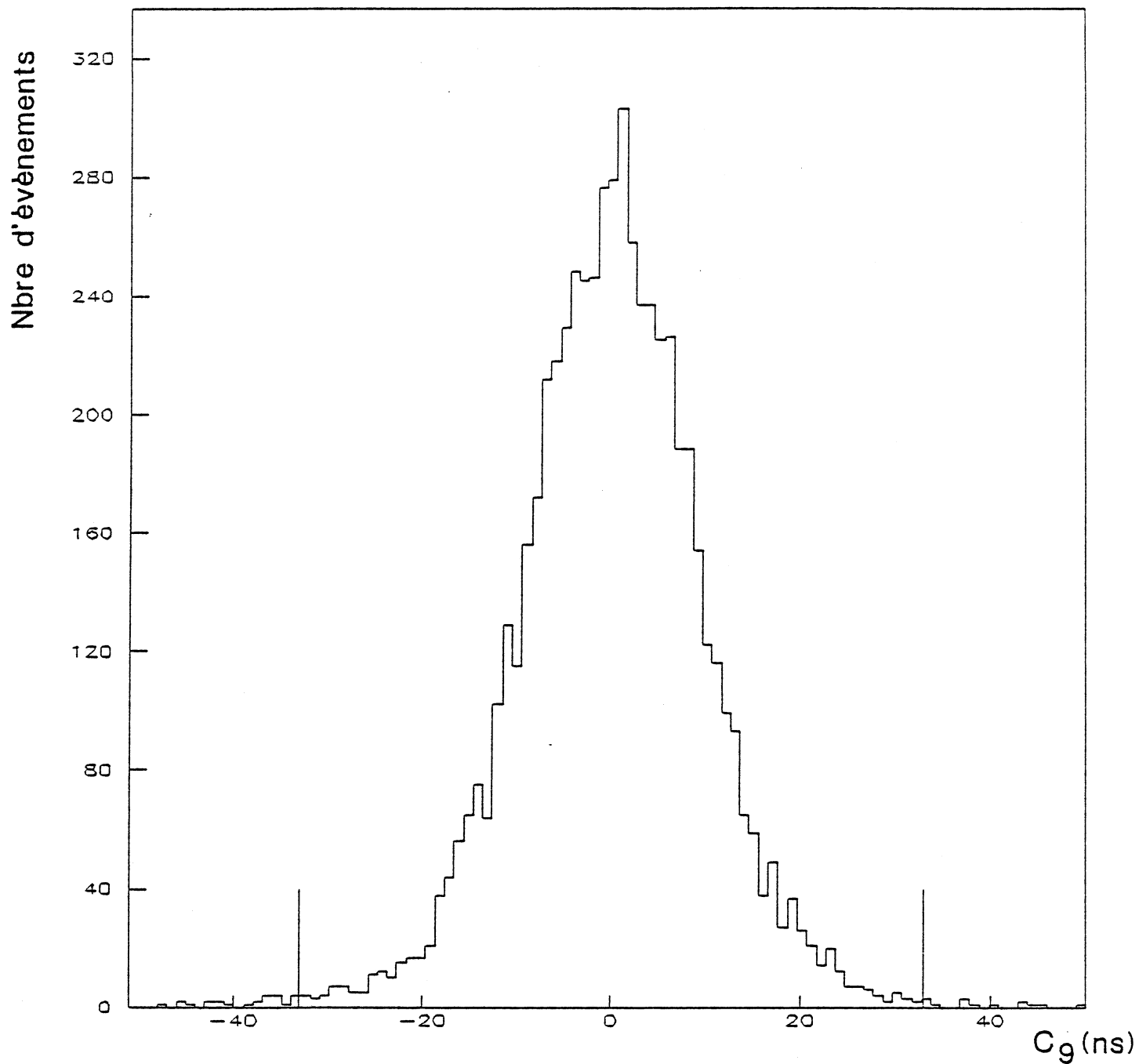


FIGURE (IV.12) - Histogramme représentant la distribution des coefficients C_j (pour $j = 9$), avec une fenêtre $\Delta C_j = \pm 3$ écarts-types pour éliminer les queues de spectre.

Latte j	$\langle C_j \rangle$ (ns)
1	- 0.049 $\pm$ 0.040
2	0.138 $\pm$ 0.031
3	
4	0.688 $\pm$ 0.025
5	- 0.110 $\pm$ 0.013
6	- 0.122 $\pm$ 0.015
7	0.229 $\pm$ 0.020
8	- 0.073 $\pm$ 0.019
9	0.052 $\pm$ 0.011
10	- 0.166 $\pm$ 0.014
11	- 0.240 $\pm$ 0.018
12	0.368 $\pm$ 0.050
13	- 0.332 $\pm$ 0.026
14	- 0.214 $\pm$ 0.028
15	- 0.243 $\pm$ 0.027
16	- 0.349 $\pm$ 0.036

TABEAU (IV.6) - Constantes $\langle C_j \rangle$ pour les seize lattes du grand mur (H_2)

Etape 5 - Etude des coefficients de charge du petit mur

Pour estimer les coefficients de charge D_i du petit mur, nous allons utiliser, à la fois, les informations de H_1 et H_2 , ainsi que celles données par les compteurs Tcherenkof. A partir des temps mesurés par le grand mur (t_A et t_B) et par le petit mur (t_D), nous construisons la quantité S , définie par :

$$S = t_A + t_B - 2t_D \quad (\text{IV.29})$$

Cette combinaison élimine de nouveau le temps t_0 inconnu ; elle élimine également l'influence du point d'impact sur H_2 (coordonnée Z). Soit pour l'association de lattes i et j , de H_1 et H_2 respectivement :

$$\begin{aligned} S_{ij} = & 2(T_f - \tau_f) + 2(H-h)/V - 2(z/V) + (t_{CAj} + t_{CBj} - 2t_{CDi}) \\ & + A_Q (Q_{Aj}^{-\frac{1}{2}} + Q_{Bj}^{-\frac{1}{2}}) - 2D_i Q_{Di}^{-\frac{1}{2}} + (\Delta t_{Aj} + \Delta t_{Bj} - 2\Delta t_{Di}) \end{aligned} \quad (\text{IV.30})$$

Nous reconnaissons dans (IV.30) le temps de vol t_f :

$$t_f = T_f - \tau_f \quad (\text{IV.31})$$

Nous posons :

$$E_{ij} = \Delta t_{Aj} + \Delta t_{Bj} - 2\Delta t_{Di} \quad (\text{IV.32})$$

Nous isolons tout ce qui est supposé connu, soit :

$$\begin{aligned} F_{ij} = & S_{ij} - 2t_f - 2(H-h)/V + 2(z/V) - (t_{CAj} + t_{CBj} - 2t_{CDi}) \\ & - A_Q (Q_{Aj}^{-\frac{1}{2}} + Q_{Bj}^{-\frac{1}{2}}) \end{aligned} \quad (\text{IV.33})$$

Avec :

$$T_i = Q_{Di}^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{IV.34})$$

Nous obtenons :

$$F_{ij} = - 2D_i T_i + E_{ij} \quad (\text{IV.35})$$

Si le temps de vol t_f est connu, alors F_{ij} est complètement déterminée. Son évolution en fonction de T_i doit être linéaire, et chaque pente D_i est, en principe, évaluée seize fois.

D'après la relation (IV.3), nous savons que le temps de vol t_f est fixé si nous connaissons :

- l'impulsion (P_M) et la base (L) de temps de vol ;
- la nature de la particule (c'est-à-dire sa masse M).

Les deux premiers paramètres P_M et L sont fournis par le programme de reconstitution des traces et d'analyse magnétique (& III.6.b).

La nature de la particule est connue, ici, grâce à l'utilisation exclusive des hodoscopes Tcherenkof, selon la méthode mise au point dans une précédente étude (ZIA86) (qui sera rappelée dans le (& (IV.5.a)) : nous retenons uniquement les pions qui ont déclenché simultanément les deux compteurs Tcherenkof (ce sont en principe les pions les mieux identifiés).

Comme pour l'étape 4, nous définissons une fenêtre large de ± 3 écarts-types, mais cette fois-ci directement autour de la valeur moyenne des temps t_D mesurés par chaque latte de H_1 (soit Δt_i cette fenêtre).

Les ajustements linéaires ainsi obtenus sont tout à fait comparables à ceux obtenus avec le grand mur. Là encore, une analyse détaillée montre que, en raison des incertitudes, il est possible de retenir une valeur unique pour les D_i , soit :

$$D_Q \simeq 2.5 \text{ ns}$$

Etape 6 - Constantes E_{ij}

Dans la formule (IV.35), nous remplaçons les coefficients D_i par cette valeur unique D_Q ; il ne reste plus qu'une valeur inconnue dans (IV.35), la constante E_{ij} :

$$E_{ij} = F_{ij} + 2 D_Q T_i \quad (\text{IV.36})$$

Nous disposerons donc, a priori, de 48 distributions E_{ij} du type (IV.36).

Après définition d'une fenêtre ΔE_{ij} de ± 3 écarts-types autour de la valeur moyenne, nous évaluons chaque constante E_{ij} .

L'histogramme montré sur la Figure (IV.13) représente la distribution E_{39} ($i = 3, j = 9$), avec :

$$\langle E_{39} \rangle = (-1.590 \pm 1.736 / \sqrt{491}) \text{ ns}$$

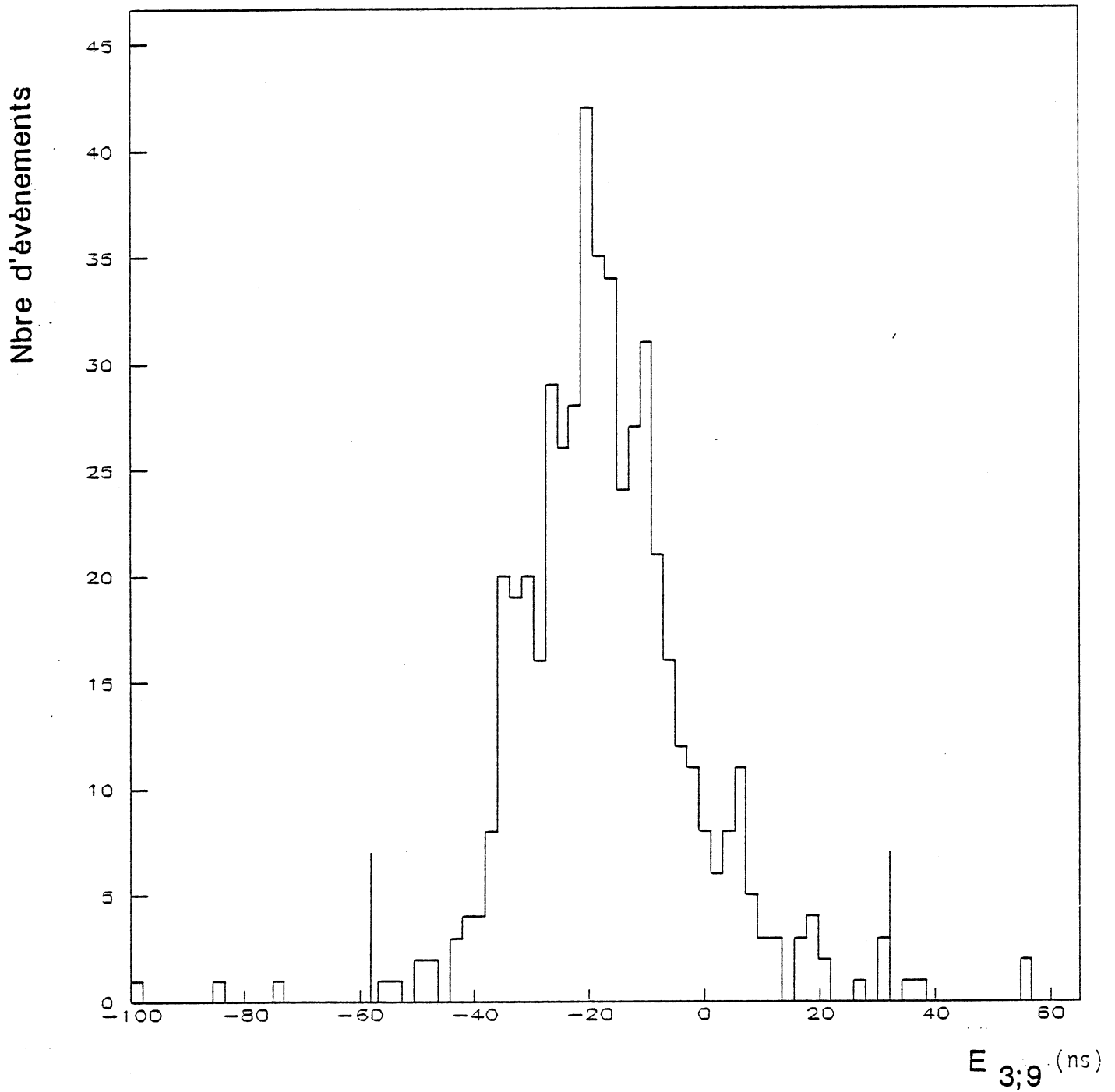


FIGURE (IV.13) - Histogramme représentant les distributions des coefficients E_{ij} ($i = 3, j = 9$), en ns.

Les constantes E_{ij} (en réalité les $\langle E_{ij} \rangle$) sont données dans les Tableaux (A.3.5) de l'appendice A3.

La résolution moyenne sur la détermination de ces 45 constantes (la latte 3 de H_2 est inefficace) est égale à $(0.147 \pm 0.087)\text{ns}$: nous pouvons donc espérer une résolution en temps de 200 ps environ.

Etape 7 - Constantes Δ_{ij}

Le temps de vol d'une particule sera estimé à partir des différences $t_A - t_D$ et $t_B - t_D$, de sorte que les "corrections de constantes" Δt définies par (IV.10) apparaîtront toujours sous forme de différences :

$$\begin{aligned}\Delta A_{ij} &= \Delta t_{Aj} - \Delta t_{Di} \\ \Delta B_{ij} &= \Delta t_{Bj} - \Delta t_{Di}\end{aligned}\quad (\text{IV.37})$$

En tenant compte des relations (IV.17) et (IV.32), nous réécrivons ces deux quantités comme combinaisons linéaires des C_j et E_{ij} :

$$\begin{aligned}\Delta A_{ij} &= 1/2 (E_{ij} + C_j) \\ \Delta B_{ij} &= 1/2 (E_{ij} - C_j)\end{aligned}\quad (\text{IV.38})$$

Les Tableaux (IV.7 a et b) donnent toutes les constantes Δ_{ij} avec leurs incertitudes.

Notons que les corrections les plus importantes ($\Delta \geq 2 \text{ ns}$) correspondent à la latte $j = 4$ du grand mur, dont la calibration électronique avait été effectuée avec le test DT (diode) et non avec le test CT (éclateur) (& IV.3.a).

L'incertitude moyenne sur les valeurs de Δ_{ij} est égale à $(75 \pm 44)\text{ps}$.

a)

$\begin{matrix} j \\ \backslash \\ i \end{matrix}$	1	2	3
1	- .872 $\pm$ 0.078	- .794 $\pm$ 0.090	- 1.004 $\pm$ 0.080
2	- .860 $\pm$ 0.057	- .777 $\pm$ 0.102	- .880 $\pm$ 0.067
3			
4	- 1.911 $\pm$ 0.100	- 1.810 $\pm$ 0.068	- 1.924 $\pm$ 0.059
5	- 1.081 $\pm$ 0.050	- .903 $\pm$ 0.042	- 1.109 $\pm$ 0.032
6	- 1.089 $\pm$ 0.066	- .864 $\pm$ 0.049	- 1.119 $\pm$ 0.039
7	- .716 $\pm$ 0.079	- .579 $\pm$ 0.053	- .831 $\pm$ 0.054
8	- .989 $\pm$ 0.072	- .939 $\pm$ 0.052	- 1.059 $\pm$ 0.047
9	- .784 $\pm$ 0.042	- .644 $\pm$ 0.035	- .769 $\pm$ 0.039
10	- .885 $\pm$ 0.048	- .815 $\pm$ 0.051	- .968 $\pm$ 0.053
11	- 1.127 $\pm$ 0.068	- .875 $\pm$ 0.045	- .962 $\pm$ 0.053
12	- 1.077 $\pm$ 0.269	- .954 $\pm$ 0.125	- .968 $\pm$ 0.234
13	- .776 $\pm$ 0.077	- .771 $\pm$ 0.080	- 1.088 $\pm$ 0.078
14	- .637 $\pm$ 0.081	- .505 $\pm$ 0.072	- .770 $\pm$ 0.107
15	- .832 $\pm$ 0.72	- .608 $\pm$ 0.062	- .744 $\pm$ 0.087
16	- 1.707 $\pm$ 0.083	- 1.342 $\pm$ 0.067	- 1.584 $\pm$ 0.092

TABLEAU (IV.7 a et b) - Valeurs des constantes Δ_{ij} (exprimées en ns)

a) $\Delta_{A_{ij}}$

b) $\Delta_{B_{ij}}$

b)

$\begin{matrix} j \\ \backslash \\ i \end{matrix}$	1	2	3
1	- .823 $\pm$ 0.078	- .745 $\pm$ 0.090	- .955 $\pm$ 0.080
2	- .998 $\pm$ 0.057	- .915 $\pm$ 0.102	- 1.018 $\pm$ 0.067
3			
4	- 2.599 $\pm$ 0.100	- 2.498 $\pm$ 0.068	- 2.612 $\pm$ 0.059
5	- .971 $\pm$ 0.050	- .793 $\pm$ 0.042	- .999 $\pm$ 0.032
6	- .967 $\pm$ 0.066	- .742 $\pm$ 0.049	- .997 $\pm$ 0.039
7	- .945 $\pm$ 0.079	- .808 $\pm$ 0.053	- 1.060 $\pm$ 0.054
8	- .916 $\pm$ 0.072	- .866 $\pm$ 0.052	- .986 $\pm$ 0.047
9	- .836 $\pm$ 0.042	- .696 $\pm$ 0.035	- .821 $\pm$ 0.039
10	- .719 $\pm$ 0.048	- .649 $\pm$ 0.051	- .802 $\pm$ 0.053
11	- .887 $\pm$ 0.068	- .635 $\pm$ 0.045	- .722 $\pm$ 0.053
12	- 1.445 $\pm$ 0.269	- 1.322 $\pm$ 0.125	- 1.336 $\pm$ 0.234
13	- .444 $\pm$ 0.077	- .439 $\pm$ 0.080	- .756 $\pm$ 0.078
14	- .423 $\pm$ 0.081	- .291 $\pm$ 0.072	- .556 $\pm$ 0.107
15	- .589 $\pm$ 0.72	- .365 $\pm$ 0.062	- .501 $\pm$ 0.087
16	- 1.358 $\pm$ 0.083	- .993 $\pm$ 0.067	- 1.235 $\pm$ 0.092

IV.3.b.4) Résolution en temps

Dans tout ce qui précède (& IV.3.b.3), nous avons estimé de façon différée tous les paramètres non directement mesurables : V , A_Q , D_Q , Δ_{ij} avec, chaque fois que cela a été possible, une évaluation des incertitudes correspondantes.

Estimer la résolution en temps à partir de ces incertitudes serait très difficile (car tous ces paramètres sont plus ou moins corrélés entre eux) : retenons simplement de ces calculs d'erreur que nous pouvons espérer une résolution voisine de 200 ps.

Nous allons, par contre, mesurer directement la résolution en temps, en cherchant à la paramétrer en fonction de la position longitudinale Z sur le grand mur : ce qui traduit simplement la proximité du point d'impact par rapport au photomultiplicateur considéré.

Le temps de vol est mesuré à partir des différences $t_A - t_D$ et $t_B - t_D$, soit :

$$\begin{aligned} t_f(A) &= (t_{A_j} - t_{D_i}) - (H-h)/V - (Z-z)/V - (t_{C_{A_j}} - t_{C_{D_i}}) \\ &\quad - (A_Q Q_{A_j}^{-\frac{1}{2}} - D_Q Q_{D_i}^{-\frac{1}{2}}) - \Delta_{A_{ij}} \end{aligned} \quad (IV.39)$$

$$\begin{aligned} t_f(B) &= (t_{B_j} - t_{D_i}) - (H-h)/V + (Z-z)/V - (t_{C_{B_j}} - t_{C_{D_i}}) \\ &\quad - (A_Q Q_{B_j}^{-\frac{1}{2}} - D_Q Q_{D_i}^{-\frac{1}{2}}) - \Delta_{B_{ij}} \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} z &= z(i) \\ Z &= Z(j) \end{aligned} \quad (IV.40)$$

Soit t_{CER} le temps de vol déduit du programme d'analyse et des informations Tcherenkof, retenant des pions bien identifiés (comme nous l'avons déjà indiqué dans l'étape 5 du (§ IV.3.b.3)).

Nous appelons résolution en temps la largeur des distributions suivantes :

$$\begin{aligned} \delta t_A &= 1/2 (t_{CER} - t_f(A)) \\ \delta t_B &= 1/2 (t_{CER} - t_f(B)) \end{aligned} \quad (IV.41)$$

que nous confondons ensuite sous la forme unique :

$$\delta t \equiv \delta t_A \text{ ou } \delta t_B = f(Z') \quad (\text{IV.42})$$

avec $Z' = H \pm Z$ (+ pour A, - pour B), quels que soient i, j, A ou B.

Nous avons tracé :

- les distributions δt en fonction de Z' , avec 10 pas en Z' de 100 mm de large ;

- la distribution δt globale, indépendamment de Z' .

(Les pions sélectionnés devaient satisfaire toutes les coupures que nous avons définies au cours des 6 étapes précédentes).

Nous montrons, à titre d'exemples, sur la Figure (VI.14 a et b), les distributions correspondant aux pas n° 2 ($Z' = 150 \pm 50$) et n° 9 ($Z' = 850 \pm 50$), centrées, respectivement, à $\delta t = - 73$ ps et $- 54$ ps avec des écarts-types de 168 et 298 ps.

L'ensemble des résultats est donné dans le Tableau (IV.8).

Z' (mm)	δt (ps)	σ (ps)	N
50	- 51	135	77
150	- 73	168	1773
250	- 66	189	3232
350	- 48	191	3629
450	- 62	196	3637
550	- 37	223	3637
650	- 23	244	3626
750	- 50	275	3232
850	- 54	298	1775
950	- 46	255	77

TABLEAU (IV.8) - Positions des pics δt et résolution en temps de vol σ en fonction de Z' (Z' est la position du point d'impact, et N le nombre de mesures)

La Figure (IV.14.c) montre la distribution globale, centrée à $\delta t = 43$ ps, avec un écart-standard de 210 ps (correspondant à 12355 pions identifiés).

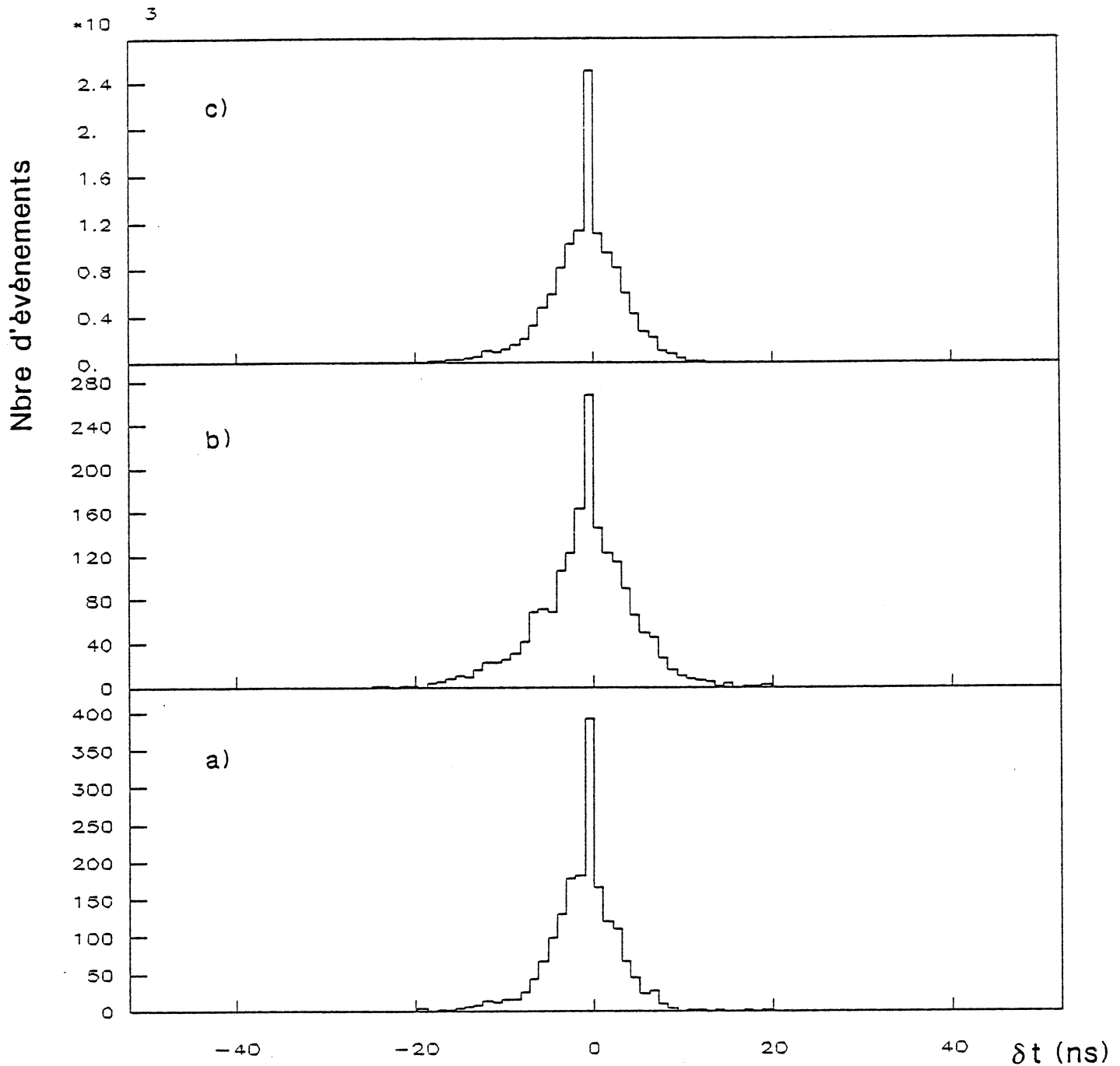


FIGURE (IV.14a,b et c) - Histogrammes de distributions de résolutions en temps δt , en fonction de Z' (la position du point d'impact)
a) $Z' = 150$ mm ; b) $Z' = 850$ mm ; c) distributions globales

La résolution moyenne est donc voisine de 210 ps. Il est cependant possible d'ajuster les résolutions $\sigma(Z')$ par une droite : les résultats du lissage, qui sont montrés sur la Figure (VI.15) correspondent à la loi suivante :

$$\sigma(Z') = 0.181 Z' + 132 \quad (\text{IV.43})$$

où la résolution $\sigma(Z')$ est exprimés en ps, et Z' en mm.

Les analyses amènent les conclusions suivantes :

1) il existe un petit décalage systématique des temps de vol mesurés ($\delta t = -43$ ps sur la Figure (IV.14.c))

Nous corrigeons cet effet en remplaçant tous les temps t_f mesurés par t_{f0} , tel que :

$$t_{f0} = t_f - 86 \text{ (en ps)} \quad (\text{IV.44})$$

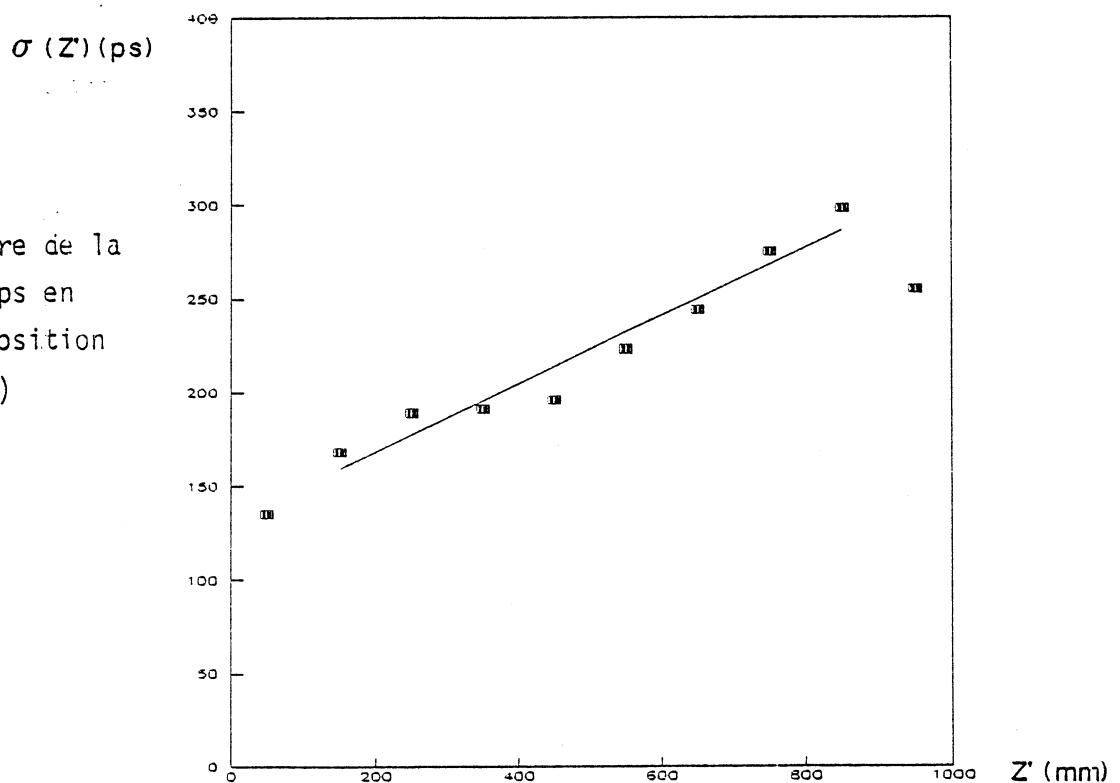
2) La résolution d'un bout à l'autre d'une latte varie de 132 à 313 ps, soit un facteur 2.37.

3) En réalité, nous allons profiter des informations simultanées $t_{f0}(A)$ et $t_{f0}(B)$, ce qui permet d'améliorer la résolution. Soit, pour obtenir la résolution finale $\sigma_0(Z')$, l'estimation pondérée à partir des $\sigma_A(Z')$ et $\sigma_B(Z')$:

$$\frac{1}{\sigma_0^2} = \frac{1}{\sigma_A^2} + \frac{1}{\sigma_B^2} \quad (\text{IV.45})$$

FIGURE (IV.15)

Ajustement linéaire de la résolution en temps en fonction de Z' (position du point d'impact)



La Figure (IV.16) montre les deux lois linéaires de résolution, partant des extrémités A et B d'une latte, et la résolution finale obtenue par la valeur pondérée (IV.45) : nous constatons que la résolution varie de 122 ps (à chaque extrémité) à 157 ps (au centre).

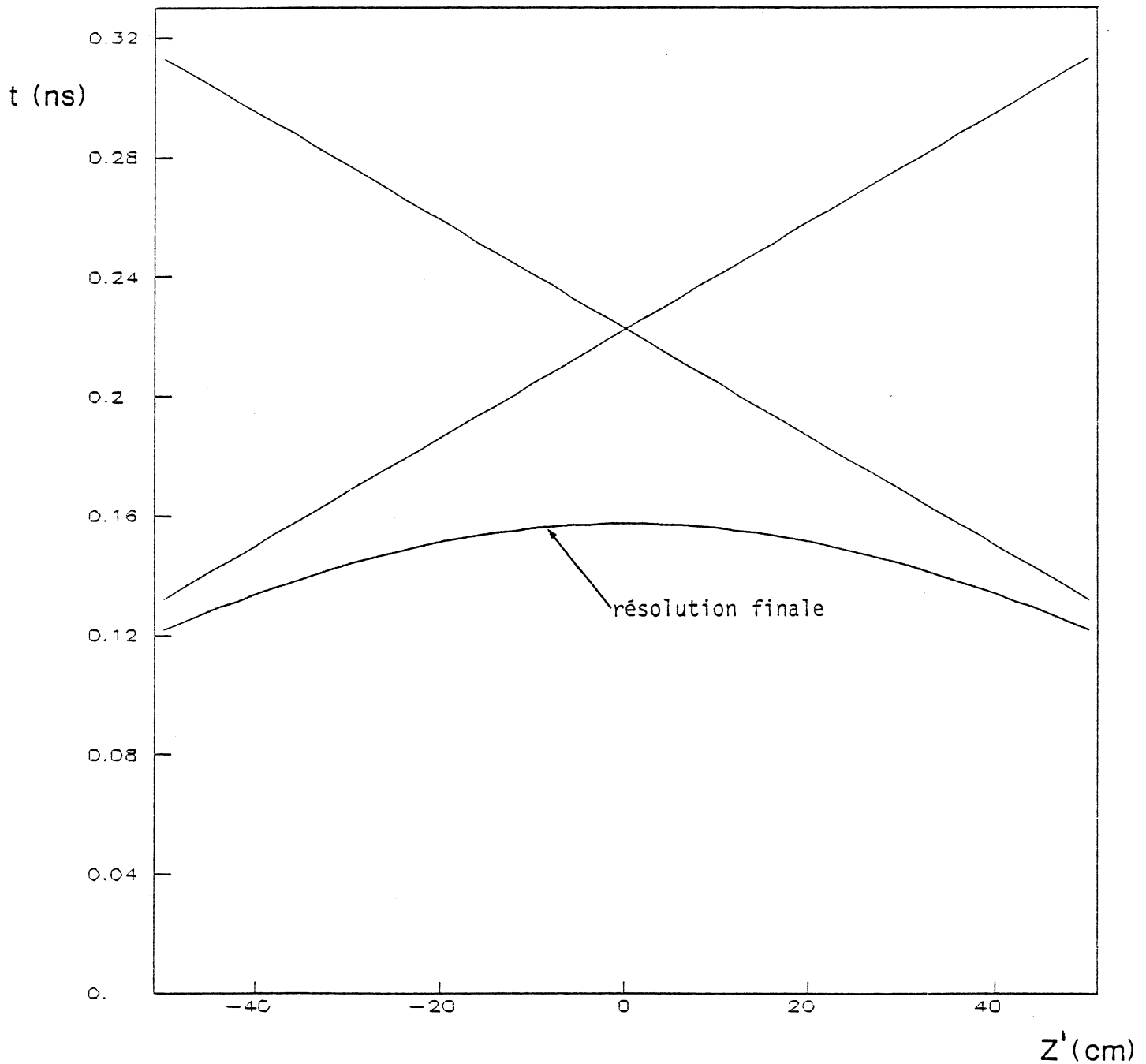


FIGURE (IV.16) - Illustration des deux ajustements du type linéaire présenté sur la figure précédente pour les deux extrémités A et B d'une latte du grand mur, et résolution finale (valeurs pondérées).

Bien qu'elles soient exprimées en fonction de la position Z' sur le grand mur, les résolutions que nous venons de déterminer tiennent compte de toutes les informations et sources d'erreurs issues du grand mur et du petit mur.

Notons que la résolution réelle doit être encore meilleure que les valeurs citées ci-dessus, car la comparaison à t_{CER} introduit nécessairement un élargissement supplémentaire, dû à notre détermination du temps impliquant les compteurs Tcherenkof, et les mesures de P_M et L .

En conclusion, nous obtenons une résolution plus favorable que celle de 600 ps espérée au départ.

IV.4 - METHODES TOF

IV.4.a) PRESENTATION DES METHODES

Nous avons envisagé, au départ, deux méthodes d'évaluation du temps de vol, à partir des informations de H_1 et H_2 et de la connaissance des points d'impact z et Z , déduits de l'analyse des trajectoires.

En raison de la proximité du petit mur par rapport au vertex de l'interaction, l'incertitude sur z est faible, et son influence sur la mesure du temps t_D négligeable. Par contre, on peut s'interroger sur l'effet des incertitudes sur Z dues à l'extrapolation de la trajectoire et à la diffusion coulombienne multiple. Tandis que la première méthode (Méthode directe) fournit le temps de vol (avec un test de χ^2 de sélection), la seconde méthode (Méthode complète) améliore en plus, le point d'entrée sur le grand mur.

IV.4.a.1) Méthode directe

Le programme d'analyse fournit tous les paramètres utiles, y compris Z . Les formules (IV.39) conduisent à $t_f(A)$ et $t_f(B)$, et le temps de vol est évalué à partir de la moyenne pondérée de ces temps :

$$t_f = \sigma_0^2 \left(\frac{t_f(A)}{\sigma_A^2(Z')} + \frac{t_f(B)}{\sigma_B^2(Z')} \right) \quad (\text{IV.46})$$

où σ_0^2 est donnée par la relation (IV.45) et σ_A et σ_B par la loi linéaire (IV.43).

Connaissant t_f , la valeur du χ^2 est ensuite calculée.

IV.4.a.2) Méthode complète

Dans les formules (IV.39), nous isolons tout ce qui est indépendant de Z , soit :

$$\begin{aligned} \Delta t'_{A_{ij}} &= (t_{A_j} - t_{D_i}) - (H-h)/V + z/V - (t_{CA_j} - t_{CD_i}) \\ &\quad - (A_Q Q_{A_j}^{-\frac{1}{2}} - D_Q Q_{D_i}^{-\frac{1}{2}}) - \Delta A_{ij} \end{aligned} \quad (IV.47)$$

$$\begin{aligned} \Delta t'_{B_{ij}} &= (t_{B_j} - t_{D_i}) - (H-h)/V - z/V - (t_{CB_j} - t_{CD_i}) \\ &\quad - (A_Q Q_{B_j}^{-\frac{1}{2}} - D_Q Q_{D_i}^{-\frac{1}{2}}) - \Delta B_{ij} \end{aligned} \quad (IV.48)$$

Soit la quantité χ^2 définie comme suit, à partir des équations (IV.47) et (IV.48) :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^3 \chi_k^2 \quad (IV.49)$$

avec

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \frac{t_f - \Delta t'_{A_{ij}} + z/V}{\sigma_A(Z')} \\ \chi_2 &= \frac{t_f - \Delta t'_{B_{ij}} - z/V}{\sigma_B(Z')} \\ \chi_3 &= \frac{Z - Z_0}{\sigma_Z} \end{aligned} \quad (IV.50)$$

où Z_0 est le point d'impact sur H_2 déduit du programme d'analyse, et σ_Z la résolution spatiale.

Le temps de vol inconnu t_f et le point d'impact inconnu Z sont évalués en rendant minimum le χ^2 défini par (IV.49) et (IV.50) (La valeur donnée par (IV.46) est utilisée comme paramètre d'essai).

Notons que Z intervient à la fois dans les numérateurs des trois termes χ_k^2 et dans les dénominateurs correspondant aux pondérations.

La résolution σ_Z est estimée par la relation :

$$\sigma_Z^2 = \sigma_{DCM}^2(Z') + \sigma_T^2 \quad (IV.51)$$

où σ_{DCM} et σ_T désignent, respectivement, l'élargissement dû à la diffusion coulombienne multiple à travers tous les matériaux constitutifs du spectromètre et σ_T une résolution qui correspond, en gros, à la précision sur le point d'impact de la trace.

Nous ne donnons pas ici le détail des calculs permettant d'estimer σ_{DCM} , lesquels sont une version simplifiée de ceux effectués dans le calcul de Monte Carlo de l'acceptance (§ III.3).

Il est raisonnable de penser que σ_T doit être inférieure à la largeur de la fenêtre permettant d'associer les traces "Y" avant et après l'aimant, soit $\sigma_T < 60$ mm (BON85), et supérieure au parcours de la lumière dans le scintillateur, pendant le temps correspondant à une résolution de 150 ps, soit $\sigma_T > 2.5$ mm. Nous verrons, dans le (§ IV.4.c), comment nous déterminons σ_T , considérée comme un paramètre effectif fixe (indépendant de Z).

IV.4.b) RESOLUTION EN M^2 ET FENETRES D'IDENTIFICATION

Si nous négligeons l'erreur sur le parcours L , l'incertitude sur M^2 a deux sources principales : la résolution sur l'impulsion et la résolution en temps (REY84). En faisant appel à la relation (III.9) et en écrivant $L/c \simeq 20$ ns, nous obtenons :

$$\sigma^2(M^2) = 4.10^{-4} P_M^2 M^4 \left[1 + \frac{25}{M^2} \left(1 + \frac{P_M^2}{M^2} \right) \sigma_0^2 \right] \quad (IV.52)$$

Nous avons simulé les spectres de masse carrée dans l'intervalle $0.4 \leq P_M \leq 4$ GeV/c (avec un pas de 0.1 GeV/c) pour les pions, kaons et

protons, en tenant compte :

- des résolutions en masse (IV.52) (en posant $\sigma_0 \simeq 250$ ps) ;
- des sections efficaces différentielles représentées par les ajustements utilisés dans le chapitre V (voir Appendice A4) ;
- des acceptances expérimentales étudiées dans le chapitre III (§ III.3.b).

Pour chaque spectre correspondant à une quantité de mouvement P_M donnée, nous avons déterminé les limites de séparation entre les particules (ce que montre, par exemple, la Figure (IV.17) pour $P_M = 1.1$ GeV/c).

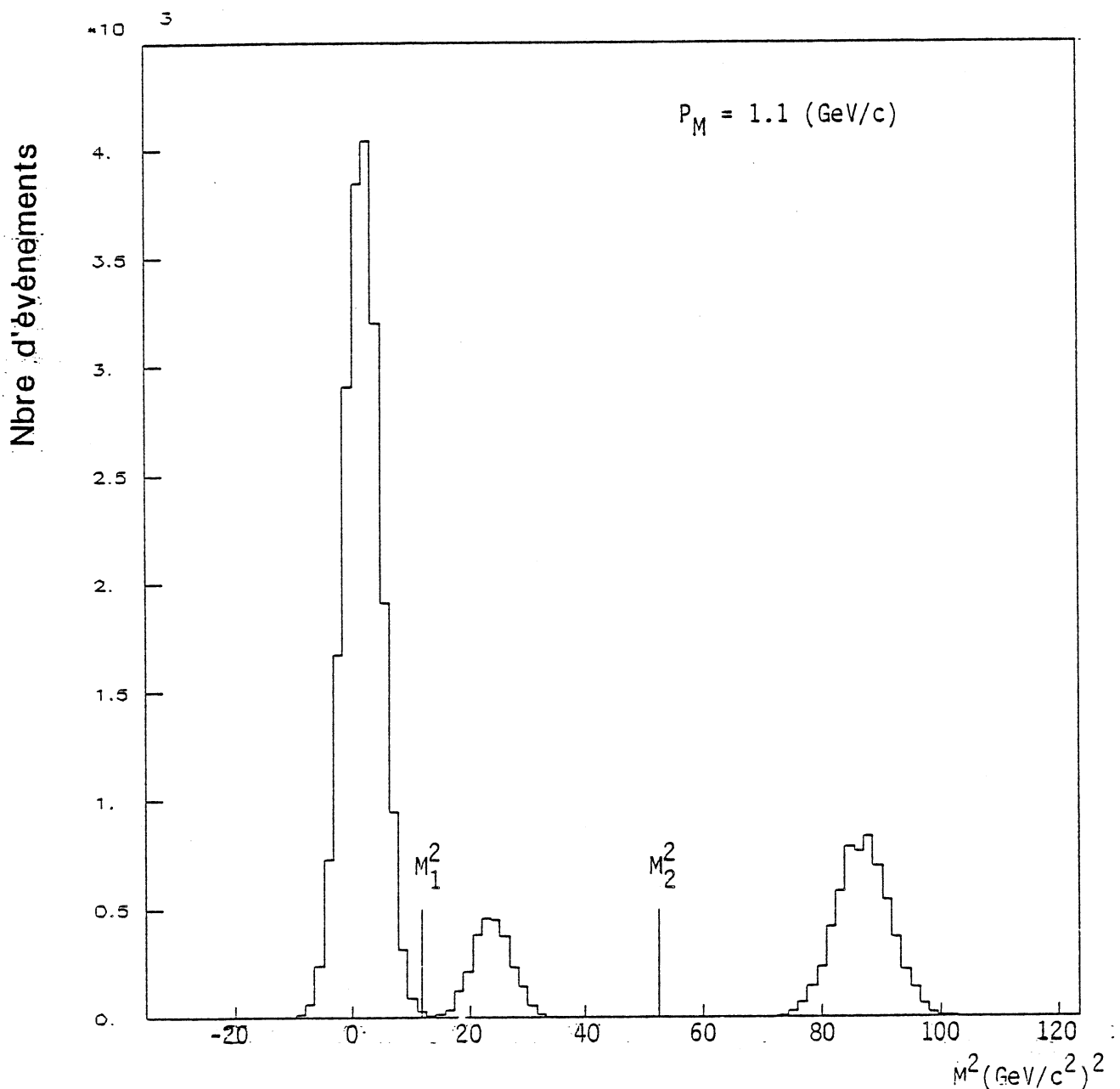


FIGURE (IV.17) - Spectres d'identification des particules (π, K, p) en fonction de leur masse, et limite de séparation entre ces particules.

Nous avons constaté que les séparations M_1^2 et M_2^2 étaient stables pour certaines gammes d'impulsions :

$$M_1^2 = (0.118 \pm 0.005) (\text{GeV}/c^2)^2$$

$$M_2^2 = (0.524 \pm 0.010) (\text{GeV}/c^2)^2$$

$P_M < 1.3 \text{ GeV}/c$:

. séparation $\Pi/K = M_1^2$

. séparation $K/p = M_2^2$

$1.3 \leq P_M \leq 2.2 \text{ GeV}/c$:

. séparation Π/K : impossible

. séparation $(\Pi-K)/p : M_2^2$

Au voisinage des limites de séparation M_1^2 et M_2^2 , nous estimons qu'il y a une zone de recouvrement entre les particules voisines, égale à ± 2 écarts-types, d'où le tableau final des fenêtres d'identification (Tableau (IV.9)).

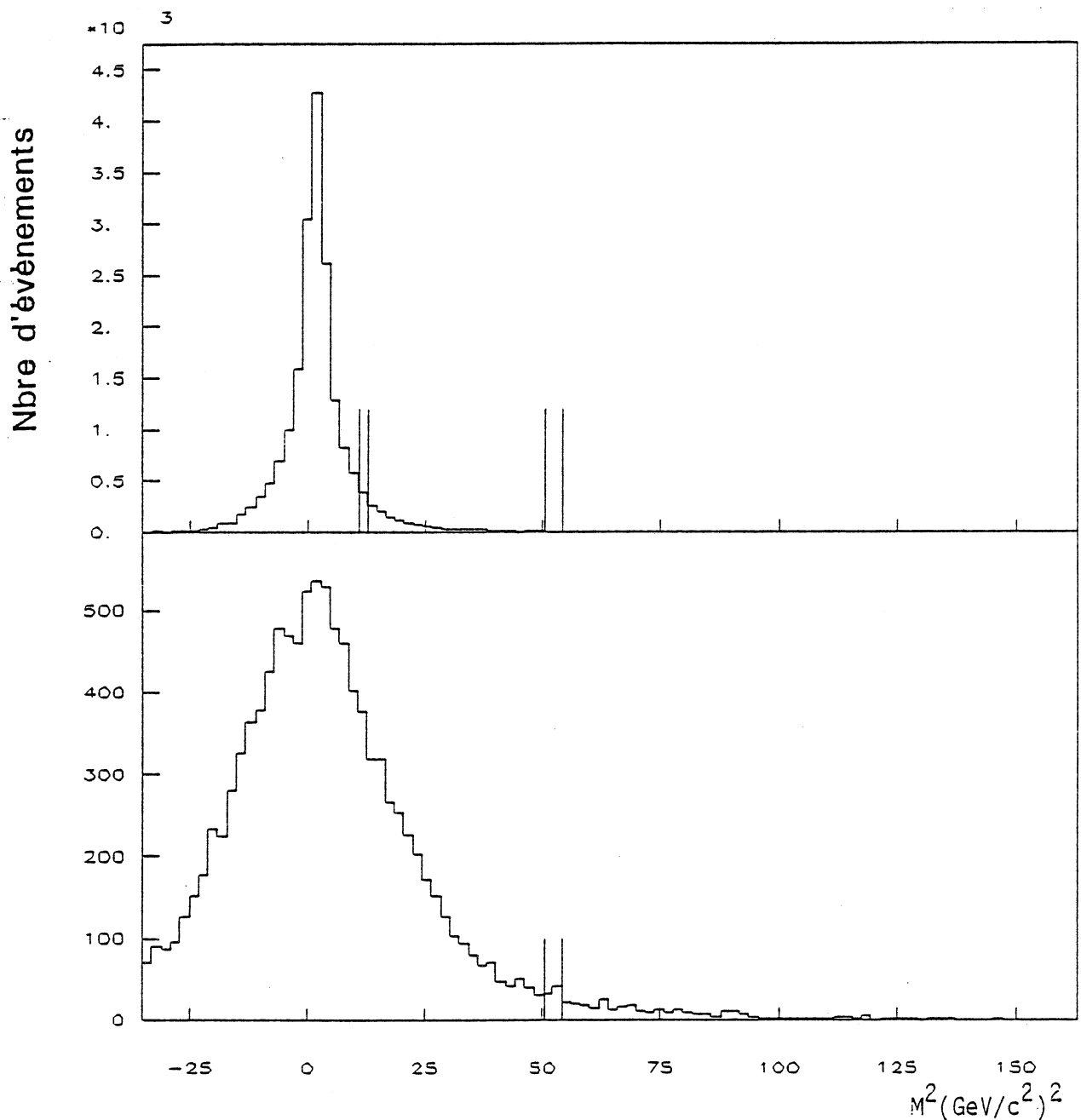
$M^2(\text{GeV}/c^2)^2$ P_M (GeV/c)					
		0.108 ↑	0.128 ↑	0.504 ↑	0.544 ↑
< 1.3	Π	Π, K	K	K, p	p
[1.3, 2.2 [	Π, K			Π, K, p	p

TABLEAU (IV.9) - Fenêtres d'identifications des particules

IV.4.c) COUPURE SUR LE χ^2 ET CHOIX DEFINITIF DE LA METHODE TOF

En utilisant toujours les pions bien identifiés par les compteurs Tcherenkof, nous avons appliqué la méthode directe.

Les Figures (VI.18.a et b) donnent les spectres d'identification ainsi obtenus, respectivement, pour les deux gammes d'impulsion. Nous constatons que les pions se répartissent bien dans les fenêtres de séparation qui leur sont fixés (les détails sur la comparaison CER/TOF seront donnés plus loin, dans le Tableau (IV.10)).



FIGURES (IV.18 a et b) - Spectres d'identification M^2 des particules pour les deux gammes d'impulsion.

a) $P_M < 1.3 \text{ GeV}/c$; b) $1.3 < P_M < 2.2 \text{ GeV}/c$

Pour choisir la valeur optimale de σ_T , nous avons étudié la largeur des spectres de M^2 obtenus par la méthode complète et pour des pions en-dessous de 1 GeV/c. En faisant varier σ_T dans l'intervalle (5,120)mm, nous avons constaté que la meilleure résolution correspond à $\sigma_T \simeq 20$ mm.

Ce résultat est bien contenu dans l'intervalle (2.5,60)mm prévu dans le (§ IV.4.a.2).

Le Tableau (IV.10) donne les résultats obtenus, toujours à partir de la bande de calibration, lorsque des particules identifiées par la méthode CER sont soumises aux méthodes TOF. (Dans les deux cas, une même coupure $\chi^2_{\max} = 10$ a été appliquée aux χ^2 mesurés).

Gamme P_M (GeV/c)	Réponse CER	Réponse TOF	TOF"directe"	TOF"complète"
			CER (%)	CER (%)
< 1.3	Π	Π	92.85 ± 2.64	92.90 ± 1.06
		$\Pi, \Pi-K$	93.75 ± 2.66	93.87 ± 1.07
	K	K	31.82 ± 1.57	30.93 ± 1.45
		$K, \Pi-K, K-p$	33.47 ± 1.62	33.40 ± 1.52
	p	p	57.20 ± 2.70	57.41 ± 2.51
		$p, K-p$	58.50 ± 2.74	58.58 ± 2.55
[1.3, 2.2]	Π	$\Pi-K, \Pi-K-p$	97.57 ± 1.59	97.51 ± 1.50
	K	$\Pi-K, \Pi-K-p$	86.95 ± 2.62	86.24 ± 2.46
	p	p	65.96 ± 2.29	65.74 ± 2.17
		$p, \Pi-K-p$	67.36 ± 2.33	67.09 ± 2.20

TABLEAU (IV.10) - Comparaison des réponses CER et TOF, pour les deux méthodes de temps de vol, et les deux gammes d'impulsion

Nous pouvons comparer les réponses "uniques" CER et TOF (par exemple : CER = Π , TOF = Π), ainsi que celles où la particule CER se retrouve dans des catégories TOF (par exemple : CER = Π et TOF = Π ou Π -K). Ces résultats amènent les remarques suivantes :

1) Les deux méthodes TOF donnent des résultats très voisins ; nous avons donc intérêt à retenir la méthode la plus simple : la méthode directe.

2) C'est pour les pions que les méthodes CER et TOF se recoupent le mieux : c'est normal car, dans ce cas, les réponses des détecteurs CER à aérogel de silice sont le plus souvent sans ambiguïté (de type (1,1) pour C_1 et C_2). Par contre, chaque fois qu'un compteur Tcherenkof est inefficace (réponse 0 au lieu de 1), la méthode CER peut transformer un Π en K ou p, d'où l'importance des désaccords pour les autres catégories. Dans le cas particulier des kaons, les fautes sont partagées partiellement par les méthodes TOF, en raison des désintégrations en vol. Notons qu'avec des pions CER mieux sélectionnés (réponses (1,1) par exemple, plus d'autres conditions...), l'accord est proche de 99 %.

3) Nous nous intéressons particulièrement aux protons : nous constatons que dans 40 % des cas environ, la méthode CER seule est insuffisante, ce qui nous conduira à mettre au point une méthode améliorée (CERT), utile lorsque la méthode TOF n'est pas opérationnelle (§ IV.5.b).

En faisant jouer différentes coupures $\chi_{\max}^2$, nous avons vérifié qu'il n'y avait pratiquement pas d'effet sur la qualité de l'identification ; par contre, la réduction du nombre d'événements était très sensible au choix de la coupure. Nous retenons finalement une coupure très élevée ($\chi_{\max}^2 = 100$) afin d'éliminer véritablement les calculs TOF farfelus. En conclusion, nous choisissons la méthode TOF directe, avec $\chi_{\max}^2 = 100$.

IV.5 - PROGRAMME D'IDENTIFICATION

IV.5.a) METHODE CER

Nous ne donnons ici qu'un résumé de la méthode CER déjà décrite par ailleurs (BON85,ZIA86). Cette méthode repose sur la combinaison des informations données par la reconstitution des traces et l'analyse de l'impulsion, et les réponses des deux hodoscopes Tcherenkof.

IV.5.a.1) Cellules touchées

Les trajectoires des particules permettent de déterminer les cellules Tcherenkof touchées. Nous ne retenons que les cas sans ambiguïté, à savoir : une seule trace possible par cellule.

IV.5.a.2) Réponses Tcherenkof expérimentales

Nous considérons que les réponses Tcherenkof expérimentales sont sans ambiguïté (0 ou 1) s'il y a, en gros, bon accord entre les deux photomultiplicateurs associés à une même cellule.

IV.5.a.3) Méthode d'identification

Pour chaque particule candidate (Π, K, p), nous calculons les seuils P_c (1 et 2) (Relation (IV.2)) correspondant aux cellules de C_1 et C_2 touchées. L'impulsion mesurée P_M est comparée à ces deux seuils : les réponses théoriques ainsi obtenues sont à leur tour comparées aux réponses expérimentales. Selon les cas, nous aurons plusieurs conclusions possibles :

- identification complète : Π ou K ou p
- identification partielle : $\Pi-K$ ou $K-p...$
- identification ambiguë ou impossible : $\Pi-K-p$

IV.5.b) METHODE CERT

Nous considérons que la méthode CER est bonne pour les pions, mais doit être améliorée pour les protons.

En réalité, nous désirons séparer les protons (ou antiprotons) du groupe (π -K).

Lorsque, pour des raisons diverses (voir § IV.5.c), la méthode TOF n'est pas opérationnelle, il est très souvent possible de conserver la "balance" droite-gauche sur les informations temps du grand mur. Nous recherchons un paramètre temps u , fourni par le grand mur, capable de séparer le groupe (π -K) des protons, selon le diagramme $u = u(P_M)$, montré schématiquement sur la Figure (IV.19) :

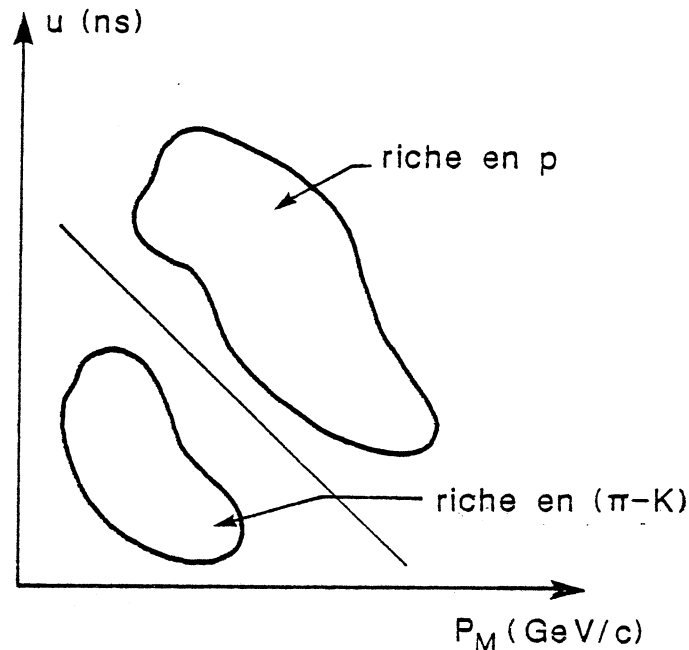


FIGURE (IV.19) - Schéma du diagramme $u(P_M)$ définissant la séparation des protons du groupe (pions, kaons)

A partir des relations (IV.12) et (IV.13), nous écrivons $t_A + t_B$, ce qui élimine le point d'impact sur le grand mur (et nous affranchit totalement de la connaissance des trajectoires), soit :

$$t_A + t_B = 2u_0 + 2T_f + 2v \quad (\text{IV.53})$$

avec :

$$u_0 = -t_0 + 1/2 (\Delta t_{A_j} + \Delta t_{B_j}) \quad (\text{IV.54})$$

$$v = (H/V) + 1/2 (t_{CA_j} + t_{CB_j}) + 1/2 A_Q (Q_{A_j}^{-1/2} + Q_{B_j}^{-1/2}) \quad (\text{IV.55})$$

Posons :

$$u = (t_A + t_B)/2 - v \quad (\text{IV.56})$$

alors :

$$u = u_0 + T_f \quad (\text{IV.57})$$

Nous savons que les Δt_{Aj} et Δt_{Bj} sont des corrections faibles ; si nous supposons que le déclenchement a un faible "jitter", alors le temps inconnu t_0 doit être stable. La relation (IV.54) indique que u_0 est constante. Le temps T_f dépend de P_M et de la nature de la particule, par conséquent u pourrait être le paramètre recherché de la Figure (IV.19). Dans ce qui suit, nous allons sélectionner des événements (appelés "bonnes" particules), dont la nature pourrait être considérée comme parfaitement connue, à partir d'une identification combinée CER * TOF (voir § IV.5.d).

Les Figures (IV.20 a et b) montrent les "plots" (P_M, u) obtenus, respectivement, pour des "bons" protons et pions (à partir d'une bande magnétique de données que nous nommerons D_1 (seuil 1 GeV/c) et non plus de la bande de calibration).

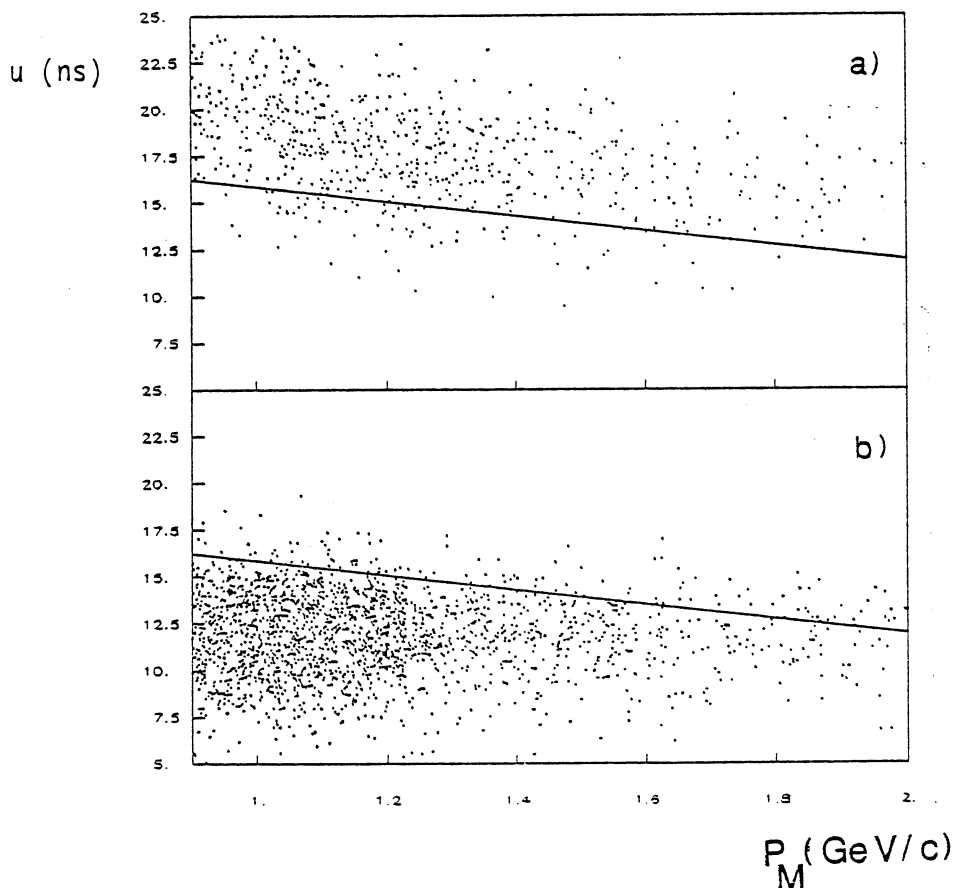


FIGURE (IV.20 a et b) - "Plots" correspondant à des "bons" protons (a) et à des "bons" pions (b), selon un paramètre temps u , fonction de P_M .

Nous voyons nettement que le paramètre $u(P_M)$ est sensible à la nature de la particule (la limite de séparation est celle que nous avons retenue dans l'analyse qui suit). Les mêmes particules, plus des "mauvais" protons, c'est-à-dire des p CER non confirmés par TOF, sont portées sur les histogrammes de la Figure (IV.21.a, b et c) pour un pas P_M de 1.1 à 1.2 GeV/c. Nous vérifions que les "mauvais" protons se situent surtout avant la coupure, du côté des pions (et kaons également).

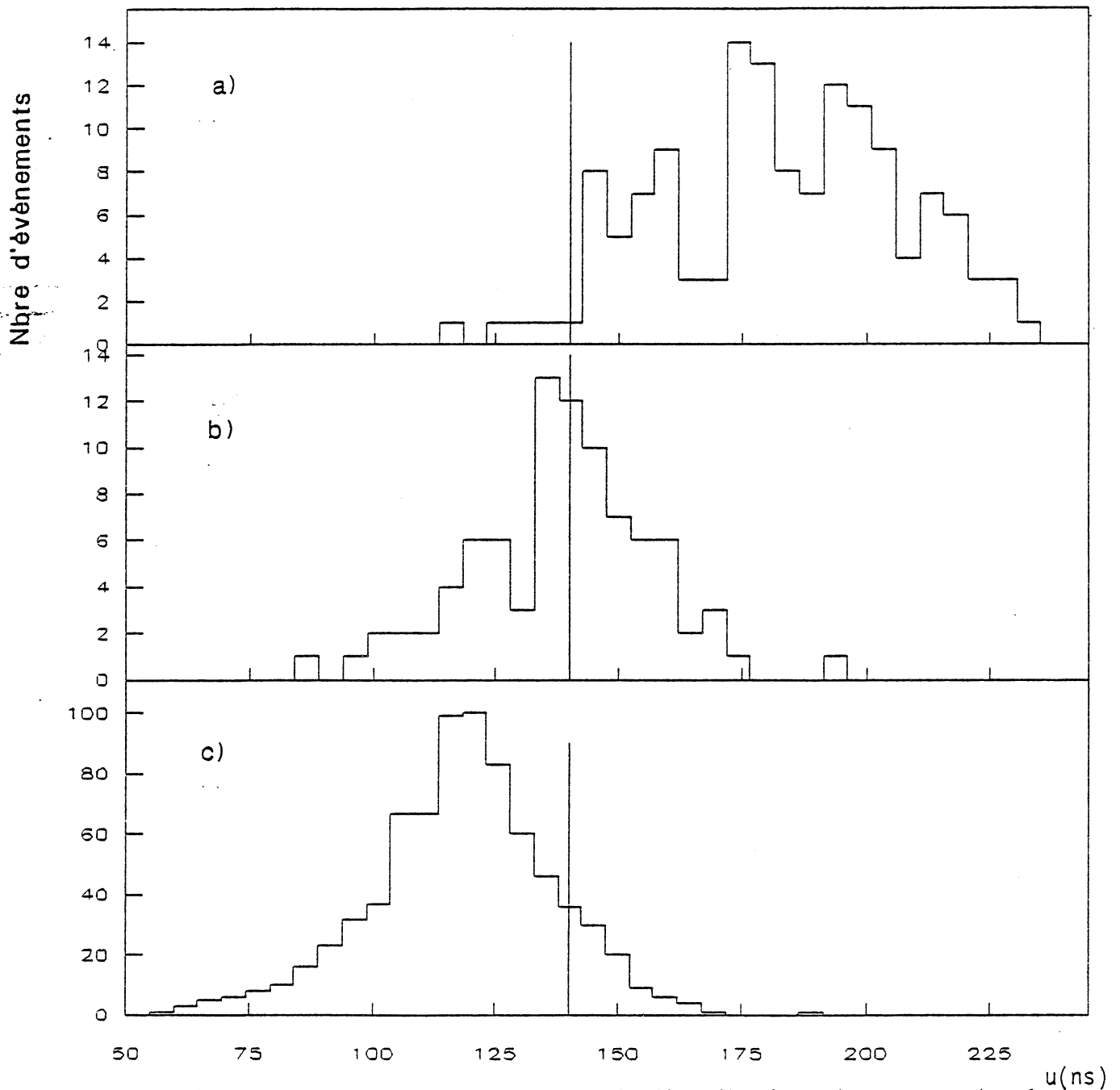


FIGURE (IV.21 a, b et c) - Histogrammes de distributions de temps u donnés par le grand mur.
 Pour a) des "bons" protons
 b) des "mauvais" protons
 c) des "bons" pions

Pour établir la coupure u_c , nous avons choisi des bandes de données représentatives de toute l'expérience (différentes périodes de faisceau, différents $\sqrt{s}$). Pour un P_M donné, la valeur de u_c retenue doit respecter le compromis : éliminer un minimum de "bons" protons, éliminer un maximum de "mauvais" protons.

Un ajustement linéaire est convenable jusqu'à $P_M \simeq 2$ GeV/c ; au-delà, la coupure devient constante (voir Figure (IV.22)).

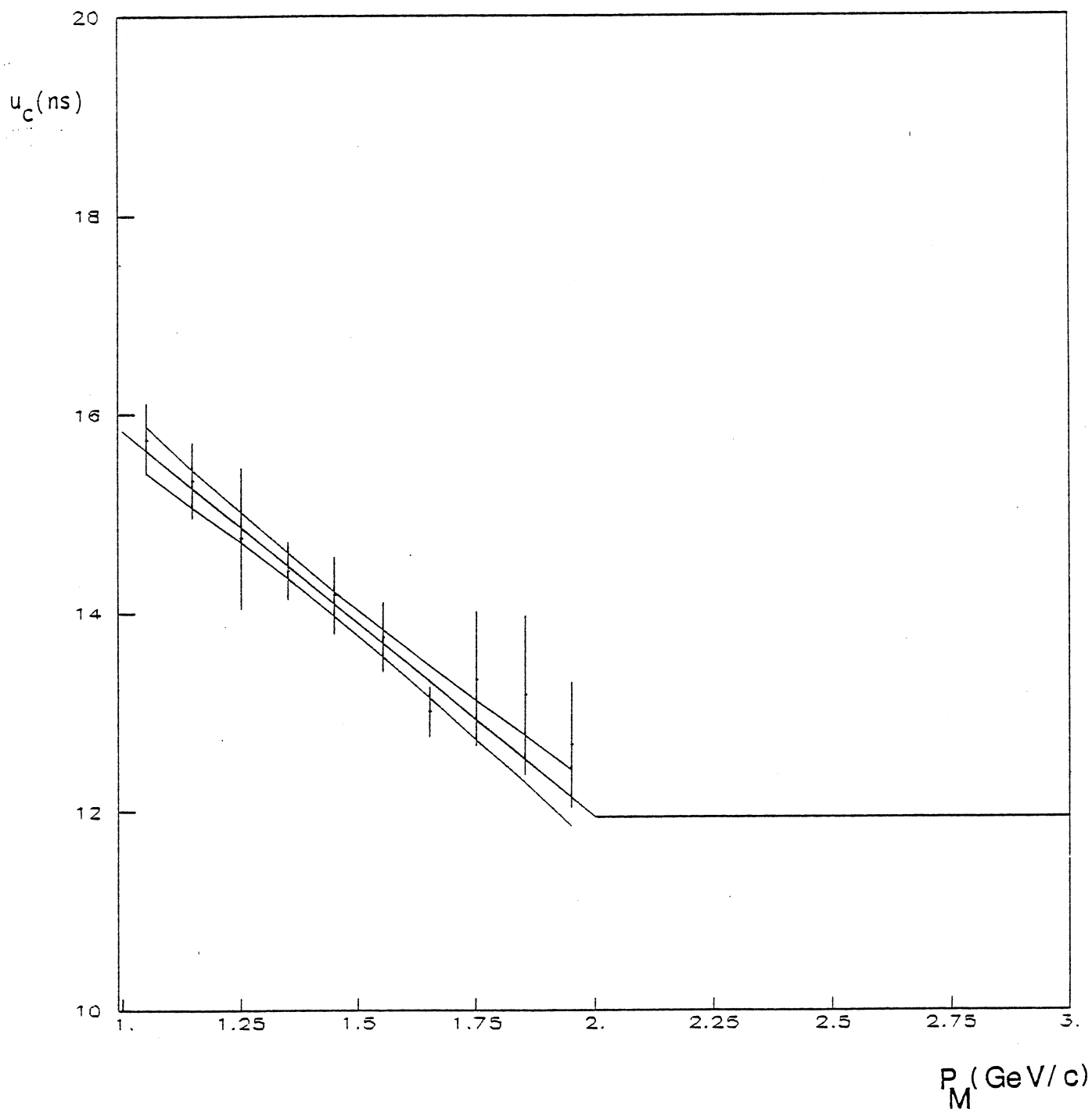


FIGURE (IV.22) - Coupure u_c pour la sélection des protons

Soit :

$$P_M \leq 2 \text{ GeV/c} : \quad u_C = - 3.891 P_M + 19.73 \quad (\text{IV.58})$$

(u_C en ns, P_M en GeV/c)

$$P_M > 2 \text{ GeV/c} : \quad u_C = 11.95 \text{ ns} \quad (\text{IV.59})$$

Nous considérons toujours que les pions identifiés par la méthode CER seule sont bien identifiés (ZIA86), et nous voulons vérifier si les résultats sont aussi bons avec la méthode "CERT", pour les protons (CER avec coupure u_C). Nous reprenons la bande de données D_1 qui a déjà servi pour les Figures (IV.20) et (IV.21), et nous trouvons entre 1 et 2 GeV/c :

$$\xi_{\pi} = \frac{\pi(\text{CER} * \text{TOF})}{\pi(\text{CER})} = (85.5 \pm 2.6) \%$$

$$\xi_p = \frac{p(\text{CER} * \text{TOF})}{p(\text{CERT})} = (84.7 \pm 4.8) \%$$

Par conséquent, la méthode CERT appliquée aux protons donne des résultats comparables à la méthode CER appliquée aux pions.

La Figure (IV.23), qui donne le rapport ξ_p en fonction de P_M , montre que la méthode CERT est stable vis-à-vis de P_M .

Il a déjà été montré que des coupures géométriques aux bords des cellules Tcherenkof permettaient d'améliorer l'identification des particules (ZIA86), et des pions en particulier. Nous allons reprendre, dans le paragraphe (IV.5.f), pour les protons, ce type de coupures, plus de nouvelles au niveau du vertex, afin d'améliorer encore la qualité des protons identifiés.

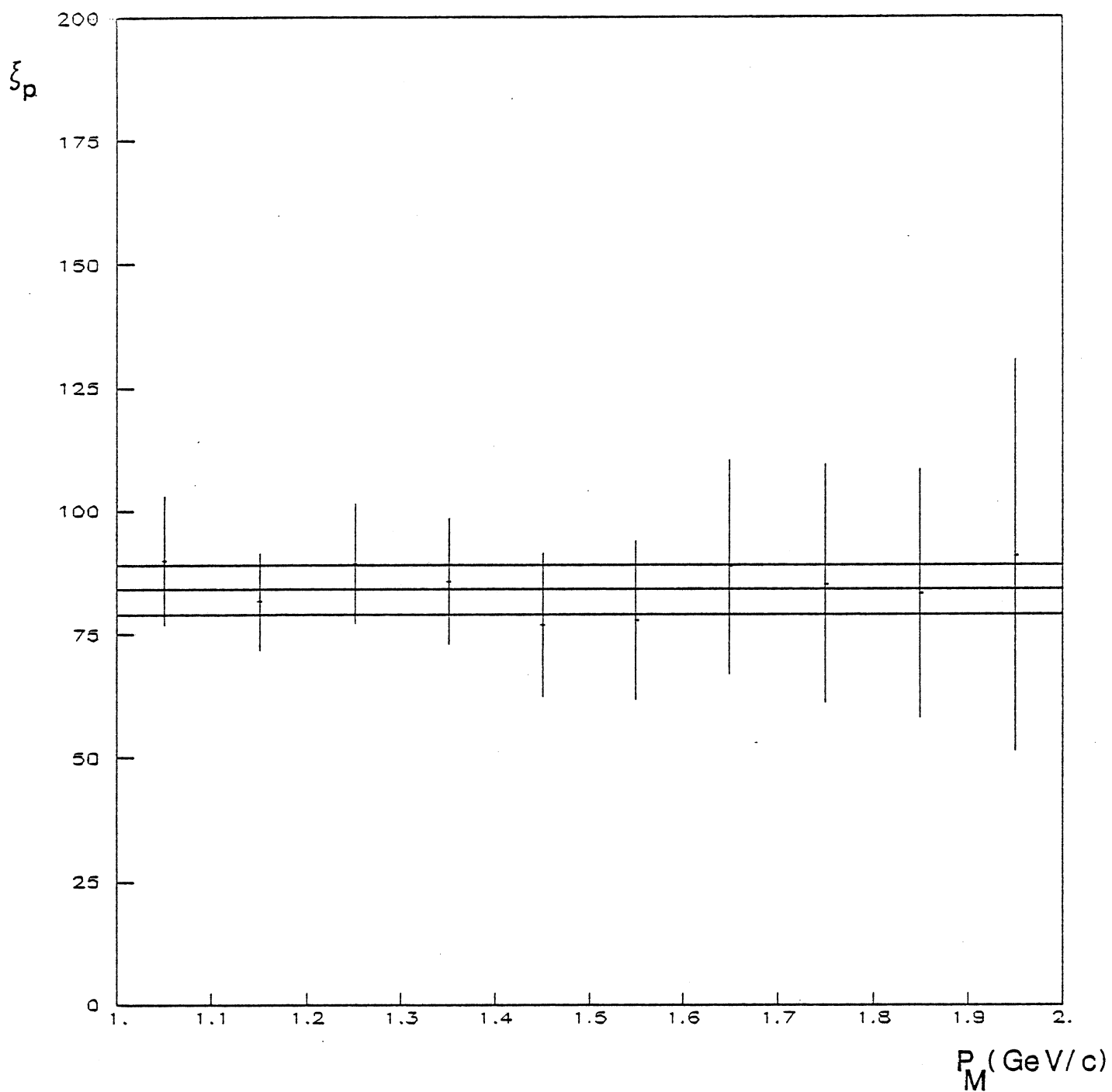


FIGURE (IV.23) - Evolution du rapport ξ_p , montrant la stabilité, vis-à-vis de P_M , de l'identification des protons par la méthode CERT

IV.5.c) METHODE TOF

Nous avons vu dans le (§ IV.4) que la méthode TOF exige les informations fournies par la reconstitution des traces, l'analyse de l'impulsion et les voies temps et amplitudes de H_1 et H_2 .

IV.5.c.1) Cellules touchées (BON85)

Pour chaque événement enregistré, nous construisons deux types de matrices $M(i = 1,3 ; j = 1,16)$ associant les lattes de scintillateurs touchées dans $H_1(i)$ et $H_2(j)$:

- la matrice théorique $M_{th}(i,j)$, à partir des trajectoires des particules ;

- la matrice expérimentale $M_{ex}(i,j)$, à partir des informations logiques fournies par H_1 et H_2 .

En plus de la notion d'ambiguïté (déjà utilisée pour les cellules Tcherenkof), fournie ici par $M_{th}(i,j)$, nous définissons celle de cellule adjacente, donnée par la comparaison $M_{th}(i,j)/M_{ex}(i,j)$.

Cinq cas sont envisagés :

Cas 1 : bonnes lattes, aucune ambiguïté. Il y a accord total entre M_{th} et M_{ex} .

Cas 2 : lattes adjacentes, aucune ambiguïté. Une ou plusieurs lattes ayant répondu sont adjacentes à celle prévue par les trajectoires.

Cas 3 : bonnes lattes, ambiguïté. L'une des lattes touchées (au moins) a reçu deux impacts (au moins).

Cas 4 : lattes adjacentes, ambiguïté.

Cas 5 : autres cas ou calculs impossibles.

Seuls les cas 1 et 2 seront retenus : nous n'acceptons donc aucune ambiguïté mais autorisons des lattes adjacentes (cas très peu fréquent).

IV.5.c.2) Coupures diverses

Certaines des coupures prévues lors de la calibration différée sont imposées :

- Coupures Q_{INF} , pour les voies ADC (Etape 1) ;
- Fenêtres Δt_i , sur les temps mesurés par H_1 (Etape 5) ;
- Coupures W_{jL} (Etape 2) ;
- Coupures x_{max}^2 (calcul de t_f).

Le rejet par l'une quelconque de ces coupures interdit l'application de la méthode TOF.

IV.5.c.3) Méthode d'identification

La méthode TOF retenue est la méthode directe décrite dans le (§ IV.4). Selon le positionnement de la masse carrée mesurée dans les fenêtres d'identification, nous aurons les mêmes types de conclusion que pour la méthode CER :

- identification complète ;
- identification partielle ;
- identification ambiguë ou impossible.

IV.5.d) METHODE CER * TOF

Lorsque nous calculons de façon grossière le rapport K/Π par les deux méthodes CER et TOF, nous trouvons, pour $P_M < 1.3 \text{ GeV/c}$, respectivement ~ 12 et 4% ; or, des simulations du type de celles pratiquées pour la mise au point des fenêtres d'identification (§ IV.4.b) conduisent à un rapport égal à 3.6% . Cela confirme les résultats du Tableau (IV.10), selon lesquels la méthode CER donne trop de kaons.

En conséquence, nous donnerons priorité à TOF sur CER en dessous de 1.3 GeV/c .

Nous désignons par $r_{\text{CER}}(\ell)$ et $r_{\text{TOF}}(\ell)$, les réponses 0 ou 1 données par les deux méthodes, pour chaque particule possible ℓ , et par $r(\ell)$ la réponse combinée selon la formule :

$$r(\ell) = r_{\text{CER}}(\ell) + \omega r_{\text{TOF}}(\ell) \quad (\text{IV.60}),$$

avec $\ell = 1, 2, 3$ pour Π , K , p respectivement, et où le poids ω est tel que :

$$\begin{aligned} \omega &= 2 & P_M < 1.3 \text{ GeV/c} \\ \omega &= 1 & P_M \geq 1.3 \text{ GeV/c} \end{aligned} \quad (\text{IV.61})$$

La réponse $r(\ell)$, la plus élevée, va donner le type de conclusion.

IV.5.e) METHODE GENERALE

La méthode générale d'identification associe plus ou moins les méthodes CER, CERT, TOF, CER * TOF. Il y a quatre cas possibles, en notant "OK" et "NOK" respectivement, le fonctionnement ou le non-fonctionnement des méthodes TOF et CER.

Cas 1 : $\left. \begin{array}{l} \text{TOF OK} \\ \text{CER OK} \end{array} \right\} \text{CER} * \text{TOF}$

Cas 2 : $\left. \begin{array}{l} \text{TOF NOK} \\ \text{CER OK} \end{array} \right\} \text{CER (T)}$

où CERT n'est appliqué que sur les protons CER.

Cas 3 : $\left. \begin{array}{l} \text{TOF OK} \\ \text{CER NOK} \end{array} \right\} \text{TOF}$

Cas 4 : $\left. \begin{array}{l} \text{TOF NOK} \\ \text{CER NOK} \end{array} \right\} r(\ell) = 0 \quad \forall \ell$

Tous les cas de figure aboutissent à l'application des formules (IV.60) et (IV.61).

IV.5.f) COUPURES GEOMETRIQUES

IV.5.f.1) Sur les cellules Tcherenkof

Nous retenons les mêmes coupures géométriques déjà étudiées (ZIA86), qui éliminent les bords haut et bas jugés partiellement efficaces des cellules des compteurs Tcherenkof.

Des fenêtres verticales $\Delta X = 120$ mm sont autorisées, alors que chaque cellule est haute de 150 mm.

Avec les données de la bande D_1 , le rapport ξ_p passe de 84.7 % à :

$$\xi_p = (88.9 \pm 6.8) \%$$

Notons que ce gain de 5 % environ se retrouve dans toutes les données traitées par CERT.

IV.5.f.2) Sur le vertex

Dans la comparaison, en proton-antiproton, de la production inclusive de pions ou kaons, les coupures délimitant la zone d'interaction pour la reconstitution des traces (ZIA86) avaient suffi pour éliminer complètement le bruit de fond du type faisceau-parois, et le test des invariances CR et CP (avec les pions et les kaons) avaient confirmé la qualité des choix retenus. Il n'en est plus de même, par contre, pour la comparaison des productions de protons et antiprotons.

En appliquant toutes les méthodes décrites jusqu'à présent et en utilisant CERT, nous trouvons pour le rapport $\bar{p}/p$ (en $p-\bar{p}$) :

$$R_{p\bar{p}} = (51 \pm 11) \%$$

(La forme explicite du rapport R sera précisé dans le chapitre V (§ V.2.b.2)).

Ce rapport anormalement bas est en totale contradiction avec nos tests d'invariance dans les interactions fortes : nous attribuons cette anomalie à un excès de protons, créés sur de la matière environnante.

Dans l'analyse des trajectoires, les traces avant déflexion par l'aimant sont paramétrisées, dans les plans x et y, en fonction de z (axe du spectromètre à 90°) (REY84,BON85), sous la forme :

$$\begin{aligned} x &= a_x z + x_0 \\ y &= a_y z + y_0 \end{aligned} \quad (\text{IV.62})$$

N'ayant pas la possibilité de trouver le vertex avec une seule trace, nous supposons que les trajectoires sont issues du plan vertical médian $z = 0$, soient x_0 et y_0 les coordonnées dans ce plan. Les "plots" (x_0, y_0) donnés sur les Figures (VI.24 a et b) correspondent, respectivement, à la production de $\bar{p}$ et p en $p-\bar{p}$. La distribution des protons apparaît nettement plus dispersée que celle des antiprotons.

Les antiprotons étant, par hypothèse, très peu contaminés par ce bruit de fond, nous avons retenu la fenêtre (en forme de parallélogramme) tracée sur la Figure (IV.24 a), qui contient la quasi-totalité (environ 90 %) des antiprotons.

Cette même fenêtre permet le rejet des protons de bruit de fond (Figure (IV.24.b)). Nous avons vérifié qu'elle restait stable pour toutes les périodes de faisceau ($p-\bar{p}$, $p-p$, etc.).

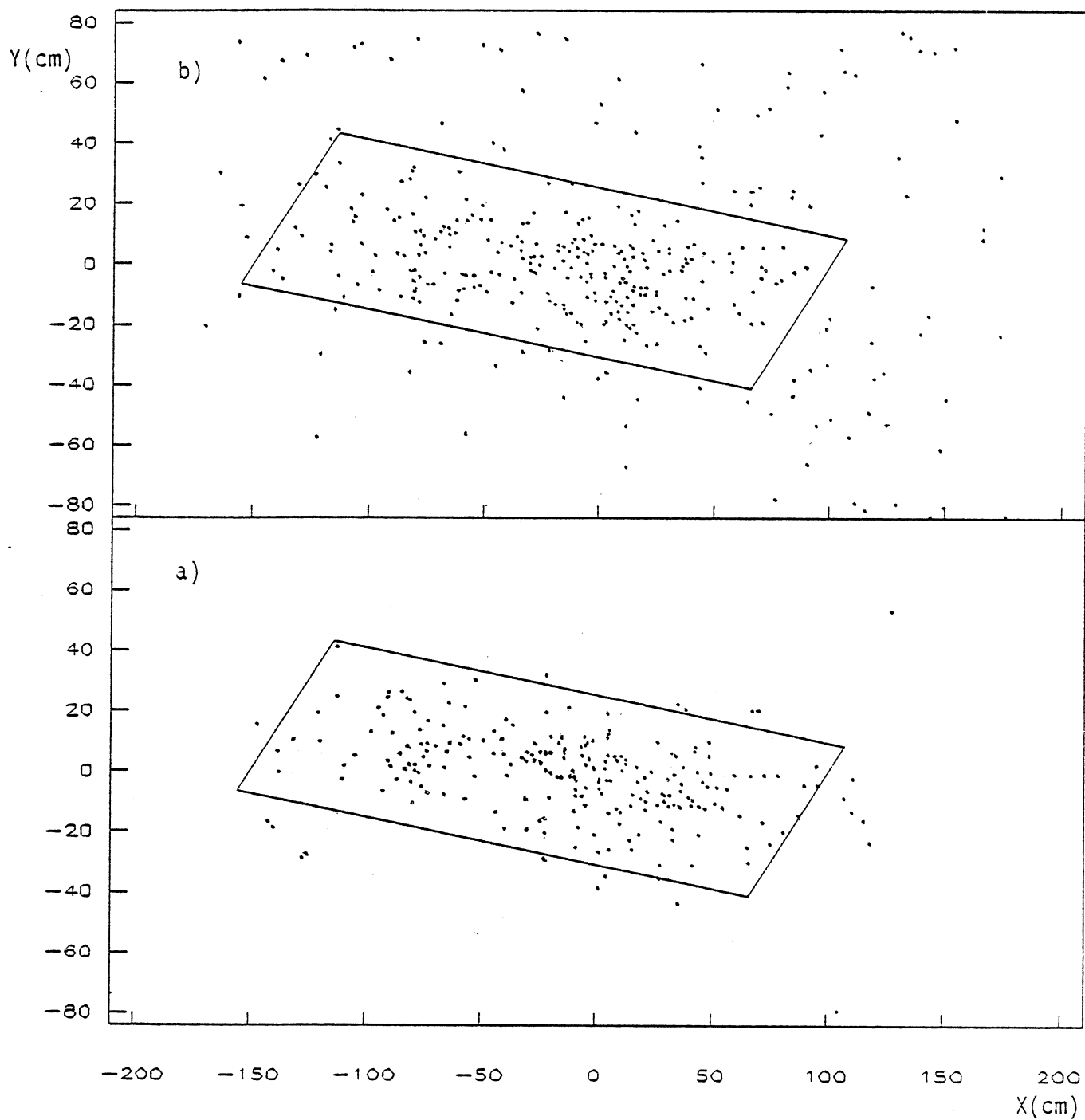


FIGURE (IV.24 a et b) - Distribution des points d'impact projetés sur le plan médian vertical de l'interaction
a) antiprotons ;
b) protons,
(La coupure "vertex" correspond au tracé du parallélogramme).

Ces coupures sur le "vertex" ne doivent jouer que sur l'information "physique", et pas du tout sur la qualité de l'identification (les protons de bruit de fond sont bien des protons), ce que nous vérifions sur les rapports R et ξ :

$$R_{p\bar{p}} = (104 \pm 11) \%$$

$$\xi_p = (87.2 \pm 6.8) \%$$

Le rapport $R_{p\bar{p}}$ devient compatible avec l'unité (ceci sera développé dans le prochain chapitre), tandis que le rapport ξ_p demeure stable.

IV.5.g) EXEMPLE D'IDENTIFICATION

Dans le chapitre V, nous ferons le bilan de l'identification des protons (et antiprotons) pour toutes les bandes traitées (voir le Tableau (V.1)).

Nous donnons seulement ici, à titre d'exemple, la sortie globale des résultats pour la bande D_1 (Tableau (IV.11.a)).

Dans la catégorie (Π, K, p) , sont regroupés tous les événements non identifiés ou éliminés par des coupures, ou même identifiés avec une triple réponse globale, après combinaison des informations CER et TOF.

Dans cet exemple, sur 4953 événements identifiés, nous avons eu :

- 3173 événements (soit 64 %), avec identification combinée ;
- 1312 événements (soit 26.5 %), avec CER(T) seul (rappelons que CER fonctionne avec Π, K et CERT avec les protons);
- 468 événements (soit 9.5 %), avec TOF seul.

Nous avons identifié en tout 599 protons et antiprotons. La suite de la sortie (Tableau (IV.11.b)), donne la répartition des particules identifiées ou non, selon leur charge, en fonction du pas en P_M , le pas étant de 0.2 GeV/c et le premier pas commençant à zéro.

1	0	AMBIGUOUS
2	2327	PIONS
3	415	PIONS - KAONS
4	580	PIONS --> PROTONS
5	666	KAONS
6	44	KAONS - PROTONS
7	599	PROTONS
8	0	ILLEGAL

TABLEAU (IV.11.a) - Sorties globales des résultats d'identification pour la bande sélectionnée D_1

Pas	Π^+	K^+	p	Π^+-K^+	K^+-p	Π^+-K^+-p	X^+	Π^-	K^-	$\bar{p}$	Π^-K^-	$K^-\bar{p}$	$\Pi^-K^-\bar{p}$	X^-
1	3	0	0	0	0	3	6	1	0	0	0	0	6	7
2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4	4	1	0	0	0	0	5	0	0	0	0	0	0	0
5	7	16	1	0	1	5	11	5	1	3	1	2	4	3
6	3	3	2	2	5	3	3	2	2	2	2	3	3	3
7	9	11	2	3	0	2	8	1	3	1	1	3	1	1
8	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
10	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
11	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
12	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
13	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
14	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
16	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
18	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
19	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

TABLEAU (IV.11.b) - Répartition des particules du Tableau (IV.11.a) en fonction de l'impulsion mesurée P_M (par pas de 0.2 GeV/c) et selon leur charge.

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

V.1 - BILAN DES ENREGISTREMENTS ET DES NOMBRES D'EVENEMENTS

Le bilan global du traitement de nos données est résumé dans le Tableau (V.1). Partant de 707 bandes magnétiques ayant enregistré les données brutes, nous obtenons, après analyse et identification complète, 4048 protons et 1954 antiprotons extraits, respectivement, des lots de particules chargées X^+ et X^- .

Le processeur TOTEM commençant à être pleinement efficace un peu en-dessous du seuil affiché, la gamme d'impulsion (P_{M1} , P_{M2}) retenue pour les particules $X^\pm$ est définie comme suit :

- P_{M1} = valeur correspondant au maximum de comptage ($P_{M1} \leq P_{TOTEM}$) ;
- $P_{M2} = P_{TOTEM} + 1.6$ (GeV/c).

Au-delà de P_{M2} , la statistique devient généralement beaucoup trop faible.

Pour certaines périodes de faisceau, le dispositif de temps de vol n'a pas toujours été opérationnel, le cas extrême étant représenté par les collisions p-p et p- $\bar{p}$, à $\sqrt{s} = 53$ GeV, où ce dispositif ne fonctionnait pas.

V.2 - PRESENTATION DES RESULTATS

V.2.a) PARAMETRE D'ASYMETRIE Δ ET AMPLITUDE RELATIVE α DE VIOLATION DE CR ET CP

La Figure (V.1) représente les deux annihilations conjuguées de charge dans les collisions p- $\bar{p}$, où X^+ et X^- sont les particules détectées.

Nous avons montré par ailleurs (ZIA86) que la comparaison des X^+ et X^- permettait de tester plutôt les invariances CR et CP, que l'invariance C seule, bien qu'il soit bien admis que les conservations de R et P sont vérifiées avec plus de certitude dans les interactions fortes.

En se plaçant à 90° (Figure (V.2)), les particules peuvent être mesurées avec le même spectromètre, et la non violation des symétries considérées impliquerait l'égalité des sections efficaces de production de X^+ et X^- dans les collisions proton-antiproton.

Le paramètre d'asymétrie Δ permet d'accéder à cette comparaison, et nous avons montré qu'il prenait la forme simple :

$$\Delta = (N^+ - R_L N^-) / (N^+ + R_L N^-) \quad (V.1)$$

Faisceaux $\sqrt{s}$ (GeV)	Seuils TOTEM (GeV/c)	Nombre de bandes	Identifications				X^+	X^-	p	$\bar{p}$
			Total	CER(T)	TOF	CER*TOF				
p-p 31	0.3-0.6-1.0 1.5-2.0	26	11268	2120	1556	7592	5177	4819	709	214
p-p 53	0.3	42	31571	31571	0	0	10594	9544	337	152
p-p 62	0.4 à 2.5 par pas de 0.3	337	55226	35101	2686	17439	22974	22444	2717	1400
$p-\bar{p}$ 53	0.3	299	13976	13976	0	0	4583	4206	131	128
p- α 66	0.6 1.0 2.0	3	2506	516	306	1684	837	842	154	60
		707	114547	83284	4548	26715	44165	41855	4048	1954

TABLEAU (V.1) - Bilan des enregistrements et des identifications

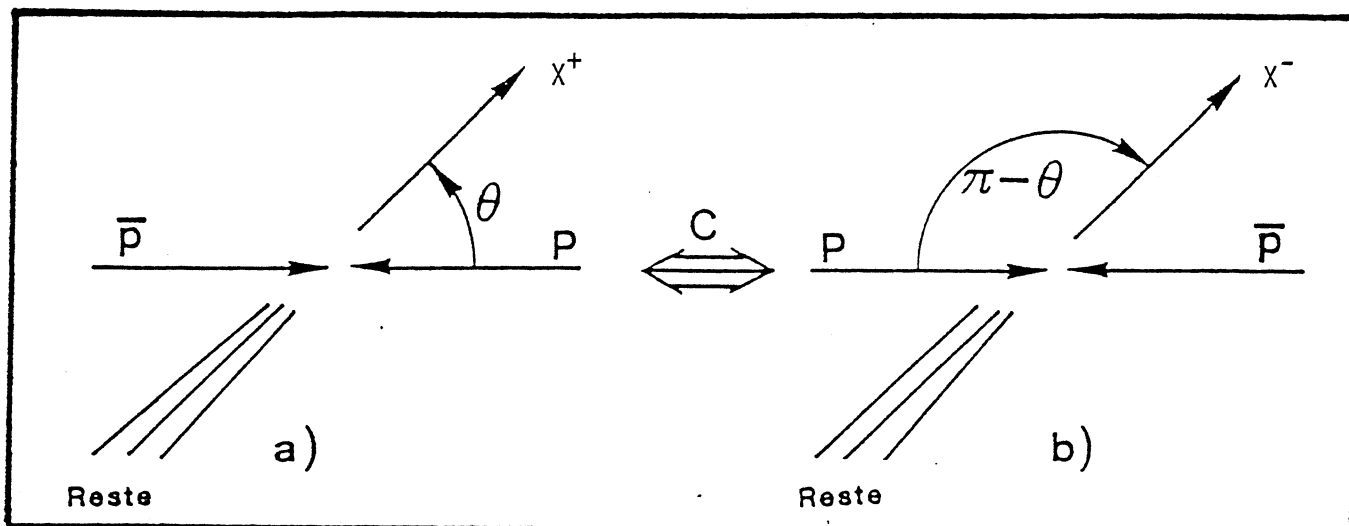


FIGURE (V.1) - Représentation de deux annihilations conjuguées de charge dans les collisions $p\text{-}\bar{p}$

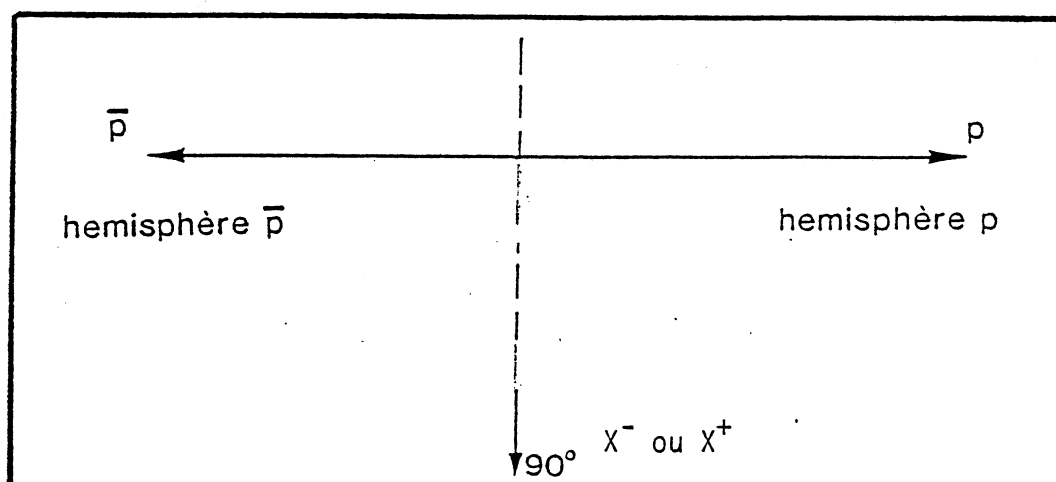


FIGURE (V.2) - Détection de X^+ ou X^- à 90° , dans les collisions $p\text{-}\bar{p}$

où $N^+(N^-)$ représente le nombre de particules de charge positive (négative) détectées à 90° . R_L est le rapport des luminosités L_+ et L_- pendant les périodes de détection, respectivement des N^+ et des N^- , déjà défini par la relation (III.7) et le Tableau (III.3). Le fait que R_L s'exprime directement à partir du rapport des moniteurs, sans avoir à passer par les luminosités intégrées, réduit les incertitudes. Ainsi, l'incertitude sur Δ ne fait intervenir que celles sur les comptages N^+ et N^- et sur R_L ,

soit :

$$\sigma_\Delta^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 \quad (V.2)$$

avec, en posant $C = R_L N^-$:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= [2C/(N^+ + C)^2] \sigma_+ \\ \sigma_2 &= [2N^+ R_L / (N^+ + C)^2] \sigma_- \\ \sigma_3 &= [2N^+ N^- / (N^+ + C)^2] \sigma_{R_L} \end{aligned} \quad (V.3)$$

où σ_+ et σ_- sont les erreurs statistiques sur N^+ et N^- , et σ_{R_L} l'incertitude sur R_L .

L'amplitude relative de violation α , définie comme le rapport de l'amplitude violant la conservation de CR et CP sur celle respectant cette conservation, s'exprime directement à partir de Δ par (ZIA86) :

$$\alpha = |\Delta|/2 \quad (V.4)$$

V.2.b) RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES

V.2.b.1) Sections efficaces invariantes en fonction de P_T

La section efficace différentielle $E_\ell (d^3\sigma/dP_\ell^3)$ de production d'une particule ℓ quelconque, où les quantités E_ℓ et P_ℓ sont relatives à ℓ , est un invariant relativiste (que nous noterons (ℓ)).

Exprimée en fonction de quantités mesurées dans le système du laboratoire, nous pouvons écrire (ZIA86) :

$$(\ell) \equiv E_\ell \frac{d^3\sigma}{dP_\ell^3} = k \frac{E_0}{p_0^2} \frac{\Delta N / \Delta P_0}{A_\ell} \quad (V.5)$$

où k est un facteur de normalisation qui tient compte, entre autres choses, de la luminosité, et qui sera éliminé par la suite.

$\Delta N / \Delta P_0$ représente le nombre de particules ℓ détectées à l'impulsion P_0 et dans le pas ΔP_0 , et A_ℓ désigne l'acceptance pour ℓ .

V.2.b.2) Définition des rapports $\rho^\pm$, R et Y

Les rapports qui vont servir dans l'analyse de nos résultats sont définis à partir des sections efficaces invariantes exprimées pour la même impulsion transverse P_T : celle des protons (ou antiprotons) identifiés $(p)_{id}$ (ou $(\bar{p})_{id}$) :

$$\begin{aligned}\rho^+ &= \frac{(p)_{id}}{X^+} \\ \rho^- &= \frac{(\bar{p})_{id}}{X^-}\end{aligned}\tag{V.6}$$

$$\text{avec } (X^\pm) = (\pi^\pm) + (K^\pm) + (p^\pm)\tag{V.7}$$

$$R = (\rho^-) / (\rho^+)\tag{V.8}$$

$$Y = (X^-) / (X^+)\tag{V.9}$$

Pour calculer $(p)_{id}$ et $(\bar{p})_{id}$, nous écrivons, en omettant la référence à la charge des particules :

$$\Delta N / \Delta p_0 = N_p (1 + f_1) (1 + f_2)\tag{V.10}$$

où N_p représente le nombre de protons identifiés et :

- f_1 : la fraction de "bons" protons éliminés par la coupure dans CERT (lorsque cette méthode est utilisée) ;
- f_2 : la fraction non identifiée.

Pour évaluer f_1 , nous admettons que le nombre de protons perdus par l'utilisation de CER(T) a deux sources :

- des "bons" protons éliminés par CERT, soit ΔY_a ,
- des "bons" protons présents dans les catégories (π, K) de CER(T), soit ΔY_b .

Comme nous l'avons déjà supposé précédemment, nous qualifions de "bonnes" particules celles identifiées par les méthodes TOF ou CER*TOF,

d'où l'hypothèse que le nombre total ΔY de protons perdus est égal aux corrections ΔY_a et ΔY_b , pondérées par les populations respectives CER(T) et (TOF, CER*TOF), soit :

$$\Delta Y = W(\sqrt{s})(\Delta Y_a + \Delta Y_b) \quad (V.11)$$

avec :

$$W(\sqrt{s}) = (CER(T))/(CER(T) + TOF + CER*TOF) \quad (V.12)$$

Les quantités figurant dans (V.12) représentent les populations données dans le Tableau (V.1).

Pour calculer ΔY_a , nous avons sélectionné, grâce à CER*TOF, des bons protons issus de différentes prises de données. Le pourcentage de ces protons éliminés par la coupure CERT est :

$$\Delta Y_a = (11.2 \pm 5.0)\%$$

Pour calculer ΔY_b , nous avons sélectionné les catégories Π , K et Π -K grâce à CER(T). Le pourcentage de protons identifiés par TOF est :

$$\Delta Y_b = (6.0 \pm 3.2)\%$$

Le Tableau (V.2) donne, pour les différentes valeurs de $\sqrt{s}$, les poids $W(\sqrt{s})$ et la valeur finale du coefficient f_1 .

Les erreurs systématiques résiduelles proviennent essentiellement des incertitudes sur ΔY_a et ΔY_b .

$\sqrt{s}$ (GeV)	W (%)	f_1	σ_{f_1}
31	18.8	0.032	0.012
53	100.0	0.17	0.06
62	63.6	0.108	0.038
66	20.6	0.035	0.013

TABLEAU (V.2) - Estimation des facteurs f_1
et des erreurs systématiques résiduelles

Pour évaluer f_2 , considérant que nous voulons seulement séparer les protons des autres particules, nous supposons que les répartitions des protons sont les mêmes parmi :

- les particules identifiées, classées dans les catégories Π , Π -K, K, p ;
- les particules non identifiées, classées dans les catégories K-p et Π -K-p.

Il est alors facile de démontrer :

$$f_2 = (N_{K-p} + N_{\Pi-K-p}) / (N_{\Pi} + N_{\Pi-K} + N_K + N_p) \quad (V.13)$$

Pour une bande magnétique donnée, les conditions d'enregistrement sont les mêmes pour tous les événements (même répartition des différentes méthodes d'identification), ce qui permet d'évaluer f_2 , par pas d'impulsion et par bande. Notons que les différents comptages qui apparaissent dans l'expression de f_2 sont évalués pour la même valeur de P_M .

En ce qui concerne les sections efficaces (X), nous ne pouvons pas identifier toutes les particules Π et K sur la même gamme de mesure que les protons, aussi nous estimons les sections efficaces (V.7) en combinant nos calculs d'acceptance par Monte Carlo (présentés dans le (§ III.3)) et des lissages de toutes les données publiées (voir Appendice A4), en tenant compte dans les simulations :

- des transformations cinématiques ($P_{M_\ell} \rightarrow P_{O_\ell} \rightarrow P_T$) décrites dans le (§ III.4), propres à chaque particule ;
- d'une normalisation globale à partir de nos comptages sur les X .

V.2.c) INCERTITUDES

Les incertitudes systématiques ont été présentées dans un travail précédent (ZIA86) :

- dissymétrie due à la polarité de l'aimant ;
- dissymétries haut/bas et gauche/droite du spectromètre ;
- contamination par les électrons ;
- coïncidences fortuites ;
- effets d'acceptance ;
- bruit de fond.

La plupart de ces causes d'erreurs restent négligeables. Nous avons réexaminé certaines d'entre elles, plus sensibles dans le cas de la mesure de protons, à savoir : les effets d'acceptance, les bruits de

fond, plus la répartition des particules selon les lissages modifiés présentés dans l'Appendice (A4). Il est important de souligner que l'utilisation des rapports de sections efficaces $\rho^\pm$, R ,... réduit encore plus ces erreurs, et nous allons voir que les erreurs systématiques résiduelles sont très faibles et entièrement dominées par les incertitudes statistiques.

V.2.c.1) Acceptance

L'acceptance de l'appareillage pour chaque particule apparaît, en combinant les formules (V.5), (V.6), (V.7)... sous la forme :

$$\rho = \frac{\dots / A_p}{\dots / A_{II} + \dots / A_K + \dots / A_p} \quad (V.14)$$

Puisque A_p apparaît, à la fois, dans le numérateur et le dénominateur de ρ , et que A_{II} et A_K ont des ordres de grandeur voisins, il est prévisible que l'influence des acceptances va être faible.

A partir de deux bandes de données, couvrant la totalité de la gamme P_M mesurée, nous avons étudié les fluctuations de ρ dans les deux cas limites suivants :

- a) $A_p + 1$ écart-type, (A_{II} et A_K) - 1 écart-type ;
- b) $A_p - 1$ écart-type, (A_{II} et A_K) + 1 écart-type.

(Les écarts-standards indiqués ici sont ceux de nos lissages).
d'acceptance pour chaque impulsion étudiée (voir Figure (III.4) pour les protons, par exemple).

Le Tableau (V.3) donne les résultats pour les rapports ρ^+ et ρ^- en fonction de P_M .

L'incertitude systématique moyenne est égale à :

$$\langle \sigma_{SA} \rangle = (1.33 \pm 0.37)\%$$

P_M (GeV/c)	$\sigma_{SA}(p)$ %	$\sigma_{SA}(\bar{p})$ %	Bandes
0.9	2.16	2.27	Seuil $P_S = 0.3$ (GeV/c)
1.5	1.38	1.46	
1.9	1.29	1.37	
1.5	1.38	1.46	Seuil $P_S = 2$ (GeV/c)
1.9	1.30	1.37	
2.5	1.24	1.27	
2.9	1.13	1.14	
3.5	1.00	1.00	
3.9	0.9	0.9	
$< \sigma_{SA} > \%$	1.31	1.36	
1.33 $\pm$ 0.37			

TABLEAU (V.3) - Incertitudes systématiques sur le calcul de ρ^+ et ρ^- , dues aux calculs d'acceptance

V.2.c.2) Bruits de fond

Contrairement aux données en Π , celles en p (surtout) et $\bar{p}$ sont très sensibles aux bruits de fond du type faisceau-parois. Comme nous l'avons montré (§ IV.5.f.2), la coupure sur le vertex rend négligeable ces bruits de fond.

V.2.c.3) Utilisation de la méthode CERT

Le Tableau (V.2) donne les erreurs systématiques résiduelles, en fonction de $\sqrt{s}$, liées à la perte de protons par la méthode CERT. Ces incertitudes varient de 1.2 à 6 %.

V.2.c.4) Répartition des particules dans $X^\pm$

Nous avons calculé $\rho^\pm$, en modifiant le facteur N du lissage (A.4.1), dans l'intervalle ± 3 écarts-types, pour p et $\bar{p}$. Grâce à la normalisation de la simulation par rapport à nos comptages réels $X^\pm$, les fluctuations correspondantes de $\rho^\pm$ demeurent très faibles, soit $(3.1 \pm 2.6) \cdot 10^{-4}$. Nous pouvons donc considérer que l'incertitude relative liée à la répartition est inférieure à $6 \cdot 10^{-4}$.

V.2.c.5) Incertitudes globales

En combinant quadratiquement toutes les incertitudes systématiques résiduelles précédentes, nous obtenons les erreurs systématiques globales présentées dans le Tableau (V.4), en fonction de $\sqrt{s}$.

$\sqrt{s}$ (GeV/c)	σ_s (%)
31	2.9
53	6.6
62	4.7
66	3.0

TABEAU (V.4) - Incertitudes systématiques globales sur $\rho^\pm$,
en fonction de $\sqrt{s}$

Les incertitudes systématiques globales varient de 2.9 à 6.6 %, selon les valeurs de $\sqrt{s}$: elles ne seront pas introduites dans les calculs de moyennes pondérées entre les différentes prises de données, mais signalées lors de la présentation des résultats.

Les incertitudes statistiques sont liées aux comptages, par pas d'impulsion, des protons et particules chargées ; elles interviennent directement (N_p et N_X , par exemple) ou indirectement (facteur f_2).

V.3 - TEST COMPLEMENTAIRE DES INVARIANCES CR ET CP DANS LES COLLISIONS p- $\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 53$ GeV

Comme nous l'avons déjà signalé (§ V.2.a), la grandeur la plus précise et la plus sensible à notre test est le paramètre d'asymétrie Δ défini par la relation (V.1). Cependant, la mesure préalable du rapport R (relation (V.8)) est également intéressante, car nous pouvons la comparer aux autres résultats inclusifs en p-p et p- α .

Les données issues des collisions p-p et p- $\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 53$ GeV ont été enregistrées en alternant la polarité du champ de l'aimant, ce qui donne la possibilité de comparer des taux de particules de charges opposées déviées vers la même partie (haute pour $\epsilon = 1$, ou basse pour $\epsilon = -1$) du spectromètre (§ III.7.a), et offre de nombreux avantages allant dans le sens de la réduction des incertitudes systématiques (ZIA86) : nous ne considérerons, dans ce paragraphe, que les erreurs statistiques. Il en résulte que les grandeurs étudiées seront, au moins dans un premier temps, considérées comme fonction de ϵ , soit $R(\epsilon)$ et $\Delta(\epsilon)$.

V.3.a) RAPPORTS R ET Y

Le rapport R peut être donné, par application directe de l'équation (V.8), en supposant simplement que dans les collisions p- $\bar{p}$ la répartition des ($X^\pm$) (équation (V.7)) est celle obtenue dans les collisions p-p, soit $R_1(\epsilon)$ le rapport ainsi mesuré.

La grandeur R peut également être directement évaluée, sans faire référence aux sections efficaces invariantes ($X^\pm$), comme rapport $(\bar{p})/(p)$, en remplaçant dans (V.5) l'acceptance par la luminosité. Dans ce cas, nous obtenons :

$$R_2(\epsilon = 1) = R_L (N_{\bar{p}}/N_p) \quad (V.15)$$

$$R_2(\epsilon = -1) = (1/R_L) (N_{\bar{p}}/N_p)$$

où R_L est la luminosité relative moyenne donnée dans le Tableau (III.3).

Il faut noter qu'ici les facteurs de la formule (V.10) n'interviennent plus.

Dans chaque approche (R_1 et R_2), les valeurs obtenues pour les deux valeurs opposées de ϵ , et pour un pas en impulsion donné, sont statistiquement compatibles, ce qui nous a permis de calculer les moyennes pondérées sur les deux mesures.

Les valeurs finales de R_1 et R_2 sont portées dans le Tableau (V.5) en fonction de P_T , dans l'intervalle $0.99 \leq P_T \leq 2.54$ GeV/c.

P_T GeV/c	R_1	R_2	$\langle R \rangle$
1.10	1.63 ± 1.48	1.36 ± 1.24	1.47 ± 0.95
1.32	1.04 ± 0.25	1.05 ± 0.24	1.04 ± 0.18
1.54	0.96 ± 0.30	1.02 ± 0.30	0.99 ± 0.21
1.76	1.12 ± 0.42	1.37 ± 0.47	1.23 ± 0.31
1.98	1.48 ± 0.84	1.66 ± 0.88	1.57 ± 0.61
2.20	0.57 ± 0.43	0.97 ± 0.62	0.70 ± 0.35
2.43		0.99 ± 0.99	0.99 ± 0.99
Moyenne pondérée	0.988 ± 0.158	1.098 ± 0.161	1.041 ± 0.113

TABEAU (V.5) - Valeurs des rapports R_1 et R_2 et moyennes pondérées en fonction de P_T et calcul global en $p\bar{p}$

Compte-tenu des incertitudes, tout est compatible avec l'unité, d'où les moyennes pondérées sur tout l'intervalle de mesure également données dans ce tableau. Les valeurs moyennes sont également données par pas ($R(P_T)$).

Retenons la moyenne finale :

$$R_{p\bar{p}} = 1.04 \pm 0.11$$

Les valeurs de la troisième colonne du Tableau (V.5) sont comparées sur la Figure (V.3.b) à celles obtenues de la même façon dans les collisions $p-p$ à la même énergie (Figure (V.3.a)). Notons simplement les comportements très différents des processus des productions en $p-p$ et $p\bar{p}$ avec $R_{pp} \leq 0.5$.

Ce que nous venons de réaliser avec les productions de p et $\bar{p}$, nous pouvons également le pratiquer avec les productions de X^+ et X^- . Dans ce cas, nous utilisons les formules (V.15), en remplaçant $N_{\bar{p}}$ et N_p , respectivement, par N_{X^-} et N_{X^+} , ce qui revient à utiliser la grandeur

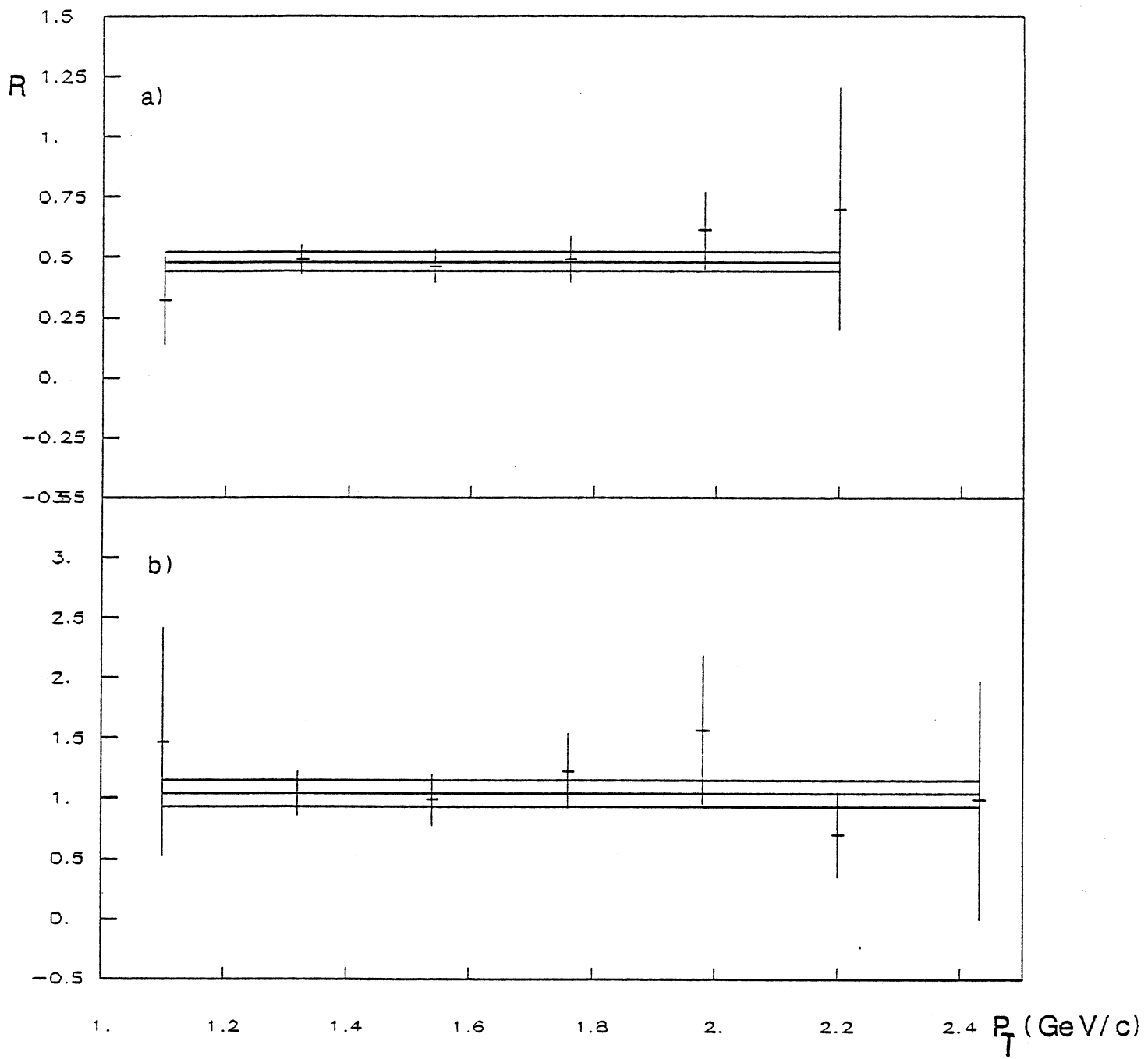


FIGURE (V.3 a et b) - Comparaison du rapport R en fonction de P_T dans les collisions

a) p - p

b) p - $\bar{p}$

Y définie par (V.9). Là encore, il est possible de calculer les moyennes pondérées de $Y(\epsilon)$ pour les valeurs opposées de ϵ . Les résultats sont rassemblés dans le Tableau (V.6), pour un intervalle en P_T beaucoup plus grand que précédemment : $0.30 \leq P_T \leq 2.995$ (GeV/c). Sur toute cette gamme d'étude, le rapport $Y(P_T)$ est proche de l'unité, d'où la moyenne pondérée globale :

$$Y_{p\bar{p}} = 1.004 \pm 0.045$$

L'évolution de Y avec P_T est montrée sur la Figure (V.4.b), avec une comparaison avec les mêmes données en p-p (Figure (V.4.a), et Tableau (V.6)).

Nous constatons que l'écart vis-à-vis de l'unité, dans les collisions p-p, est un peu moins marqué pour la comparaison X^-/X^+ (~ 0.8) que pour la comparaison $\bar{p}/p$ (~ 0.5).

V.3.b) RAPPORT Δ ET AMPLITUDE RELATIVE α

L'application de la formule (V.1) donnant Δ peut être globale pour tout le spectre de P_T étudié ou par pas d'impulsion.

Dans la comparaison $\bar{p}/p$, avec $0.99 \leq P_T \leq 2.765$ GeV/c, le résultat de la méthode globale, après une moyenne pondérée des $\Delta(\epsilon)$, est la suivante :

$$\Delta(\bar{p}-p)_{\text{globale}} = (0.34 \pm 6.00)\%$$

Les valeurs individuelles de $\Delta(P_T)$ sont rassemblées dans le Tableau (V.7), et portées sur la Figure (V.5.a) (où chaque résultat est représenté avec son intervalle en P_T).

La moyenne pondérée sur tout l'intervalle est :

$$\Delta_{\text{pas}}(\bar{p}/p) = (-2 \pm 6)\%$$

La comparaison X^-/X^+ par pas est possible dans un intervalle plus grand, $0.30 \leq P_T \leq 2.88$ GeV/c. Les valeurs sont également données dans le Tableau (V.7), et la Figure (V.5.b), avec une moyenne pondérée sur tout le spectre égale à :

$$\Delta_{\text{pas}}(X^-/X^+) = (-0.14 \pm 1.81)\%$$

P_T (GeV/c)	$Y (p-\bar{p})$	$Y (p-p)$
0.46	0.98 ± 0.08	0.99 ± 0.04
0.67	0.92 ± 0.11	0.94 ± 0.03
0.88	0.87 ± 0.06	0.89 ± 0.03
1.10	0.94 ± 0.14	0.89 ± 0.03
1.32	0.97 ± 0.07	0.81 ± 0.05
1.54	1.03 ± 0.10	0.78 ± 0.05
1.76	1.15 ± 0.14	0.76 ± 0.06
1.98	1.18 ± 0.23	0.95 ± 0.10
2.20	0.84 ± 0.28	0.72 ± 0.10
2.43	0.95 ± 0.28	0.72 ± 0.12
2.65	1.19 ± 0.46	0.51 ± 0.15
2.88	1.42 ± 0.72	0.78 ± 0.21
Moyenne pondérée	1.004 ± 0.045	0.824 ± 0.028

TABEAU (V.6) - Variation, en fonction de P_T des rapports Y dans les collisions $p-\bar{p}$ et $p-p$ et moyennes pondérées

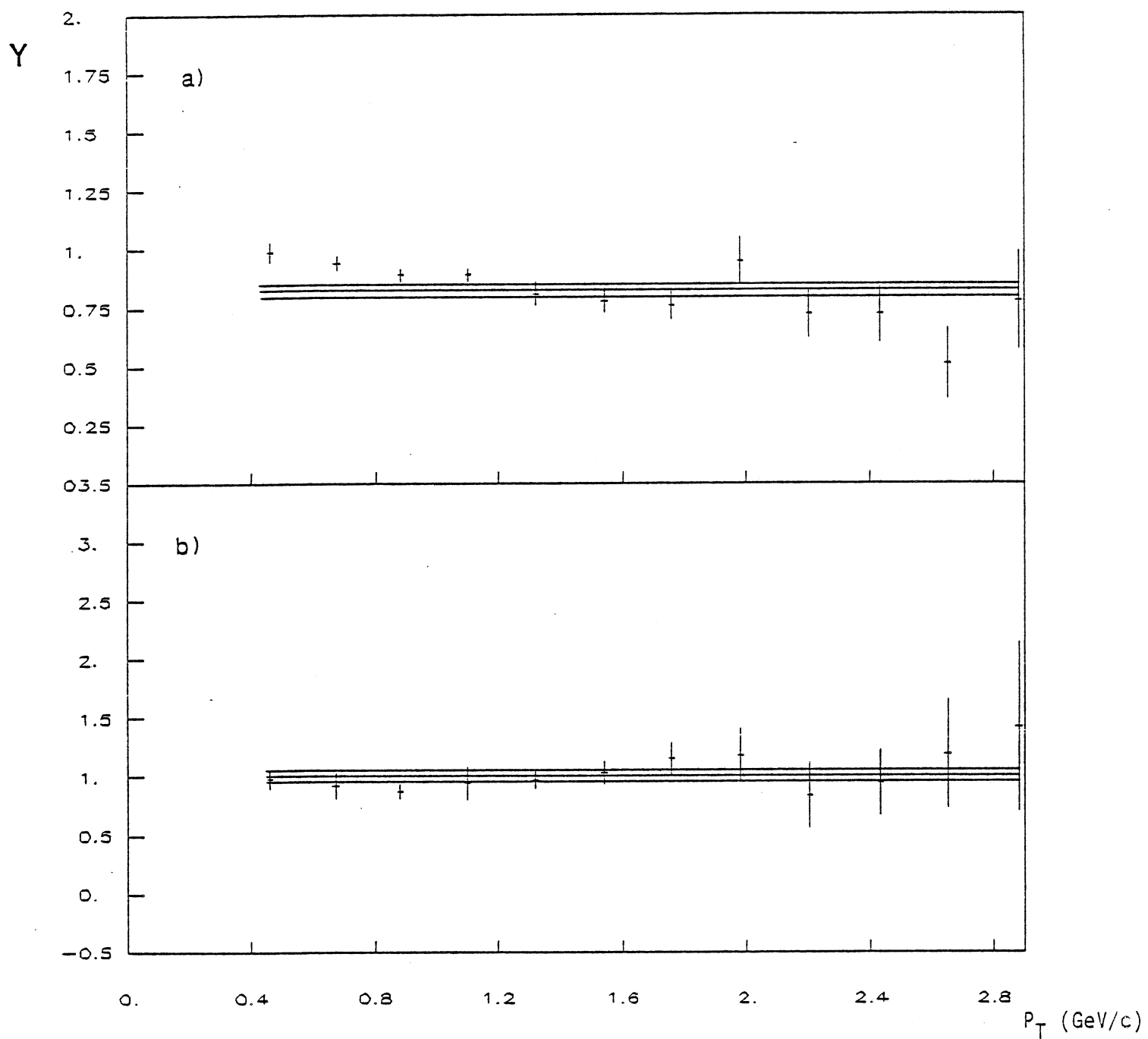


FIGURE (V.4 a et b) - Evolution de Y avec P_T dans les collisions

a) p-p ;

b) p-p-bar.

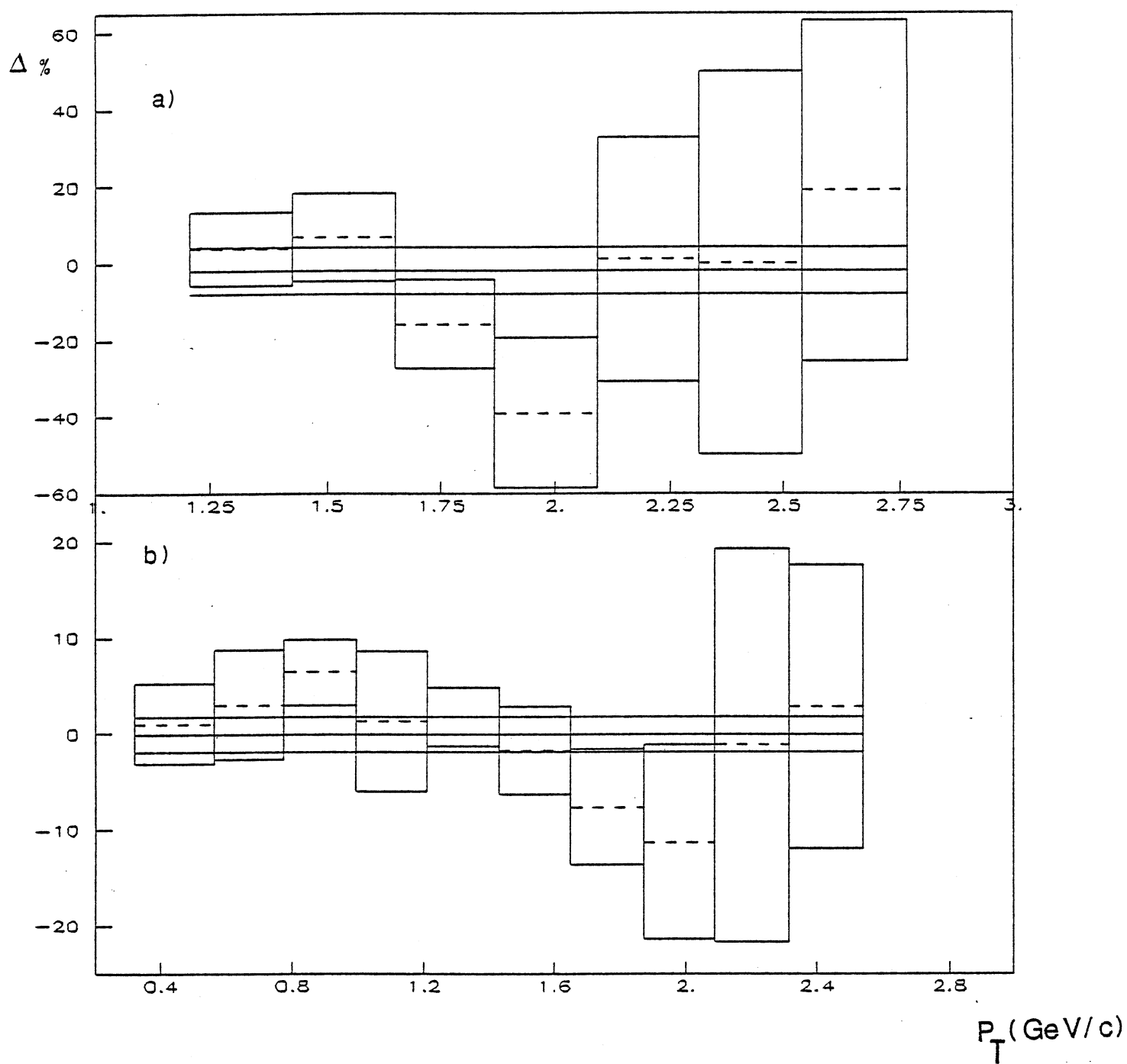


FIGURE (V.5 a et b) - Evolution du paramètre d'asymétrie Δ en fonction de P_T pour :

- a) les protons ;
- b) les particules chargées X

P_T GeV/c	$\Delta_{pas} (\bar{p}/p)$	$\Delta_{pas} (X^-/X^+)$
0.46	/	1.01 ± 4.26
0.67	/	2.98 ± 5.66
0.88	/	6.37 ± 3.37
1.10	$- 15.16 \pm 44.60$	1.23 ± 7.33
1.32	3.70 ± 9.50	1.73 ± 3.05
1.54	6.90 ± 11.50	$- 1.79 \pm 4.55$
1.76	$- 15.89 \pm 11.66$	$- 7.67 \pm 5.98$
1.98	$- 39.08 \pm 19.68$	$- 11.31 \pm 10.11$
2.20	1.00 ± 31.55	$- 1.21 \pm 20.49$
2.43	0.00 ± 49.88	2.84 ± 14.75
2.65	18.95 ± 44.33	54.23 ± 44.68
Moyenne pondérée	$- 2.00 \pm 6.00$	$- 0.14 \pm 1.81$

TABLEAU (V.7) - Valeur du paramètre d'asymétrie $\Delta(P_T)$, pour les comparaisons $\bar{p}/p$ et X^-/X^+ et moyennes pondérées dans les collisions $p-\bar{p}$.

A partir de toutes ces valeurs de Δ , nous pouvons exprimer l'amplitude relative de violation α , grâce à la formule (V.4). Les résultats sont donnés dans le Tableau (V.8), avec un rappel de notre analyse précédente pour les comparaisons π^-/π^+ et K^-/K^+ (ZIA86).

Particule	π	K	$p(Globale)$	$p(P_T)$	π, K, p	X
$\alpha\%$	0.25 ± 3	15 ± 29	1.7 ± 30	10 ± 30	0.42 ± 2.97	0.7 ± 9

TABLEAU (V.8) - Résultats sur les amplitudes relatives de violation de CR et CP

Pour avoir une vue générale des tests d'invariance CR et CP pour la production des particules $\Pi^\pm$, $K^\pm$ et $p^\pm$, nous avons tracé l'idéogramme (ZIA86) et calculé la moyenne pondérée, à partir des résultats Π , K et p (méthode globale).

L'idéogramme (Figure (V.6)) est unimodal et fortement piqué au voisinage de la moyenne pondérée générale :

$$\alpha_{\Pi,K,p} = (0.4 \pm 3.0)\%$$

Sur la Figure (V.6), les trois valeurs qui ont servi au calcul de moyenne sont représentées par les trois intervalles du bas et, au-dessus, celles pour la comparaison X^-/X^+ et $\bar{p}/p$ par pas.

Il y a un excellent accord entre $\alpha_{\Pi,K,p}$ (ci-dessus) et $\alpha_X = (0.7 \pm 9)\%$.

V.4 - RAPPORTS DES TAUX INCLUSIFS $\rho^\pm$ ET R

Dans cette partie, nous allons présenter nos résultats et commenter leur évolution en fonction des paramètres cinématiques P_T et $\sqrt{s}$, sans pour cela apporter des interprétations physiques : celles-ci seront données dans le chapitre VI, au moment de la confrontation de nos résultats avec ceux issus d'autres expériences et avec des modèles théoriques fondés sur Q.C.D..

V.4.a) DANS LES COLLISIONS p-p

Les seuils ajustables sur le processeur TOTEM ont permis de couvrir un intervalle d'étude en P_T assez étendu, notamment pour $\sqrt{s} = 62$ GeV où nous avons $0.77 \leq P_T \leq 4.35$ (GeV/c).

Pour une énergie $\sqrt{s}$ donnée, il y a toujours recouvrement entre les mesures pour un pas en P_T donné, ce qui nous a permis d'effectuer des moyennes pondérées (toujours par les erreurs statistiques).

Dans les tableaux de résultats, nous rappelons généralement les incertitudes systématiques déjà données dans le Tableau (V.4).

Les résultats pour le rapport ρ^- sont donnés dans le Tableau (V.9), en fonction de P_T et $\sqrt{s}$. Les erreurs statistiques, pour les régions les mieux étudiées (surtout pour $\sqrt{s} = 62$ GeV) sont voisines de 10 %. Les valeurs correspondantes sont portées sur la Figure (V.7).

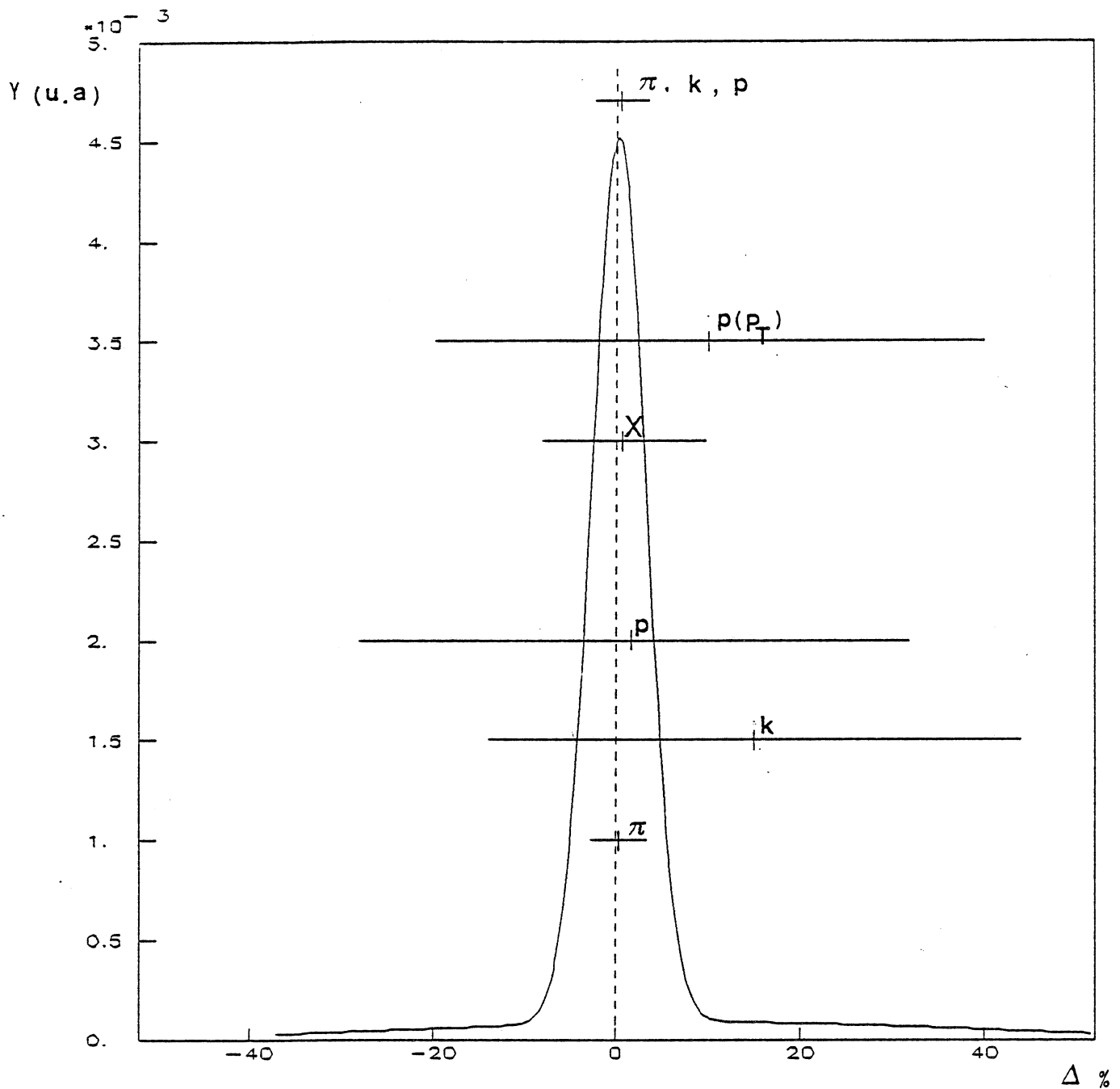


FIGURE (V.6) - Idéogramme rassemblant les trois mesures de Δ ($\Delta(\Pi)$, $\Delta(K)$, $\Delta(p)$), leur moyenne pondérée $\Delta(\Pi, K, p)$ et valeurs de $\Delta(p)$ par pas et $\Delta(x)$ pour comparaison.

ρ^-

	$\sqrt{s} = 31 GeV$	$\sqrt{s} = 53 GeV$	$\sqrt{s} = 62 GeV$
$P_T (GeV/c)$	($sys = 2.9\%$)	($sys = 6.6\%$)	($sys = 4.7\%$)
0.88			0.026 ± 0.005
1.10	0.045 ± 0.010		0.05 ± 0.009
1.32	0.064 ± 0.012	0.079 ± 0.012	0.071 ± 0.007
1.54	0.081 ± 0.016	0.099 ± 0.016	0.090 ± 0.007
1.76	0.082 ± 0.029	0.083 ± 0.028	0.093 ± 0.007
1.98	0.072 ± 0.035	0.121 ± 0.039	0.082 ± 0.010
2.20	0.089 ± 0.029	0.128 ± 0.059	0.103 ± 0.012
2.43	0.086 ± 0.052		0.151 ± 0.014
2.65			0.12 ± 0.015
2.88			0.138 ± 0.029
3.10			0.104 ± 0.019
3.33			0.134 ± 0.024
3.55			0.142 ± 0.032
3.78			0.073 ± 0.044
4.01			0.079 ± 0.066
4.24			0.122 ± 0.067

TABLEAU (V.9) - Evolution de ρ^- en fonction de P_T et $\sqrt{s}$, avec les erreurs systématiques (sys) pour chaque énergie de collision.

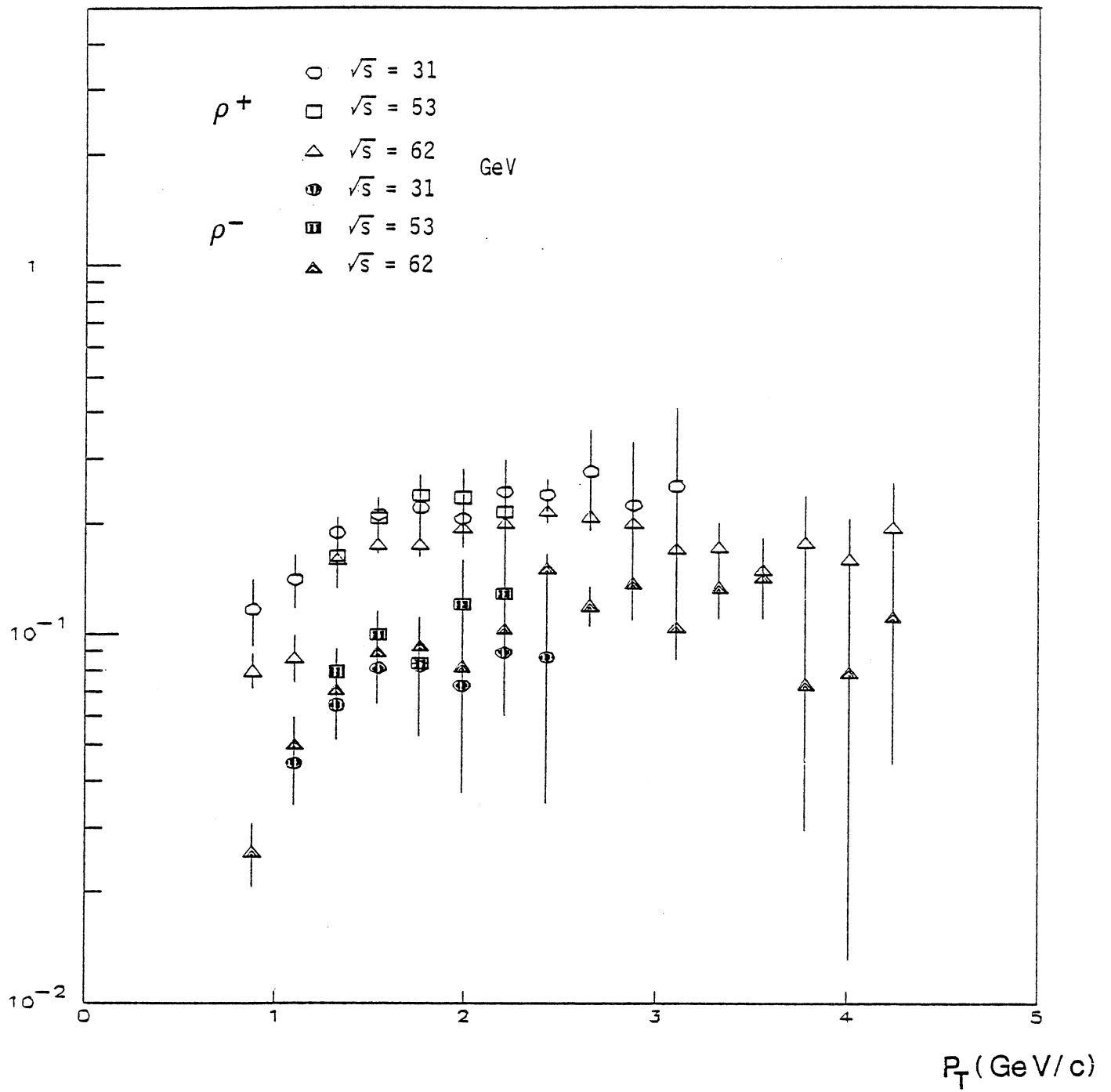


FIGURE (V.7) - Evolution de ρ^+ et ρ^- en fonction de P_T pour les trois énergies de collision.

Nous constatons que, les bas P_T mis à part ($P_T \lesssim 1.3$ GeV/c), le rapport ρ^- évolue peu en fonction de P_T et $\sqrt{s}$.

Les valeurs du rapport ρ^+ font l'objet du Tableau (V.10) et de la même Figure (V.7). Les incertitudes statistiques sont plus faibles que pour ρ^- , pour l'ensemble des mesures. L'évolution avec P_T et $\sqrt{s}$ est un peu plus marquée avec, semble-t-il, un maximum vers $P_T \sim (2.2 \pm 0.4)$ GeV/c, et une diminution lorsque $\sqrt{s}$ augmente, pour un P_T donné.

Si nous comparons ρ^- et ρ^+ , nous remarquons, sur la Figure (V.7), que les valeurs de ρ^+ sont toujours supérieures à celles de ρ^- , ce que montre clairement le rapport R de ces deux grandeurs, en fonction de P_T et $\sqrt{s}$, dans le Tableau (V.11) et la Figure (V.8). Ce rapport toujours inférieur à l'unité, reflète l'excès de protons par rapport aux antiprotons. Vis-à-vis de P_T , l'évolution de R est assez peu marquée ; par contre, l'énergie $\sqrt{s}$ influe beaucoup sur ce rapport, ce qui apparaît dans le Tableau (V.12) et la Figure (V.9.a), où nous avons porté les moyennes pondérées de R dans l'intervalle commun $1.21 \leq P_T \leq 2.35$ (GeV/c) : ainsi R augmente avec $\sqrt{s}$, ce qui signifie que l'excès de protons se réduit. Le Tableau (V.12) donne également les valeurs moyennes de ρ^- et de ρ^+ , sur le même intervalle en P_T , et les Figures (V.9 b et c), l'évolution de ce R moyen avec $\sqrt{s}$ pour, respectivement, les rapports ρ^- et ρ^+ .

Sur la Figure (V.9.b), nous montrons qu'il est possible de considérer ρ^- comme constant entre 31 et 62 GeV, soit :

$$\langle \rho^- \rangle = (8.4 \pm 0.4)\%$$

Il n'en est pas de même sur la Figure (V.9.c), où ρ^+ varie avec $\sqrt{s}$. Ainsi, puisque ρ^- est peu sensible à P_T et $\sqrt{s}$, nous pouvons dire que la grandeur ρ^+ , qui fait référence à des taux de particules de même charge, présente les avantages d'être la plus accessible expérimentalement et d'évoluer avec les variables cinématiques P_T et $\sqrt{s}$.

Le rapport R, bien que plus parlant, est plus sensible aux incertitudes systématiques.

Sur la Figure (V.10), nous montrons que R varie aussi avec la variable de Feynman x_T , et que celle-ci n'élimine pas l'influence de $\sqrt{s}$.

ρ^+

	$\sqrt{s} = 31\text{GeV}$	$\sqrt{s} = 53\text{GeV}$	$\sqrt{s} = 62\text{GeV}$
$P_T(\text{GeV}/c)$	($sys = 2.9\%$)	($sys = 6.6\%$)	($sys = 4.7\%$)
0.88	0.177 ± 0.024		0.08 ± 0.01
1.10	0.140 ± 0.023		0.087 ± 0.013
1.32	0.188 ± 0.019	0.154 ± 0.030	0.159 ± 0.012
1.54	0.211 ± 0.023	0.206 ± 0.022	0.176 ± 0.011
1.76	0.220 ± 0.040	0.238 ± 0.033	0.176 ± 0.014
1.98	0.205 ± 0.034	0.234 ± 0.047	0.195 ± 0.017
2.20	0.243 ± 0.054	0.215 ± 0.078	0.200 ± 0.029
2.43	0.238 ± 0.024		0.216 ± 0.016
2.65	0.276 ± 0.084		0.209 ± 0.018
2.88	0.223 ± 0.110		0.200 ± 0.033
3.10	0.251 ± 0.159		0.171 ± 0.024
3.33			0.172 ± 0.028
3.55			0.150 ± 0.031
3.78			0.177 ± 0.060
4.01			0.160 ± 0.046
4.24			0.194 ± 0.062

TABEAU (V.10) - Evolution de ρ^+ en fonction de P_T et $\sqrt{s}$ (avec mention des erreurs systématiques).

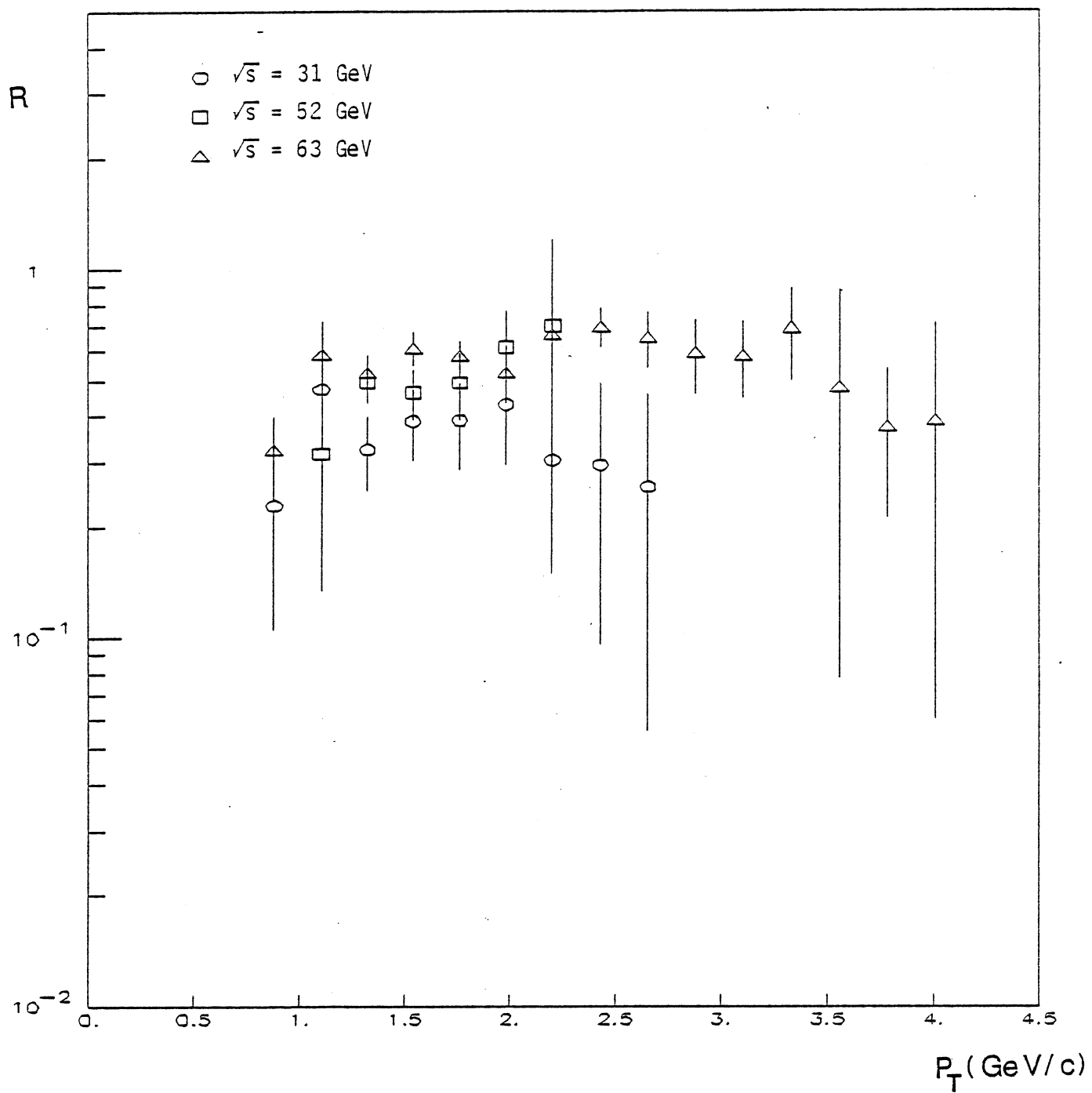


FIGURE (V.8) - Evolution du rapport R en fonction de P_T de $\sqrt{s}$

R

$P_T (GeV/c)$	$\sqrt{s} = 31 GeV$	$\sqrt{s} = 53 GeV$	$\sqrt{s} = 62 GeV$
0.88	0.228 ± 0.123		0.324 ± 0.074
1.10	0.472 ± 0.140	0.315 ± 0.182	0.587 ± 0.132
1.32	0.324 ± 0.075	0.491 ± 0.060	0.526 ± 0.057
1.54	0.386 ± 0.083	0.462 ± 0.071	0.612 ± 0.065
1.76	0.388 ± 0.103	0.490 ± 0.100	0.584 ± 0.051
1.98	0.429 ± 0.135	0.614 ± 0.157	0.526 ± 0.094
2.20	0.302 ± 0.154	0.701 ± 0.496	0.663 ± 0.091
2.43	0.293 ± 0.130		0.699 ± 0.085
2.65	0.256 ± 0.200		0.650 ± 0.113
2.88			0.593 ± 0.134
3.10			0.583 ± 0.136
3.33			0.694 ± 0.196
3.55			0.478 ± 0.400
3.78			0.374 ± 0.162
4.01			0.388 ± 0.328

TABEAU (V.11) - Evolution de R en fonction de P_T et $\sqrt{s}$, pour les trois énergies de collision.

$\sqrt{s}(\text{GeV})$	$\langle R \rangle$	$\langle \rho^+ \rangle$	$\langle \rho^- \rangle$
31	0.376 ± 0.042	0.212 ± 0.011	0.074 ± 0.008
53	0.483 ± 0.039	0.205 ± 0.015	0.088 ± 0.009
62	0.587 ± 0.029	0.175 ± 0.006	0.086 ± 0.005

TABLEAU (V.12) - Moyennes pondérées de R , ρ^+ , ρ^- pour toute la gamme de P_T , et leurs évolutions en fonction de $\sqrt{s}$.

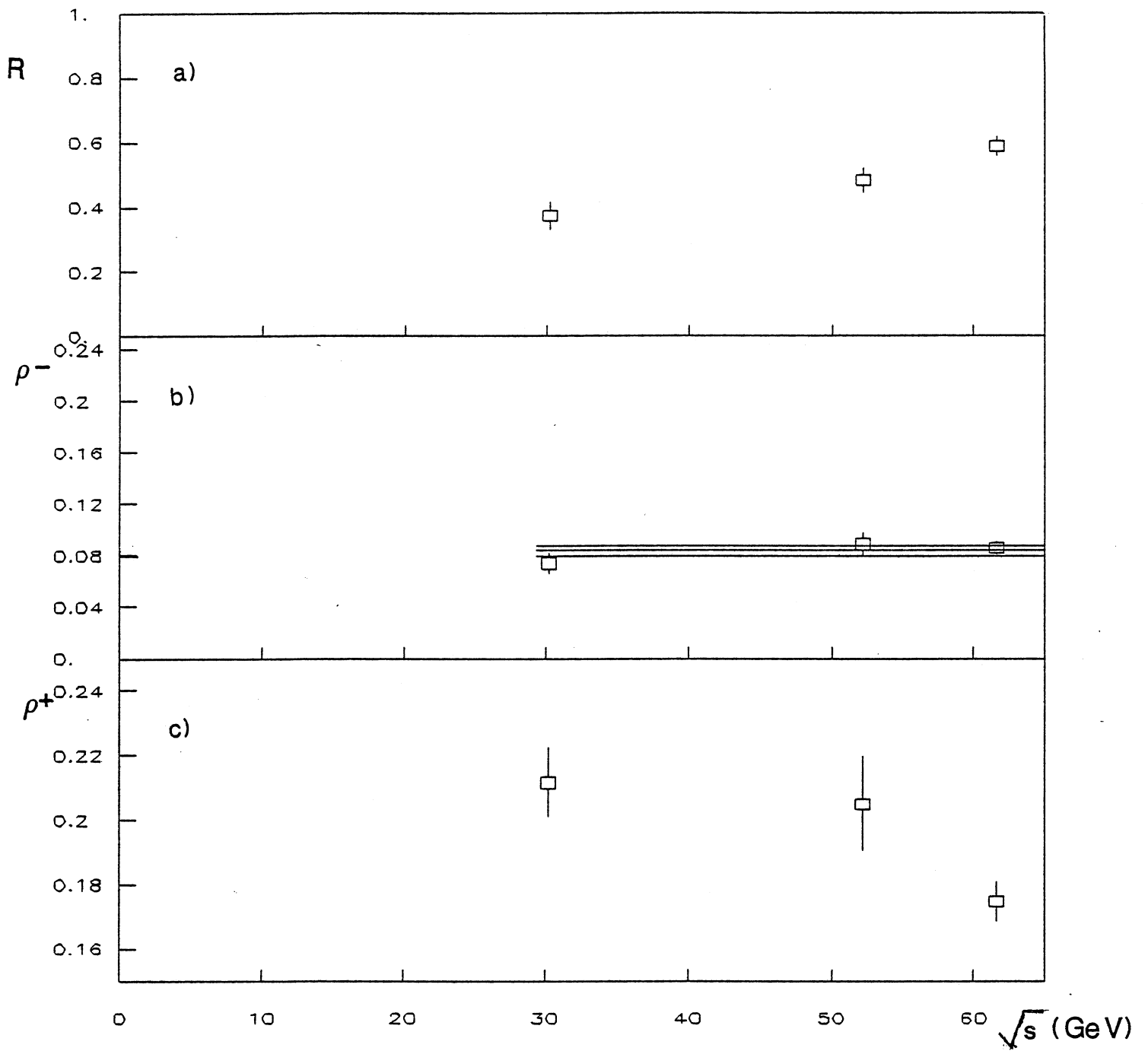


FIGURE (V.9) - Variation, en fonction de $\sqrt{s}$:

- a) R
- b) ρ^-
- c) ρ^+

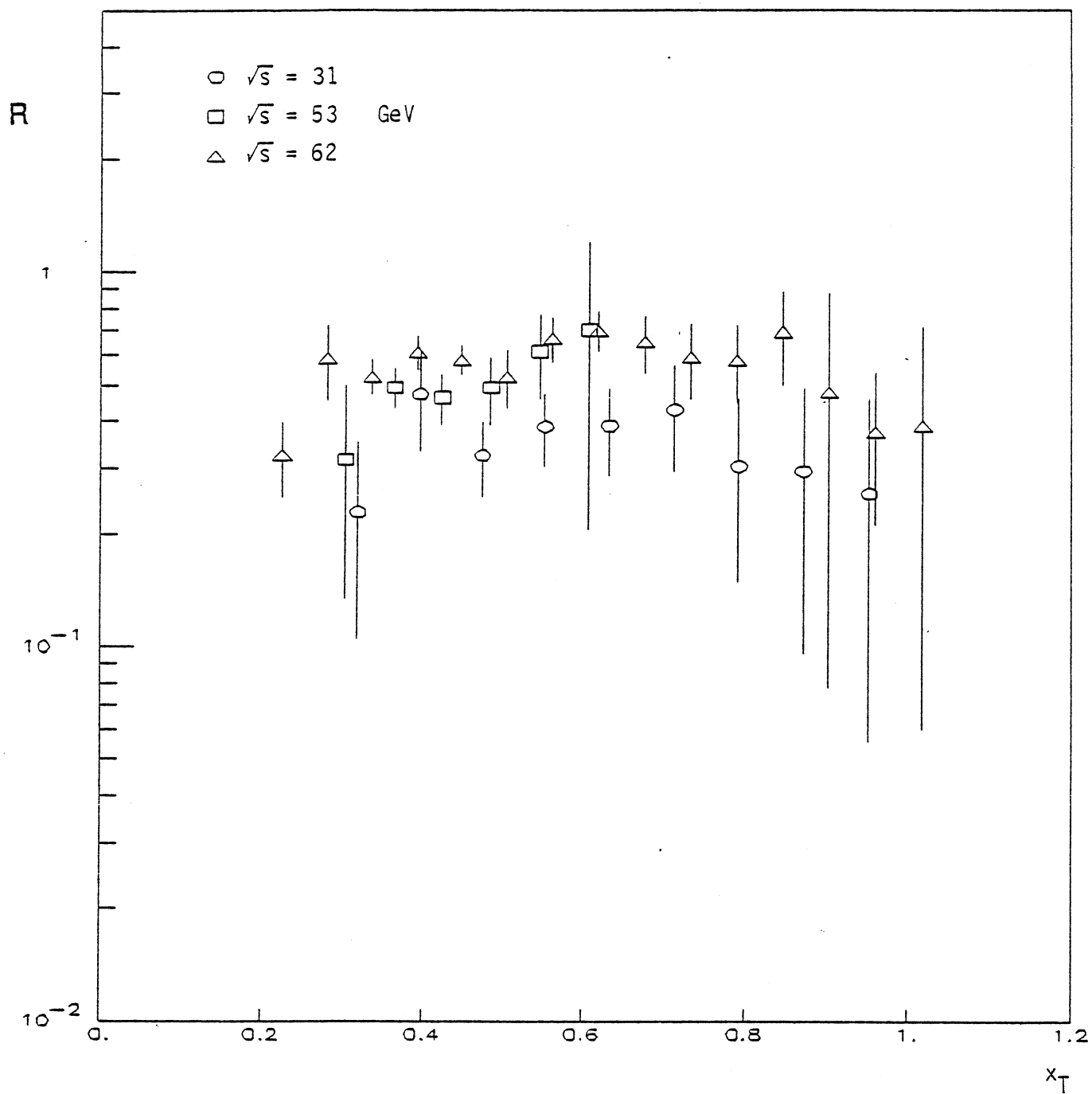


FIGURE (V.10) - Variation de R vis-à-vis de x_T (variable de Feymann)
pour les trois énergies de collision.

V.4.b) DANS LA COMPARAISON $p\text{-}\bar{p}/p\text{-}p$

Les Tableaux (V.13) et (V.14) donnent, respectivement, les valeurs de ρ^- et ρ^+ , à la fois pour les collisions $p\text{-}\bar{p}$ et $p\text{-}p$, et leurs rapports pour les deux types de collisions, à savoir :

$$\rho^\pm (p\text{-}\bar{p}/p\text{-}p) = \frac{\rho_{p\bar{p}}^\pm}{\rho_{pp}^\pm} \quad (V.16)$$

Les Figures (V.11.a et b) représentent, respectivement, la variation de $\rho^- (p\text{-}\bar{p}/p\text{-}p)$ et $\rho^+(p\text{-}\bar{p}/p\text{-}p)$ en fonction de P_T . Dans les deux cas, sur toutes les gammes de comparaison $1.21 \leq P_T \leq 2.315$ (GeV/c), et $0.99 \leq P_T \leq 2.315$ (GeV/c), respectivement, il est possible de considérer que chaque rapport est constant, soit :

$$\langle \rho^- (p\text{-}\bar{p}/p\text{-}p) \rangle = 1.83 \pm 0.28$$

$$\langle \rho^+ (p\text{-}\bar{p}/p\text{-}p) \rangle = 0.86 \pm 0.11$$

V.4.c) DANS LA COMPARAISON $p\text{-}\alpha /p\text{-}p$

Les données $p\text{-}\alpha$ à $\sqrt{s} = 66$ GeV, avec $P_p = 22$ GeV/c et $P_\alpha = 44$ GeV/c, sont comparées à des données $p\text{-}p$ avec la même énergie par nucléon dans le centre de masse, soit $\sqrt{s} = 31$ GeV.

Dans cette partie, nous avons retenu, pour des raisons statistiques, des pas en P_T de largeur double de celle choisie jusqu'à présent. Une comparaison analogue à la précédente est présentée dans les Tableaux (V.15) et (V.16), avec :

$$\rho^\pm (p\text{-}\alpha/p\text{-}p) = \frac{\rho_{p\alpha}^\pm}{\rho_{pp}^\pm} \quad (V.17)$$

Nous donnons, en plus, une comparaison des rapports R , avec :

$$R(p\text{-}\alpha/p\text{-}p) = R(p\text{-}\alpha)/R(p\text{-}p) \quad (V.18)$$

ces valeurs étant présentées dans le Tableau (V.17). Les valeurs des rapports $\rho^\pm$ (relations (V.17)) et R (relation (V.18)), sont portées sur les Figures

P_T GeV/c	ρ_{pp}^-	$\rho_{p\bar{p}}^-$	$\rho^-(p\bar{p}/p-p)$
1.32	0.079 ± 0.012	0.143 ± 0.032	1.80 ± 0.48
1.54	0.099 ± 0.016	0.197 ± 0.037	1.98 ± 0.49
1.76	0.083 ± 0.028	0.183 ± 0.045	2.21 ± 0.92
1.98	0.1207 ± 0.039	0.204 ± 0.060	1.69 ± 0.73
2.20	0.128 ± 0.094	0.149 ± 0.073	1.16 ± 1.02

TABEAU (V.13) - Valeurs de ρ^- , dans les collisions p-p et p- $\bar{p}$
et leurs rapports pour ces collisions, en fonction de P_T

P_T GeV/c	ρ_{pp}^+	$\rho_{p\bar{p}}^+$	$\rho^+(p\bar{p}/pp)$
1.10	0.011 ± 0.004	0.011 ± 0.004	0.99 ± 0.54
1.32	0.154 ± 0.019	0.159 ± 0.023	1.03 ± 0.20
1.54	0.206 ± 0.022	0.235 ± 0.041	1.15 ± 0.23
1.76	0.234 ± 0.033	0.164 ± 0.045	0.70 ± 0.21
1.98	0.234 ± 0.047	0.164 ± 0.071	0.70 ± 0.34
2.20	0.215 ± 0.078	0.091 ± 0.056	0.43 ± 0.30

TABEAU (V.14) - Valeurs de ρ^+ dans les collisions p-p et p- $\bar{p}$
et leurs rapports pour ces collisions, en fonction de P_T

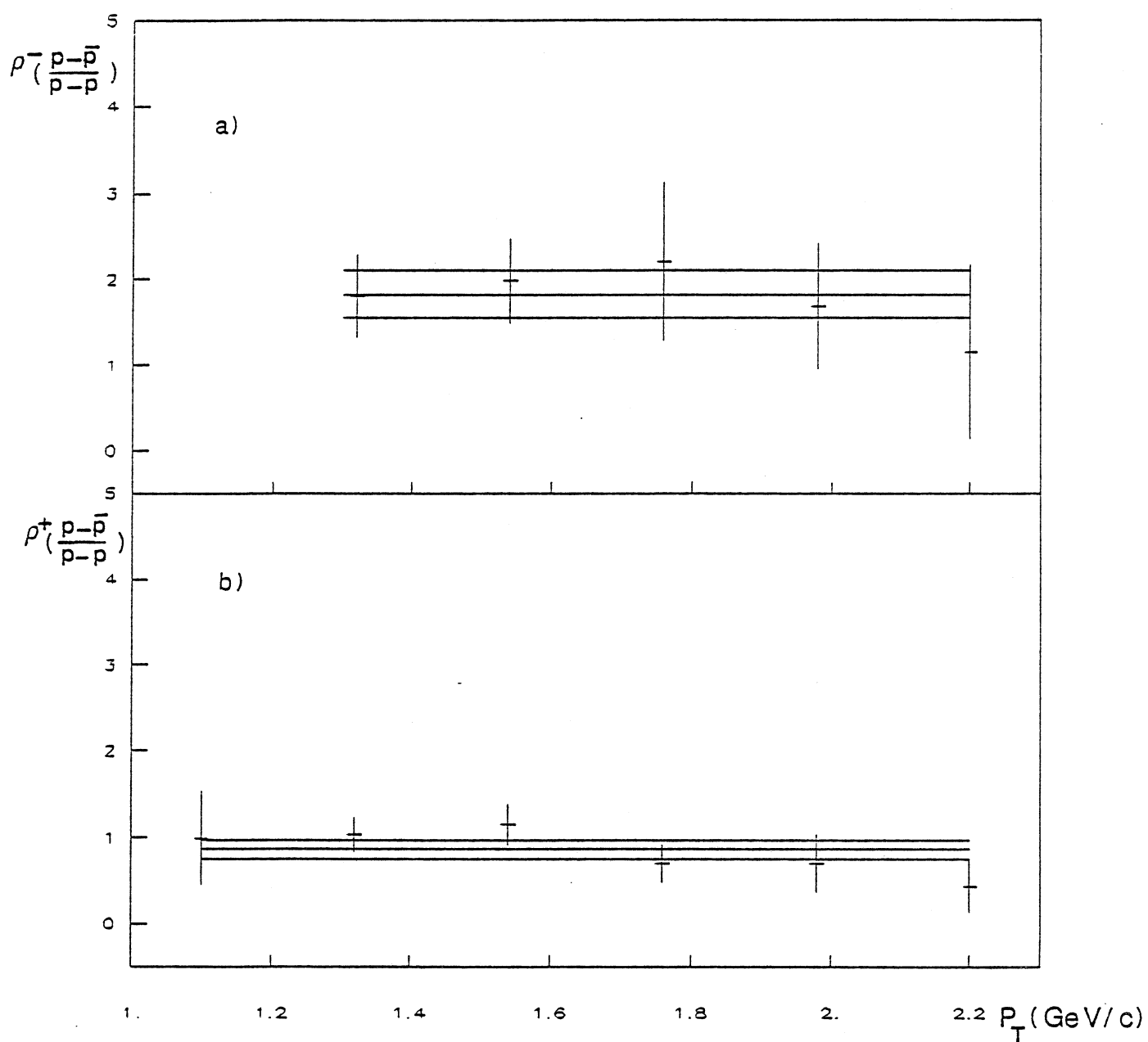


FIGURE (V.11) - Comparaison des rapports de production de $\bar{p}$ ou p , entre les collisions $p-\bar{p}$ et $p-p$:

- a) $\rho^-(p-\bar{p}/p-p)$ pour les $\bar{p}$;
- b) $\rho^+(p-\bar{p}/p-p)$ pour les p .

P_T GeV/c)	ρ_{pp}^-	$\rho_{p-\alpha}^-$	$\rho^- (p-\alpha/p-p)$
1.21	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.01	0.87 ± 0.30
1.65	0.08 ± 0.02	0.08 ± 0.01	0.96 ± 0.27
2.09	0.07 ± 0.05	0.08 ± 0.02	0.90 ± 0.64
2.54	0.09 ± 0.05	0.09 ± 0.05	1.07 ± 0.88
2.99	0.29 ± 0.22	0.24 ± 0.11	1.19 ± 1.10

TABLEAU (V.15) - Valeurs de ρ^- dans les collisions p-p et p- α ,
et leurs rapports pour ces collisions, en
fonction de P_T

P_T GeV/c	ρ_{p-p}^+	$\rho_{p-\alpha}^+$	$\rho^+ (p-\alpha/pp)$
1.21	0.17 ± 0.02	0.17 ± 0.03	1.00 ± 0.21
1.65	0.21 ± 0.02	0.21 ± 0.03	0.99 ± 0.18
2.09	0.22 ± 0.03	0.26 ± 0.06	1.20 ± 0.32
2.54	0.24 ± 0.02	0.21 ± 0.12	0.86 ± 0.54
2.99	0.22 ± 0.09	0.20 ± 0.13	0.90 ± 0.70

TABLEAU (V.16) - Valeurs de ρ^+ dans les collisions p-p et p- α ,
et leurs rapports pour ces collisions, en
fonction de P_T

P_T GeV/c	R_{pp}	$R_{p-\alpha}$	$R (p-\alpha/p-p)$
0.99	0.334 ± 0.121	0.340 ± 0.100	1.02 ± 0.47
1.32	0.324 ± 0.075	0.322 ± 0.104	0.99 ± 0.39
1.65	0.387 ± 0.065	0.344 ± 0.090	0.89 ± 0.48
2.09	0.374 ± 0.101	0.368 ± 0.142	0.99 ± 0.46
2.54	0.275 ± 0.141	0.209 ± 0.165	0.76 ± 0.72

TABLERAU (V.17) - Valeurs de R dans les collisions p-p et p- α ,
et leurs rapports pour ces collisions, en
fonction de P_T

(V.12.a, b et c). Là encore, dans les gammes de comparaison, il est possible de calculer des moyennes pondérées :

$$\langle \rho^-(p-\alpha/p-p) \rangle = 0.94 \pm 0.19$$

$$\langle \rho^+(p-\alpha/p-p) \rangle = 1.01 \pm 0.12$$

$$\langle R(p-\alpha/p-p) \rangle = 0.96 \pm 0.21$$

Nous constatons que ces trois rapports sont compatibles avec l'unité : ainsi, en raison des normalisations respectives par les $X^\pm$ (en $p-\alpha$ ou $p-p$), nous retrouvons les mêmes résultats en $p-\alpha$ et $p-p$.

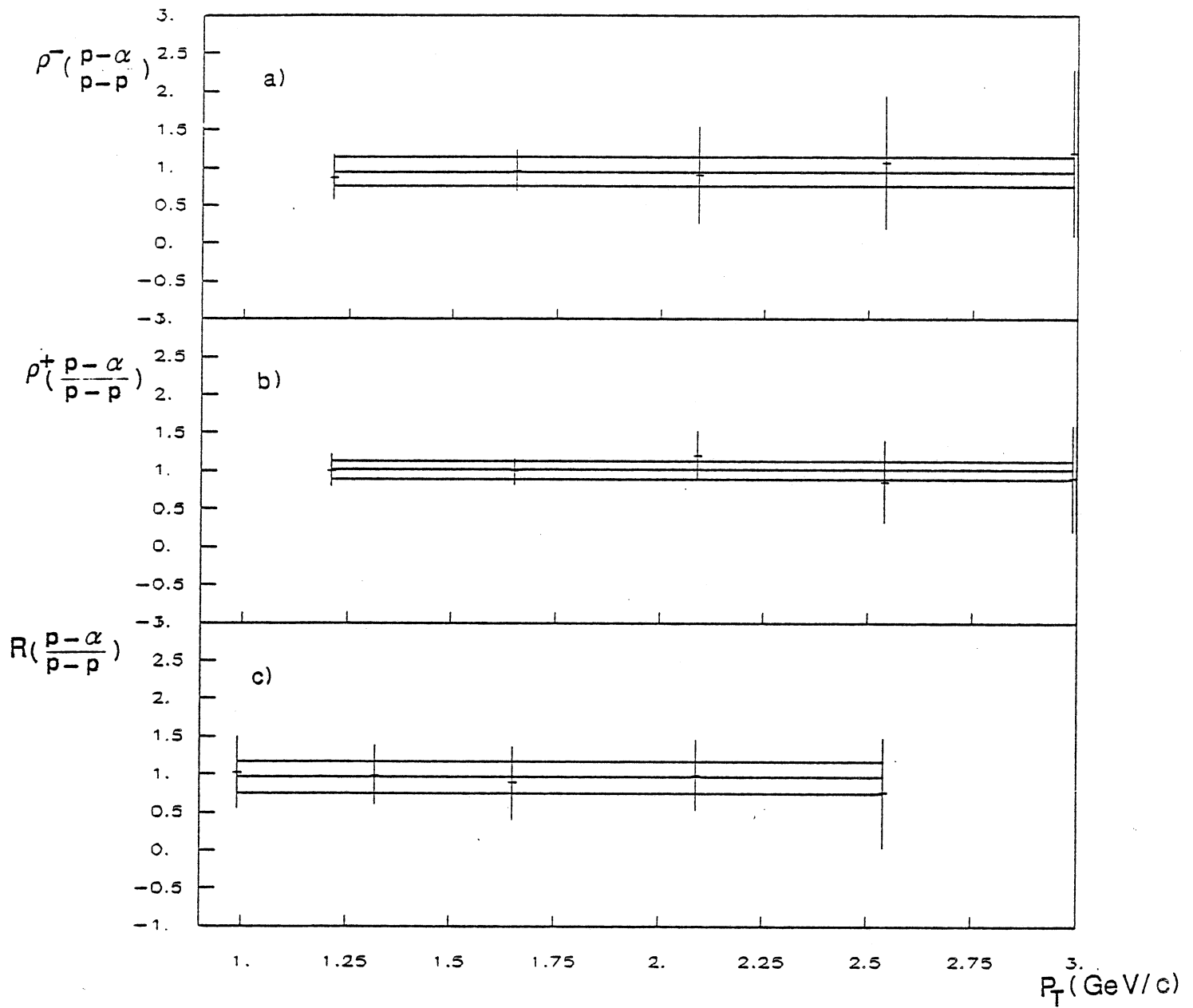


FIGURE (V.12) - Comparaison des rapports de production de $\bar{p}$ ou p , entre les collisions $p-\alpha$ et $p-p$ pour les valeurs :

- a) $\rho^-(p-\alpha/p-p)$ pour les $\bar{p}$
- b) $\rho^+(p-\alpha/p-p)$ pour les p
- c) $R(p-\alpha/p-p)$ pour $\bar{p}/p$

CHAPITRE VI

COMPARAISON A D'AUTRES EXPERIENCES ET A DES MODELES IMPLIQUANT DES DIQUARKS

VI.1 - COLLISIONS PROTON - PROTON A $\sqrt{s} = 31, 53$ et 63 GeV

Nous comparons nos résultats à des expériences voisines dont nous donnons la liste et quelques caractéristiques dans le Tableau (VI.1) .

<i>Références</i>	$\sqrt{s}(\text{GeV})$	$P_T(\text{GeV}/c)$	$\theta(\text{deg})$	<i>Collisionneur</i>
<i>BAN72</i>	31 – 53	0.65, 1.15	90	<i>Oui</i>
<i>ALP75</i>	31 – 53 – 62	0.1, 4.5	90	<i>Oui</i>
<i>GUE76</i>	31 – 53 – 62	0.1, 0.45	90	<i>Oui</i>
<i>ANT79</i>	27.4	0.77, 6.91	90	<i>Non</i>
<i>AKE84</i>	62	5.4, 7.4	90	<i>Oui</i>
<i>BRE84</i>	62	3.1, 6.4	45	<i>Oui</i>
<i>R608</i>	31 – 53 – 62	0.6, 4.5	90	<i>Oui</i>

Tableau (VI.1) - Principales expériences permettant d'étudier les rapports $\rho^\mp$ et R , dans la gamme d'énergie des I.S.R. .

D'autres expériences , ou d'autres mesures parmi les expériences citées, auraient été disponibles , mais non directement comparables à nos résultats pour différentes raisons : énergie dans le centre de masse trop faible , angles différents , difficultés d'interpolation , etc. .

Dans certains cas , ce ne sont pas les rapports $\rho^\mp$ qui sont donnés , mais les rapports $(\bar{p})/(\pi^-)$ et $(p)/(\pi^+)$ (et éventuellement $(\bar{p})/(K^-)$, etc.) . Après avoir effectué les transformations convenables , nous ramenons tous les résultats à $\rho^\mp$.

Les valeurs de ρ^- sont portées sur les Figures (VI.1) , (VI.2) et (VI.3) , respective-

ment, pour les trois énergies , et les valeurs de ρ^+ sur les Figures (VI.4) , (VI.5) et (VI.6a et b), pour les mêmes énergies .

Avant d'analyser de façon plus détaillée ces résultats , nous pouvons apporter les commentaires généraux suivants :

a) Les résultats de (ALP75) sont toujours très élevés , notamment dans l'intervalle $1 \leq P_T \leq 2$ (GeV/c) . Cela confirme les observations faites par quelques auteurs , ce qui nous a conduit , dans le (&.V.2.b) et l'appendice A4 , à effectuer une normalisation globale de ses lissages , avec des facteurs de normalisation de 0.556 et 0.725 pour les antiprotons et protons , respectivement ;

b) Les résultats de (BAN72) sont également assez élevés ; quant à ceux de (GUE76), ils sont à des P_T beaucoup plus faibles , ce qui rend parfois difficile leur comparaison .

c) Il semble que , d'une façon générale , tout se passe comme si les résultats pouvaient être classés en deux catégories :

- ceux publiés en 1976 et avant , où les sections efficaces ($\bar{p}$) et (p) paraissent plutôt surévaluées ;

- ceux publiés en 1979 et après , qui s'accordent beaucoup mieux sur tous les intervalles en P_T .

L'observation de ρ^- (Figures (VI.1) à (VI.3)) montre que R608 est en accord avec (ANT79) et (AKE84) . La comparaison avec (BRE84) pose quelques problèmes , car l'angle d'étude dans ce cas est de 45^0 : le fait que ses résultats soient en - dessous des nôtres est un peu normal , puisque ρ^- doit augmenter légèrement avec θ (ce qui apparaît sur la Figure (II.13)) . Les modèles théoriques pour un angle de 45^0 , qui conduisent à la zone hachurée sur la Figure (VI.3) , sont des calculs standards déjà présentés dans le (&.II.3) : ils rendent tous bien compte des résultats à 45^0 qu' ils soient agrémentés ou pas d'une structure diquark (voir plus loin nos commentaires pour ρ^+). En d'autres termes, ρ^- ne permet pas de voir l'effet du diquark . Notons le relief très prononcé des résultats de (ANT79) , pour les P_T au - dessus de 3 GeV/c à $\sqrt{s} = 31$ GeV (Figure (VI.1)), que nous ne retrouvons pas aux autres énergies . Enfin , les résultats de ρ^- sont pour l'ensemble assez dispersés .

Les valeurs de ρ^+ portées sur les Figures (VI.4) à (VI.6a et b) sont beaucoup moins dispersées . Comme pour ρ^- , les expériences les plus anciennes donnent toujours, en dessous de 2 GeV/c , des valeurs sans doute trop élevées , avec des fluctuations marquées. Au - delà de 2 GeV/c , l'accord est assez général , avec un maximum un peu au - dessus de 2 GeV/c , comme nous l'avons signalé dans le (&.V.4.a) , et une évolution nette en fonction de la variable cinématique P_T . Nous retrouvons aussi nos conclusions (&.V.4.a) vis - à - vis de l'autre variable cinématique $\sqrt{s}$: diminution de ρ^+ lorsque $\sqrt{s}$ augmente. Comme pour ρ^- , à 62 GeV (Figures (VI.6a et b)) les valeurs de (BRE84) sont un peu plus faibles , avec le même inconvénient d'être à 45^0 .

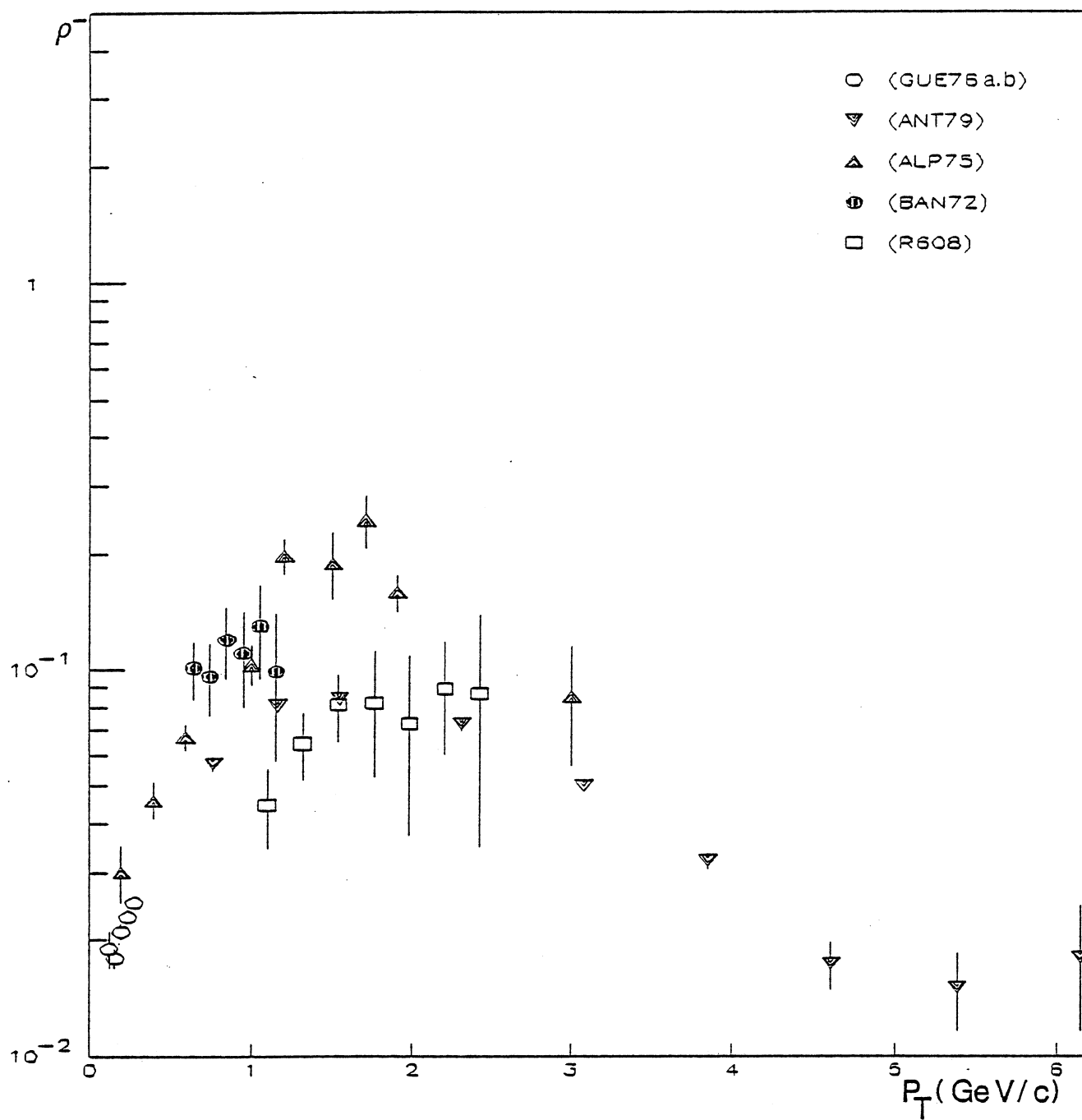


FIGURE (VI.1) - Comparaison des valeurs de ρ^- entre l'expérience R608 et les autres expériences citées sur cette figure, à $\sqrt{s} = 31$ GeV.

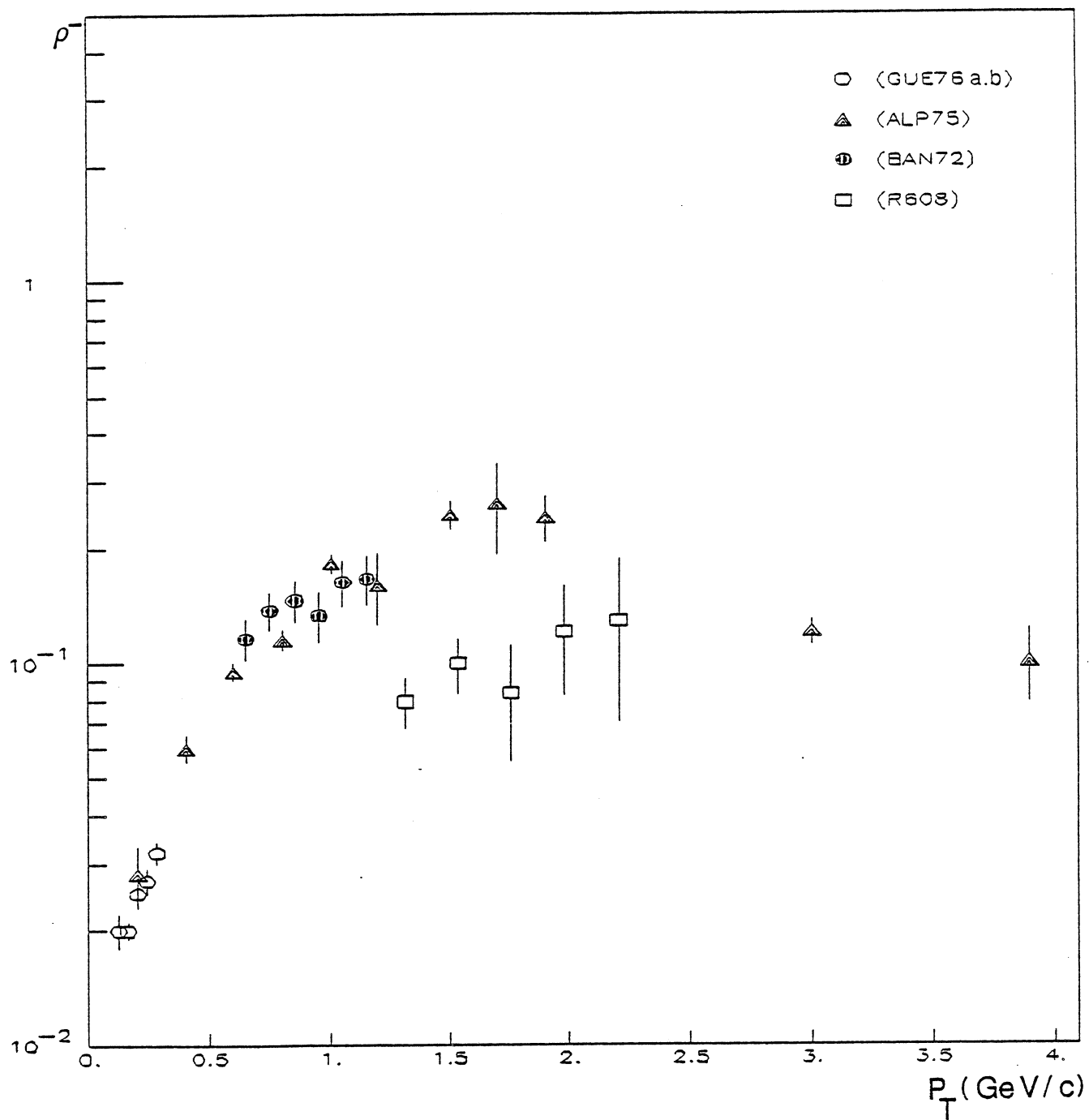


FIGURE (VI.2) - Comparaison des valeurs de ρ^- entre l'expérience R608 et les autres expériences citées sur cette figure, à $\sqrt{s} = 53$ GeV

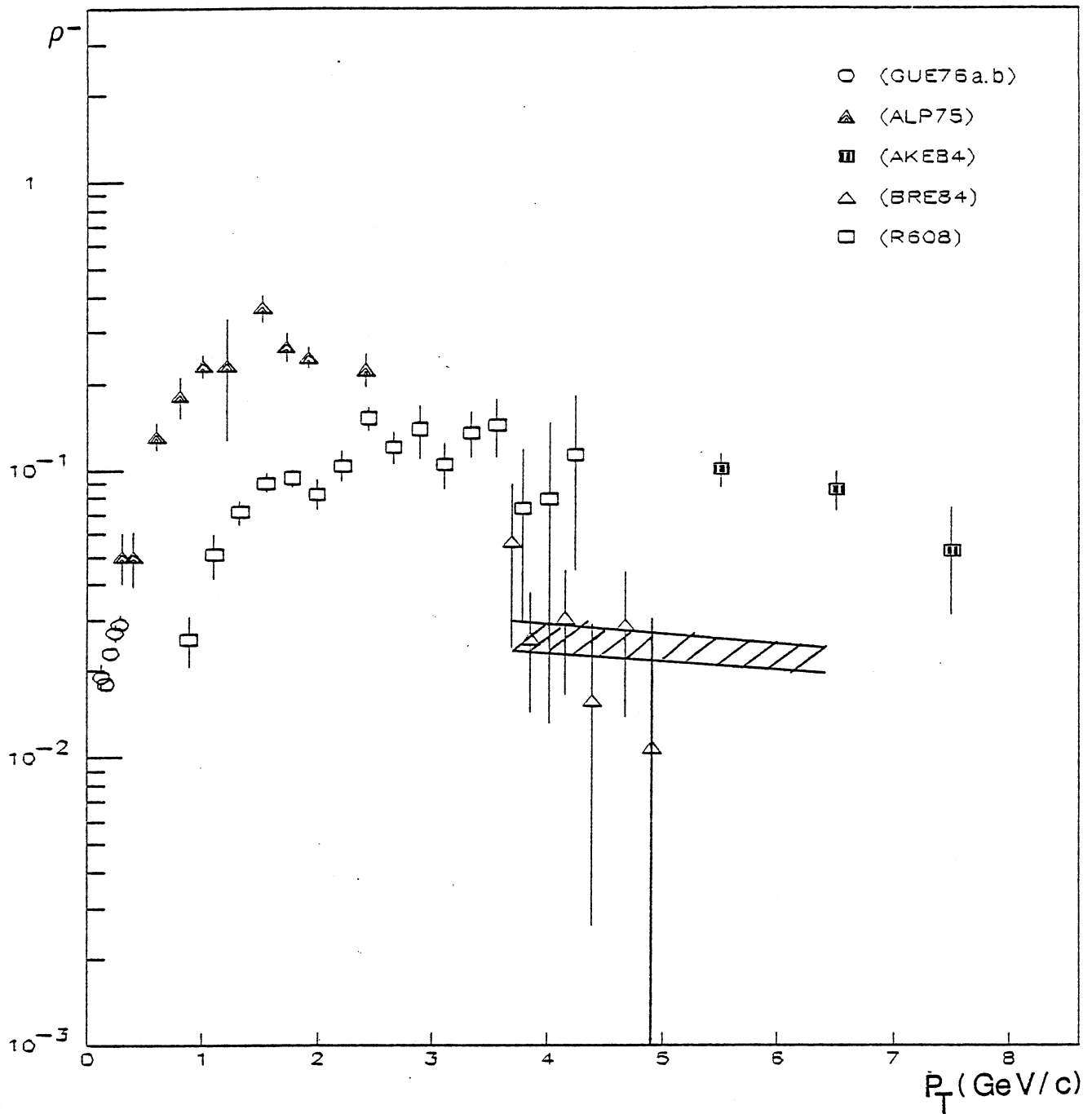


FIGURE (VI.3) - Comparaison des valeurs de ρ^- entre l'expérience R608 et les autres expériences citées sur cette figure, à $\sqrt{s} = 62$ GeV.
(L'angle de diffusion de (BRE84a) est de 45° , de même pour les modèles théoriques en zone hachurée)

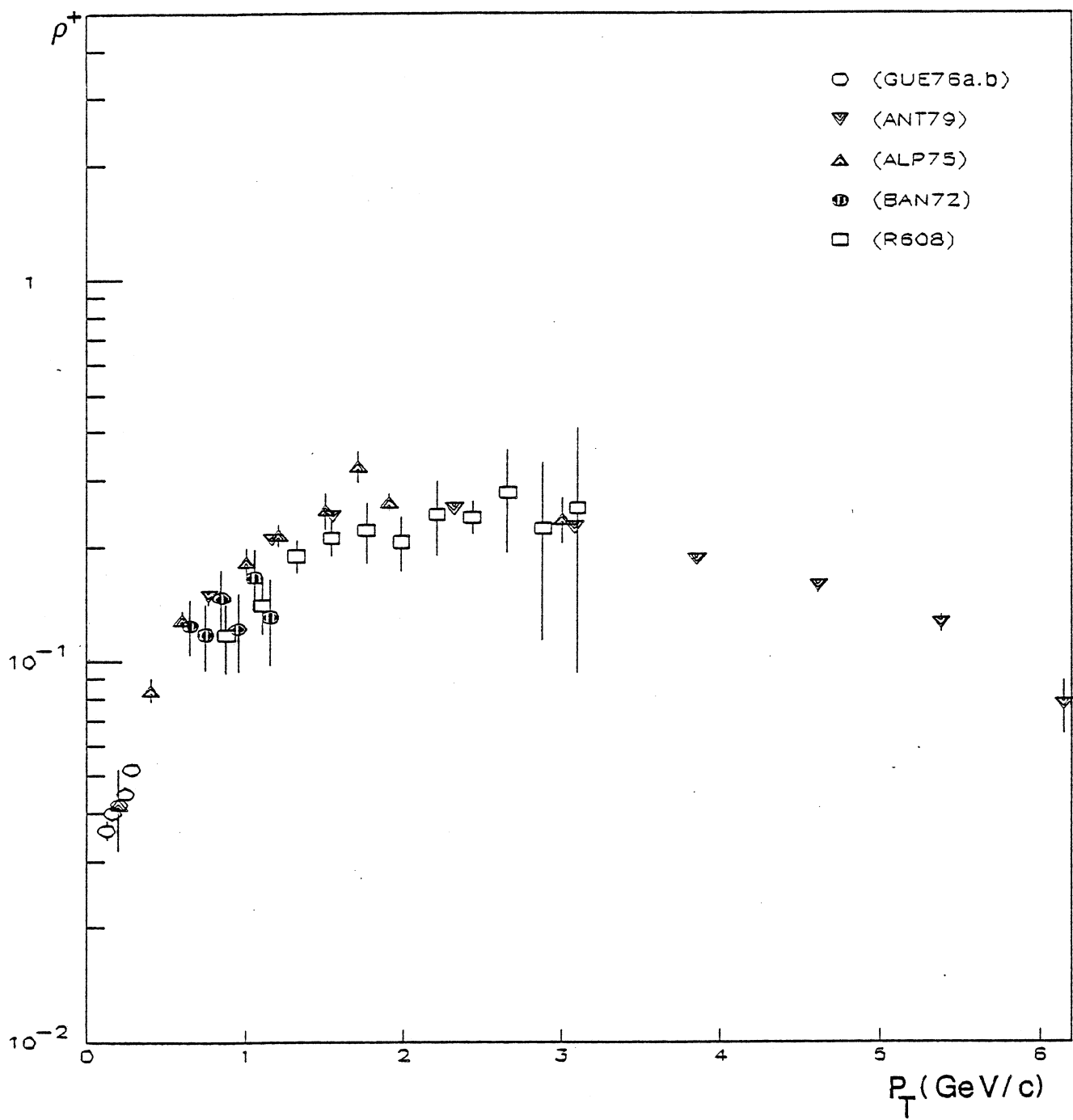


FIGURE (VI.4) - Même légende que pour la Figure (VI.1), mais pour ρ^+
 ($\sqrt{s} = 31 \text{ GeV}$)

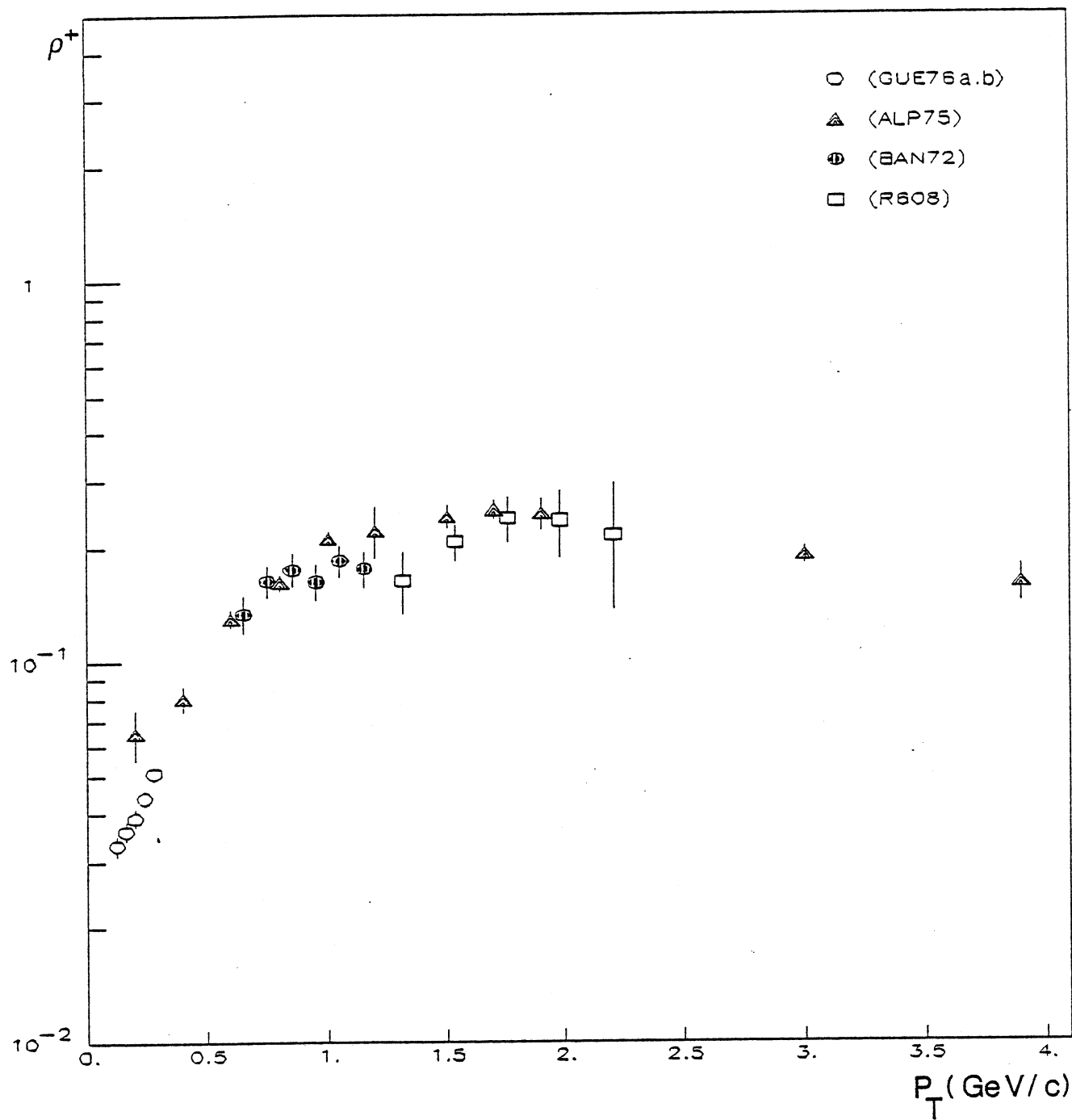


FIGURE (VI.5) - Même légende que pour la Figure (VI.2) mais pour ρ^+
($\sqrt{s} = 53$ GeV)

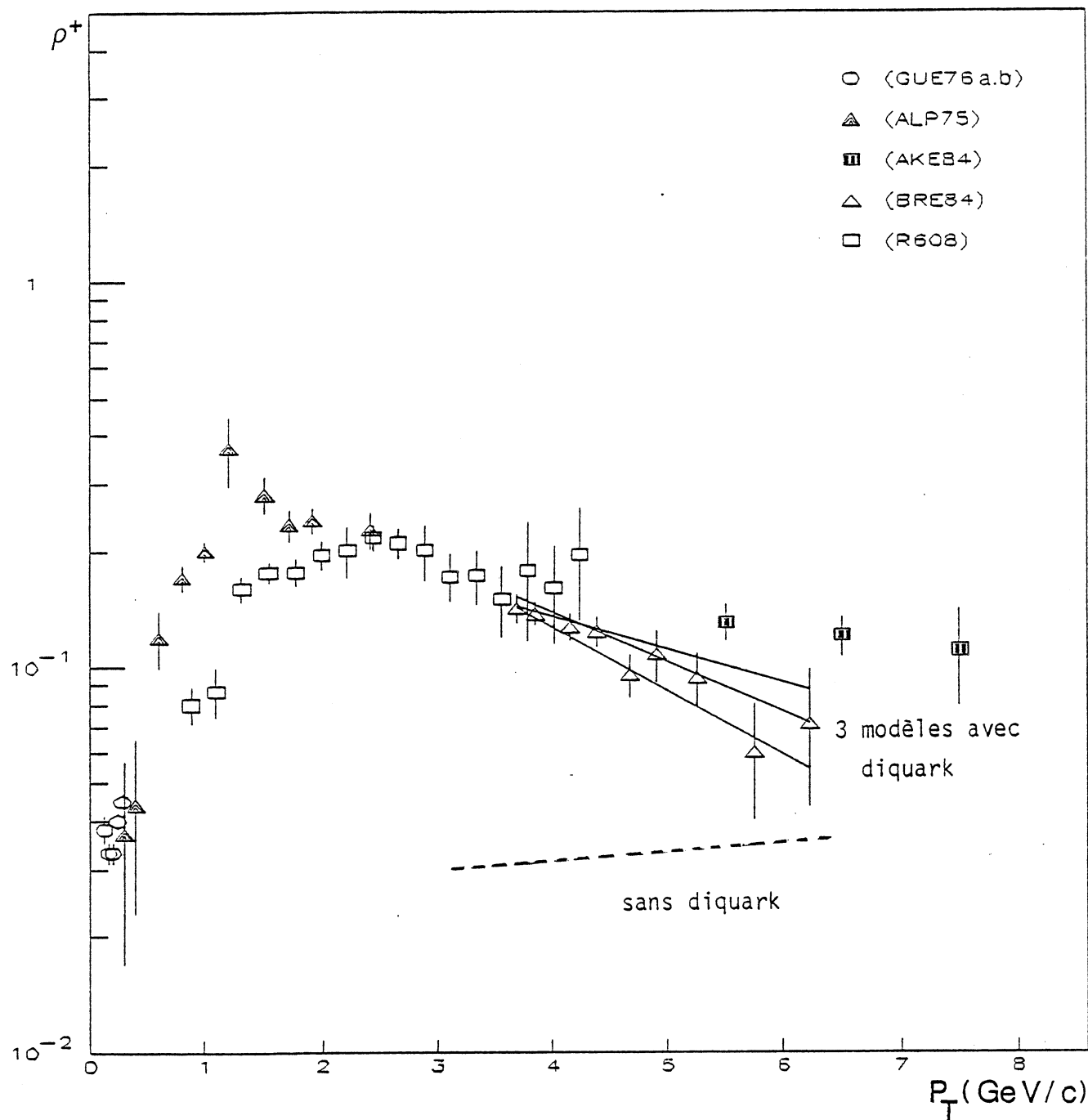


FIGURE (VI.6 a) - Même légende que pour la Figure (VI.3), mais pour ρ^+ et des modèles théoriques de (BRE84a) avec ou sans diquark ($\sqrt{s} = 62$ GeV)

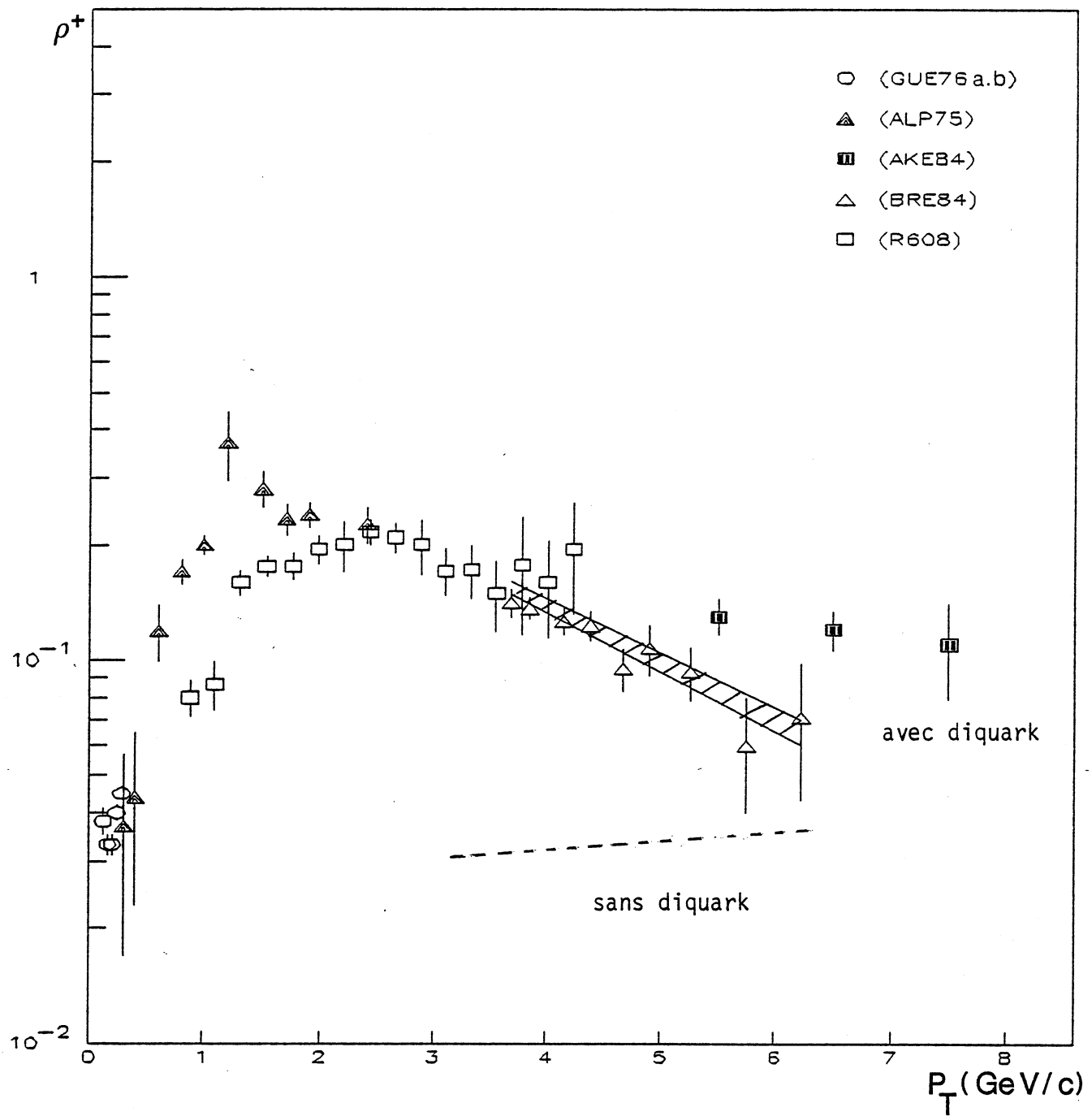


FIGURE (VI.6 b) - Même légende que pour la Figure (VI.6. a), mais avec des modèles théoriques de (EKE84b)

La comparaison à des modèles théoriques , pour un angle de 45^0 , faisant appel ou non à une sous - structure du proton est donnée sur ces mêmes figures . Les mêmes modèles standards que précédemment (sans sous - structure diquark) conduisent à des valeurs très faibles $\rho^+ \sim 0.031$ à 0.036 : voir les valeurs en pointillés portées sur les Figures (VI.6a et b) . L'introduction du diquark scalaire change radicalement les résultats (voir §.II.3) :

- Sur la Figure (VI.6.a) , sont reportés les trois modèles de (BRE84) , inspirés des propositions de S. Fredriksson et al ;

- sur la Figure (VI.6.b) , la zone hachurée correspond aux modèles d'Ekelin et Fredriksson .

Dans tous les cas , ces modèles avec diquark rendent compte des valeurs expérimentales de (BRE84) , et de R608 (pour la partie tracée) ; leurs prolongements confirment aussi nos autres points jusqu'à $2 \text{ GeV}/c$.

Les comparaisons des valeurs de R sont montrées sur les Figures (VI.7) , (VI.8) et (VI.9) pour les trois énergies . Nous retrouvons toujours les mêmes conclusions : valeurs élevées de (ALP75) et (GUE76) , mais accord satisfaisant pour toutes les autres expériences. L'observation à 90^0 du diquark n'étant possible qu'à des P_T pas trop bas, ils aurait été intéressant d'ajuster , au - dessus de $2 \text{ GeV}/c$ par exemple , toutes les valeurs de R par la loi d'échelle classique de la forme $P_T^{-n}(1 - x_T)^b$, mais le comportement de certains résultats aux P_T élevés , avec parfois des barres d'erreurs très faibles et une certaine dispersion des mesures , contrarie cette démarche , ce qui apparaît sur la Figure (VI.10) qui regroupe toutes les expériences en fonction de x_T . Retenons , néanmoins , que pour $P_T > 2 \text{ GeV}/c$, nous avons :

- $R \leq 0.45$, à 31 GeV ;
- $R \leq 0.75$, à 53 GeV ;
- $R \leq 0.80$, à 62 GeV .

Il ressort de toutes ces études qu'il est possible de mettre en évidence la sous - structure diquark du proton à partir des comparaisons des productions de protons , d'antiprotons et de particules chargées , entre 2 et $6 \text{ GeV}/c$. Cependant , les écarts entre certaines expériences reflètent la difficulté de mesurer convenablement les protons et antiprotons dans cette gamme d'impulsion transverse .

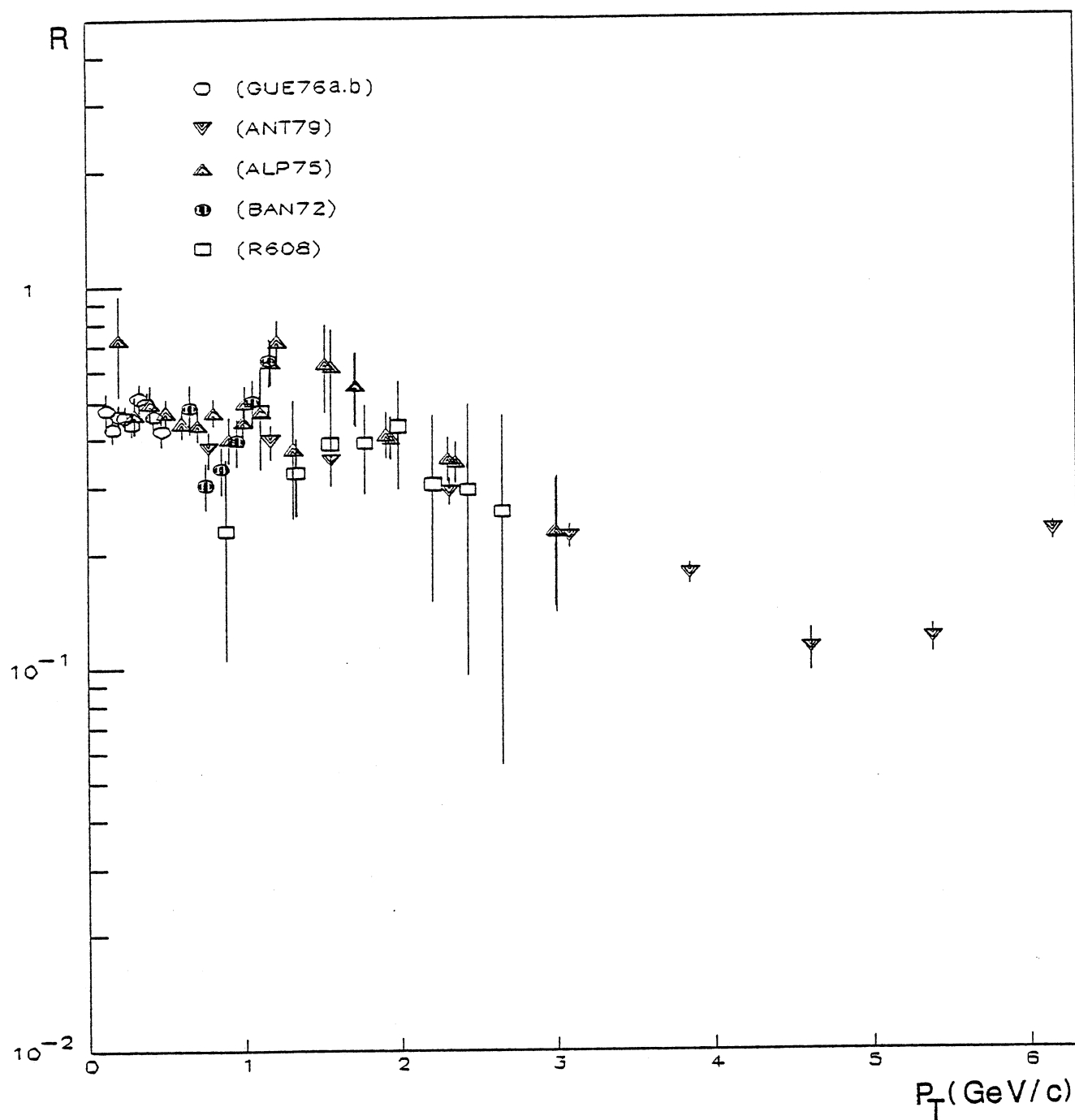


FIGURE (VI.7) - Comparaison des valeurs de R données pour R608 et les autres expériences à $\sqrt{s} = 31$ GeV

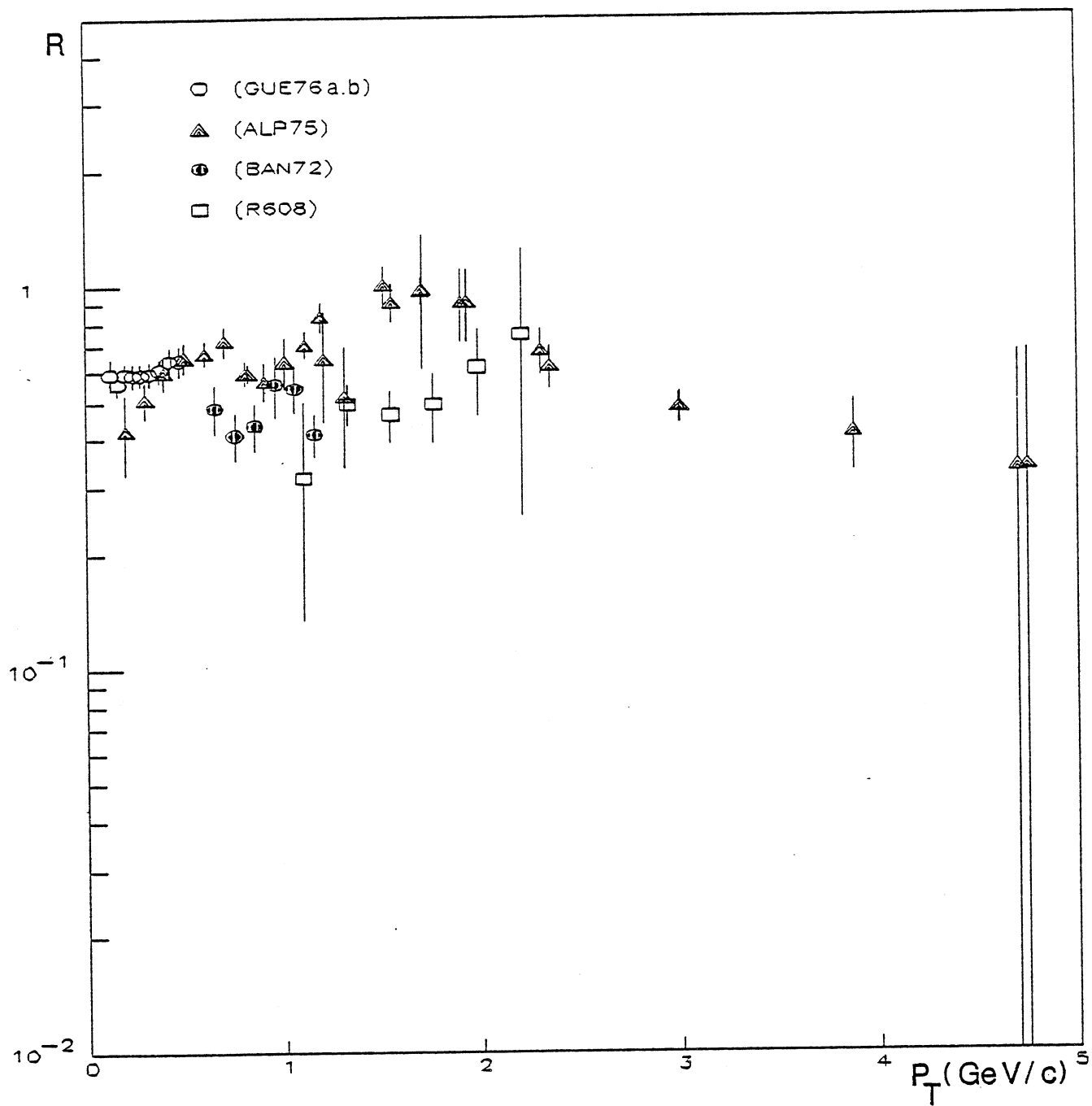


FIGURE (VI.8) - Comparaison des valeurs de R données pour R608 et les autres expériences à $\sqrt{s} = 52$ GeV.

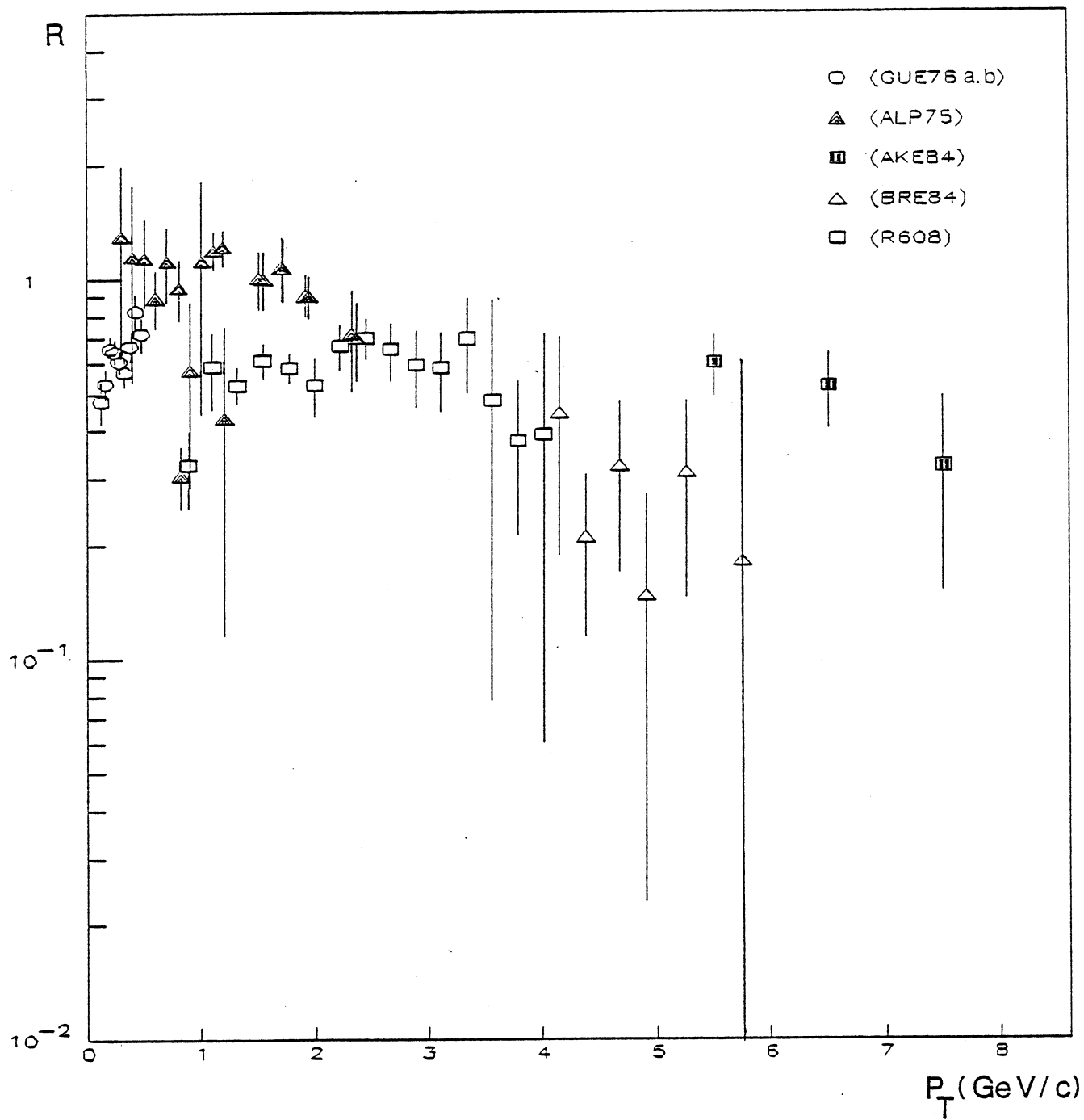


FIGURE (VI.9) - Comparaison des valeurs de R données pour R608 et les autres expériences à $\sqrt{s} = 63$ GeV.

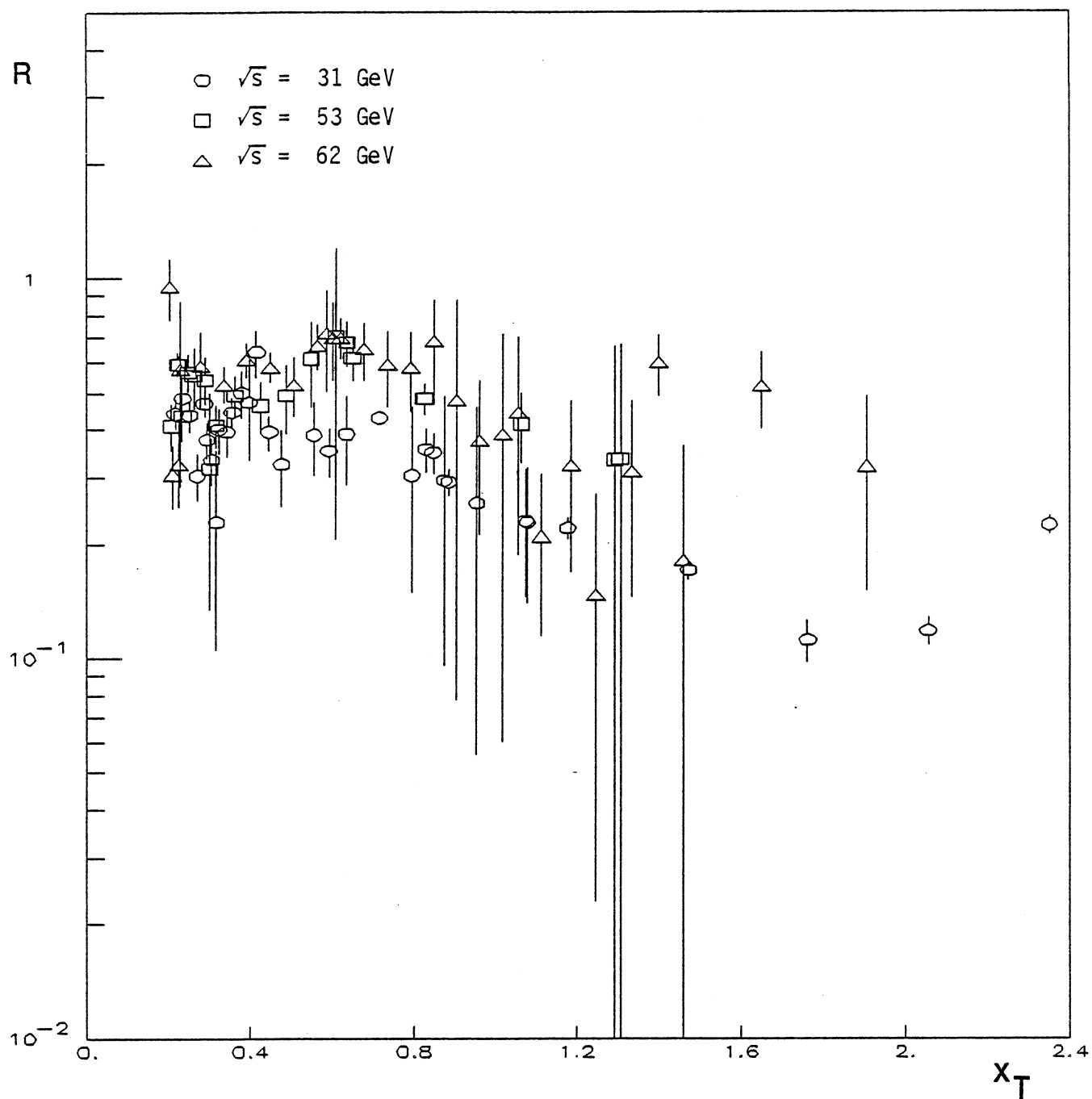


FIGURE (VI.10) - Variation de R en fonction de la variable de Feynman x_T , pour toutes les expériences.

VI.2 - COLLISIONS PROTONS - ANTIPROTONS A $\sqrt{s} = 53$ GeV

Nous avons déjà donné dans le paragraphe (V.4.b) les conclusions importantes de notre analyse sur la comparaison des productions de p et $\bar{p}$ dans les collisions $p - \bar{p}$, qui confirment nos tests d'invariance CR et CP dans les interactions fortes, effectués précédemment à partir des pions et des kaons.

Dans la comparaison $p - \bar{p}/p - p$, nos résultats complètent vers de plus hauts P_T ceux de Akesson et al ^(AKE82,AKE83).

Nous voyons sur la Figure (VI.11) les variations de $\rho^-(p - \bar{p}/p - p)$ et $\rho^+(p - \bar{p}/p - p)$ en fonction de P_T . Pour ρ^+ , les évolutions en fonction de P_T se prolongent bien, et les valeurs moyennes données dans le Tableau (VI.2) sont très voisines.

Références	$\rho^+(p - \bar{p}/p - p)$	$\rho^-(p - \bar{p}/p - p)$
AK E82, 83($P_T \leq 1\text{GeV}/c$)	0.84 ± 0.02	1.32 ± 0.03
R608($P_T > 1\text{GeV}/c$)	0.86 ± 0.11	$1.83 \pm .028$

Tableau (VI.2) : Comparaison des valeurs moyennes des rapports $\rho^\pm(p - \bar{p}/p - p)$.

L'accord est beaucoup moins bon pour ρ^- , qu'il s'agisse de l'évolution en fonction de P_T ou des valeurs moyennes, rassemblées dans le Tableau (VI.2).

Les valeur très différentes de $\rho^-(p - \bar{p}/p - p)$ et $\rho^+(p - \bar{p}/p - p)$ montrent à l'évidence que l'influence du nombre baryonique de l'une des particules en collision est plus ou moins grande selon les phénomènes observés.

Par exemple, à $\sqrt{s} = 53$ GeV, les sections efficaces totales $p-p$ et $p-\bar{p}$ ne diffèrent que de quelques pourcents ^(AMB82,CAR82,AMO83), et R608 a déjà montré que des annihilations partielles au niveau des quarks (quark - antiquark), et non globales (proton - antiproton), pourraient se produire dans les collisions $p - \bar{p}$ ^(CHA83). Si l'on accepte l'image du proton à sous - structure diquark, nous devons imaginer la possibilité d'annihilations partielles (diquark - antidiquark) dans les collisions $p - \bar{p}$.

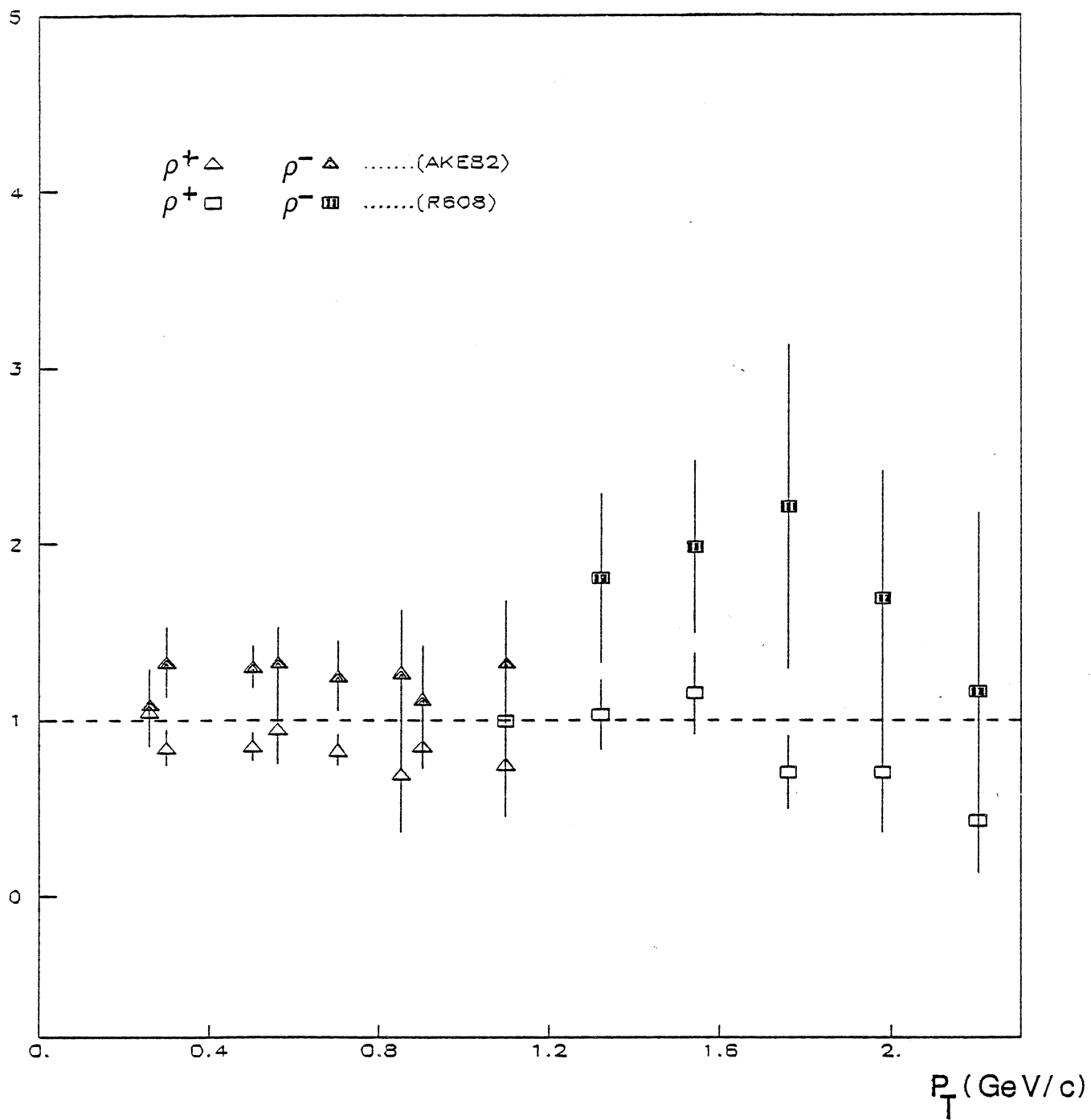


FIGURE (VI.11) - Comparaison, à $\sqrt{s} = 53$ GeV, des collisions p-p et p-p-bar pour les rapports ρ^+ et ρ^- .

VI.3 - COLLISION PROTON - ALPHA A $\sqrt{s} = 66$ GeV

La comparaison de nos résultats à d'autres expériences $p - \alpha$ n'est pas aussi aisée que celle des collision $p - p$. Les approches sont souvent différentes en $p - \alpha$ (analyse des multiplicités et non évaluation des sections efficaces , par exemple) ou concernent des collisions différentes p - noyau ou $\alpha - \alpha$.

Malgré tout , les conclusions sont voisines , et les expériences dont nous allons faire référence sont rassemblées dans le Tableau (VI.3) .

Références	Collisions	$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Identification($pet\bar{p}$)	$P_T(\text{GeV}/c)$	Collisionneur
CRO75 ANT79	$p - Be, p - Ti,$ $p - W$	19.4, 23.4, 27.4	Oui	0.77, 6.87	Non
AKE82 (a, b, c, d, e)	$p - \alpha$ $\alpha - \alpha$	44, 31	Non ($p + K$)	2, 4	Oui
BEL83	$p - \alpha$ $\alpha - \alpha$	44, 31	Non		Oui
R608	$p - \alpha$	31	Oui	0.99, 3.22	Oui

Tableau (VI.3) : Principales expériences comparant les collisions $p - \alpha$ (ou noyau) et $p - p$.

Nous voyons que seules les expériences (CRO75 , ANT79) et R608 identifient les p et $\bar{p}$, d'où la comparaison possible des rapports $\rho^\pm(p - A/p - p)$ et $R(p - A/p - p)$ de chaque référence , mais pas avec la même cible A . L'expérience (AKE82d) donne le rapport $(p + K)^\pm/(X^\pm)$, sans séparer les p et K . Tous les autres résultats concernent des mesures de multiplicité .

Parmi les cibles de (CRO75 , ANT79), la plus légère est le béryllium ; à partir de ces résultats , nous avons calculé des rapports définis de façon analogue à (V.17) et (V.18):

$$\rho^\mp(p - A/p - p) = \frac{\rho^\mp(p - A)}{\rho^\mp(p - p)} \quad (VI.1)$$

$$R(p - A/p - p) = \frac{R(p - A)}{R(p - p)} \quad (VI.2)$$

où A désigne le noyau cible . Nous donnons sur la Figure (VI.12a , b et c) les variations

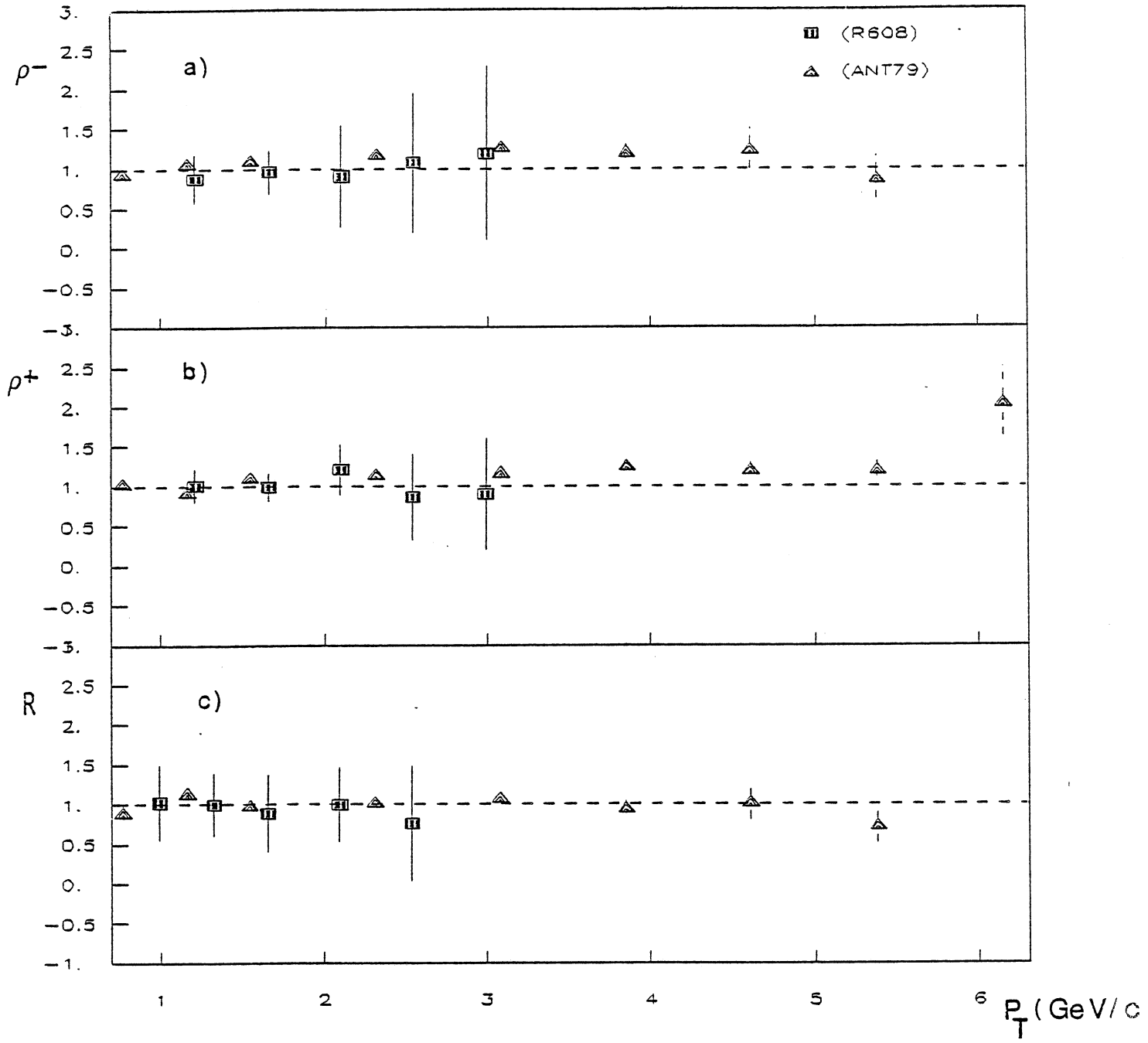


FIGURE (VI.12 a, b et c) - Comparaison des collisions p- α et p-p, aux mêmes énergies par nucléon, pour les rapports ρ^- , ρ^+ , et R .

de ces rapports avec P_T , pour $A = \text{Be}$ (CRO75, ANT79) et $A = \alpha$ (R608). Toutes les valeurs sont compatibles avec l'unité, ce que confirme les moyennes rassemblées dans le Tableau (VI.4), dans lequel sont portés également les rapports de (AKE82d), pour p et K non séparés.

Références	$\rho^-(p - A/p - p)$	$\rho^+(p - A/p - p)$	$R(p - A/p - p)$
CRO75, ANT79 $0.77 \leq P_T \leq 6.87$ $p - \text{Be}$	1.13 ± 0.04	1.13 ± 0.04	1.03 ± 0.03
AKE82d $2 \leq P_T \leq 4$ $\alpha - \alpha$	1.00 ± 0.16	1.04 ± 0.12	0.96 ± 0.19
R608 $0.99 \leq P_T \leq 3.22$ $p - \alpha$	0.94 ± 0.19	1.01 ± 0.12	0.96 ± 0.21

Tableau (VI.4) : Comparaison des valeurs moyennes des rapports $\rho^\mp$ et R .

Le fait que tous ces rapports soient égaux à un ne signifie pas que les processus en $p - p$, $p - A$ et $A - A$ soient égaux, puisque chaque production de p ou $\bar{p}$ a été normalisée par les productions correspondantes de X^+ et X^- , respectivement.

Les comparaisons des multiplicités mesurées dans les collisions $p - p$, $p - \alpha$ et $\alpha - \alpha$ (AKE82a, ..., e) pourraient faire penser que tout se passe comme si la particule α se comportait comme quatre nucléons indépendants.

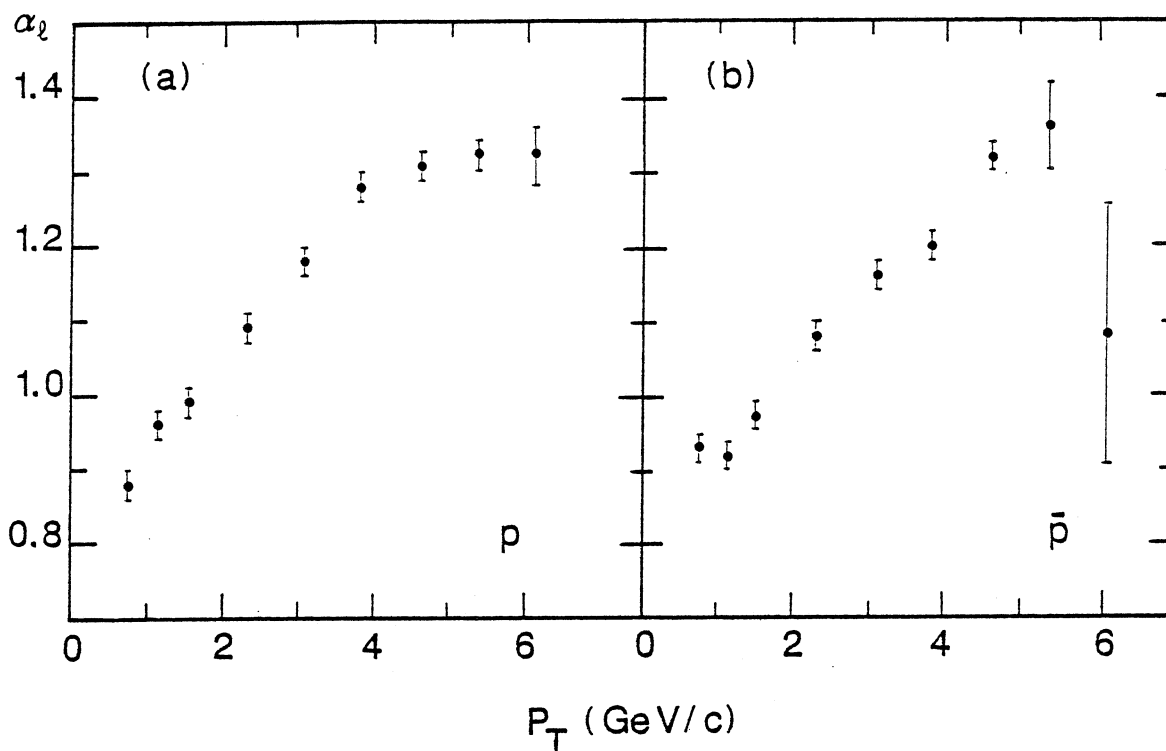
Avec une telle hypothèse, dans une collision entre deux noyaux $A1$ et $A2$ produisant un hadron ℓ , la proportionnalité $A1 * A2$ devrait apparaître entre les sections efficaces $\sigma(A1 + A2 \rightarrow \ell + Y)$ et $\sigma(p + p \rightarrow \ell + Y)$, où Y désigne ce qui n'est pas mesuré.

Or nous devons écrire :

$$\sigma(A1 + A2 \rightarrow \ell + Y) = K_{12} \sigma(p + p \rightarrow \ell + Y) A1^{\alpha_\ell(P_T)} * A2^{\alpha_\ell(P_T)} \quad (\text{VI.3})$$

où les quantités $A1^{\alpha_\ell(P_T)}$ et $A2^{\alpha_\ell(P_T)}$ représentent les nombres effectifs de nucléons, dans chaque noyau en collision, qui participent à la création du hadron ℓ . (K_{12} est une constante).

Au-dessus de 2 GeV/c, et pour $\ell = p$ ou $\bar{p}$, il a été montré expérimentalement que $\alpha_\ell(P_T) > 1$, dans les cas $p - A$ (CRO75, ANT79) et $\alpha - \alpha$ (ANG86). La variation de α_ℓ avec P_T , pour $\ell = p$ ou $\bar{p}$, est représentée sur les Figures (VI.13a et b), respectivement (CRO75). Cela traduit un comportement collectif des nucléons, qui peut s'exprimer en termes de diffusion multiple "à la Glauber", soit au niveau des partons, soit au niveau des nucléons.



Figures (VI . 13a et b) : Variation de la puissance α_l de A en fonction de P_T ,
pour a) p ; b) $\bar{p}$ (CRO75) .

Cette propriété qu'ont les noyaux de produire plus facilement de la matière hadronique à P_T élevé que les nucléons seuls a été qualifiée de "renforcement nucléaire anormal" (CRO75) . Compte - tenu de la proximité des constituants dans le noyau , cette matière hadronique peut diffuser sur un ou plusieurs d'entre eux avant de quitter le noyau . Grâce à l'extension du modèle de Glauber aux processus cohérents inélastiques , il a été envisagé d'accéder à l'amplitude de diffusion élastique X - nucléon , où X , la matière hadronique, représente les π , K ou p que nous étudions , ou des résonances , ou encore des systèmes non resonants de particule . Or , les premières observations dans les collisions douces ont montré que la section efficace correspondante X - nucléon est souvent inférieure à celle sur un nucléon libre , comme si la matière hadronique produite se propageait plus facilement à l'intérieur du noyau . C'est ainsi que notre équipe a montré , dans une expérience précédente au CERN (P17) , et pour des processus diffractifs p - ^4He , que l'état X n'avait pas le temps de se former entièrement avant de diffuser et de quitter le noyau (VAZ80) , d'où l'accès à l'extension spatio - temporelle de l'interaction forte.

Il est maintenant admis que :

- pour les collisions périphériques (réactions douces) : le proton s'hadronise plutôt en dehors du volume nucléaire , ce qui complique l'application des modèles de Glauber (AKE82e) ;

- pour les collisions centrales (processus durs) : le temps d'hadronisation est court par rapport à l'intervalle entre deux collisions , d'où la meilleure validité des formalismes de Glauber .

Pour l'interprétation des résultats à 90^0 , de nombreux modèles de diffusion multiple ont été proposés et employés pour les expériences avec ions légers (*AKE82b, BEL83*). Nous n'en citons que deux, représentant des cas limites :

- le "modèle du nucléon blessé" WNM ("Wounded Nucleon Model") (*BIA76*) ;
- le "modèle de la corde de gluons" GSM ("Gluon String Model") (*BIA81,82*) .

Dans le modèle WNM, la collision inélastique de deux noyaux est la superposition incohérente des collisions des nucléons individuels, la multiplicité moyenne étant proportionnelle au nombre de nucléons "blessés", ceux qui ont subi au moins une collision inélastique.

Dans le modèle GSM, interviennent les "constituants" (quarks et gluons) du nucléon. Au cours de la collision élémentaire nucléon - nucléon, un quark d'un nucléon incident produit une corde de gluon avec un quark d'un nucléon "cible", et la diffusion multiple fait que toutes les cordes créées par le quark incident et les différents quarks du même nucléon cible se confondent en une seule, tandis que les cordes sont séparées dans les interactions avec des nucléons différents.

Bien que les collisions soient dures, il semble que le premier modèle donne les meilleurs résultats (*AKE82*), alors qu'il ne fait pas appel à la structure partonique du nucléon.

Il serait souhaitable de reprendre la plupart des formalismes de diffusion multiple en y incluant la sous-structure diquark, confirmée dans les collisions p - noyau ou entre noyaux légers, par les rapports expérimentaux R .

Le renforcement nucléaire permet d'obtenir le hadron final, observé à 90^0 par exemple, en manifestant une économie de moyens par rapport à la création sur un nucléon cible (*GEI88*) : plusieurs diffusions possibles à des angles et à des transferts Q^2 (où P_T^2) plus faibles, ce qui peut réduire la suppression due aux facteurs de forme.

CHAPITRE VII

CONCLUSION

Partant de notre observation que les sections efficaces invariantes de production de mésons π^+ et π^- étaient égales, dans les collisions $p - p$ et $p - \bar{p}$ aux énergies des I.S.R. et à 90° , nous nous sommes préoccupés des mêmes comparaisons pour les productions de protons et antiprotons.

Pour les productions à 90° dans le centre de masse dans les collisions $p - \bar{p}$, l'invariance par conjugaison de charge dans les interactions fortes prévoit l'égalité des sections efficaces entre particule d'un type donné et antiparticule correspondante, ce que nous avons vérifié avec une bonne précision, au cours d'un travail antérieur, avec les pions et les kaons. Nous avons voulu, dans le cadre de ce mémoire, étendre ce test à la comparaison $\bar{p}/p$.

Mais la comparaison $\bar{p}/p$ présente un intérêt différent pour les collisions $p - p$, et la plupart des auteurs ont remarqué que, par rapport à des prévisions théoriques fondées sur l'image naïve des quarks et QCD (ou des sous-processus de QCD), le taux de production de protons était anormalement élevé, le même phénomène se manifestant également dans les collisions p - noyau aux mêmes énergies par nucléon.

Ces considérations nous ont donc conduits à appliquer nos analyse précédentes aux productions $\bar{p}/p$, avec comme objectif "technique" une qualité d'identification aussi bonne que pour notre sélection π^-/π^+ avec des hodoscopes Tcherenkof à aerogel de silice. Notre comparaison $\bar{p}/p$ repose sur une amélioration de l'identification et un bon rejet des protons de bruit de fond.

Les $\bar{p}$ et p sont identifiés grâce à la combinaison des informations Tcherenkof (CER) et des mesures de temps de vol (TOF) entre deux hodoscopes de scintillateurs (le petit mur et le grand mur). Une partie importante de notre travail a consisté à affiner les étalonnages électroniques du dispositif de temps de vol au-moyen de méthodes différées, utilisant des particules réelles et diverses formules générales. Ces relations exigent la connaissance des points d'impact sur les scintillateurs, les informations temps et amplitude recueillies par les photomultiplicateurs (PM) et l'électronique associée, et diverses constantes. L'évaluation de certaines de ces constantes a demandé une pré-identification des particules grâce à la méthode CER.

Nous avons ainsi été conduits à donner une vitesse apparente unique à la lumière dans tous les scintillateurs, à estimer les deux constantes liées aux corrections d'amplitude (une valeur par hodoscope), et les 64 constantes de temps associant, sous forme de différences, des temps de calibration liés aux 3 PM du petit mur et aux 32 PM des parties droite et gauche du grand mur. Ces constantes de temps sont connues avec une précision moyenne meilleure que 120 ps.

La résolution en temps varie selon une loi linéaire en fonction de la position longitudinale du point d'impact sur le grand mur, de 132 à 313 ps, respectivement, à proximité d'un PM et à l'extrémité opposée. En combinant de façon statistique les informations issues du petit mur et de chaque extrémité du grand mur, nous obtenons une résolution globale qui varie de 122 ps (à chaque bout) à 157 ps (au centre).

Lorsque la méthode de temps de vol n'est pas opérationnelle, il est toujours possible

d'améliorer l'identification Tcherenkof des p et $\bar{p}$ par une coupure "temps de vol simplifié"; nous appelons CERT cette méthode CER modifiée .

Désirant uniquement séparer p et $\bar{p}$ des autres particules , nous disposons ainsi des diverses combinaisons possibles des méthodes d'identification :

- CER * TOF : identification combinée CER et TOF ;
- TOF : TOF seul ;
- CERT : CER avec coupure temps de vol ,

ce qui nous permet d'identifier p et $\bar{p}$ sur une gamme d'impulsion transverse allant de 0.6 à 4.5 GeV/c .

Pour éliminer d'éventuelles inefficacités au voisinage des limites de séparation entre les cellules Tcherenkof , susceptibles de créer des biais d'identification (pions ou kaons pris pour des p ou $\bar{p}$) , nous appliquons les mêmes coupures géométriques sur les bords de cellule que celles définies dans la méthode d'identification des pions . Enfin , pour rejeter le bruit de fond , composé essentiellement de protons issus de collisions faisceau - matière, nous appliquons des coupures au niveau du vertex .

Nous avons mené de cette façon l'analyse des données , pour :

- les collisions $p - \bar{p}$ (à $\sqrt{s} = 53$ GeV) ;
- les collisions $p - p$ (à $\sqrt{s} = 31$, 53 et 62 GeV) ;
- les collisions $p - \alpha$ (à $\sqrt{s} = 66$ GeV) .

Dans les collisions $p - \bar{p}$, la mesure du paramètre d'asymétrie , soit globalement , soit par pas d'impulsion , dans la gamme $0.99 \leq P_T \leq 2.77$ GeV/c , nous permet d'évaluer l'amplitude relative de violation des invariances CR et CP dans les interactions fortes .

Nous trouvons :

$$\alpha_p = (1.7 \pm 30.0)\%_0 .$$

Ce résultat , combiné avec nos précédentes évaluations de α_π et α_k , conduit à la valeur générale pour l'observation de π , k , p des deux charges :

$$\alpha = (0.4 \pm 3.0)\%_0$$

Nous avons aussi estimé la valeur α_X pour les particules $X^\pm$, sans chercher à les identifier , mais sur une gamme en P_T plus grande , $0.30 \leq P_T \leq 2.77$ GeV/c :

$$\alpha_X = (0.7 \pm 9.0)\%_0$$

Ce résultat est compatible avec la valeur générale . Nous pouvons donc dire que si les invariances CR et CP étaient violées dans les interactions fortes , cette violation serait inférieure à 6%₀ , avec un niveau de confiance de 95.4 % .

La qualité de ce test montre que les particules sont bien identifiées et que l'élimination des protons " non physiques " est convenable , d'où la crédibilité de nos mesures des rapports de sections efficaces $(\bar{p})/(p)$, quels que soient les types de faisceau .

Dans les collisions $p - p$, il est commode pour les productions de p et $\bar{p}$ de limiter les erreurs systématiques en exprimant des rapports de sections efficaces inclusives , mesurées simultanément , cette réduction étant encore meilleure pour la comparaison de particules de même charge. Nous avons évalué , en fonction de P_T et $\sqrt{s}$ (mais toujours à 90°), les rapports $\rho^- = (\bar{p})/(X^-)$, $\rho^+ = (p)/(X^+)$, ainsi que $R = \rho^-/\rho^+$. Les sections efficaces ($X^\pm$) sont celles des particules chargées positivement ou négativement , mais non identifiées; cette "normalisation" réduit encore plus les erreurs systématiques que la référence à $(\pi^\pm)$, nécessitant leur identification dans les mêmes conditions que les p et $\bar{p}$.

Nos résultats , globalement dans l'intervalle $0.6 \leq P_T \leq 4.5$ GeV/c , vont dans le sens de ceux publiés à des P_T plus bas ou plus élevés , pour des énergies $\sqrt{s}$ voisines ou égales , à savoir une valeur anormalement élevée de ρ^+ , ou en d'autres termes un excès de protons qui rend R très inférieur à l'unité .

Typiquement , dans l'intervalle $31 \leq \sqrt{s} \leq 62$ GeV , et pour $P_T > 2$ GeV/c , toutes les expériences conduisent à :

$$\rho^- \sim 0.02 - 0.08$$

$$\rho^+ \sim 0.1 - 0.2$$

$$R \sim 0.2 - 0.6$$

Une bonne façon d'expliquer ces paramètres , et leur évolution par rapport aux variables cinématiques P_T , θ , $\sqrt{s}$, consiste à faire appel à une sous - structure "diquark" du proton , et de traiter ce diquark comme un parton qui s'hadronise en dehors de la matière nucléonique selon les mécanismes classiques de QCD non perturbatif .

Tous les modèles avec diquark conviennent aux résultats en ρ^+ (ou R) à partir de 2 GeV/c environ . Pour des valeurs trop élevées de P_T (au delà de 6 GeV/c) , les mesures deviennent trop imprécises d'une part , et la sensibilité des mécanismes à la présence de diquark s'atténue (en raison , par exemple , de suppressions dues au facteur de forme du diquark) , et ρ^+ s'approche des prévisions pour le rapport ρ^- , indifférent à la sous - structure considérée .

Il existe , bien entendu , une certaine dispersion dans les résultats expérimentaux , qui reflète les difficultés de la mesure proprement dite , laquelle exige à la fois une bonne séparation des p et $\bar{p}$, et une bonne évaluation de leurs quantités de mouvement .

Ces résultats dans les collisions $p - p$ sont confirmés par ceux provenant des collisions p - noyaux (légers ou plus lourds) ou noyaux légers - noyaux légers : le même excès de protons est constaté . Une amélioration des calculs de diffusion multiple tenant compte des diquarks serait vivement souhaitée .

Des mesures de corrélation de saveurs , fournies par notre expérience (*SMI87a*) et par d'autres auteurs (*BRE87*) montrent , d'une autre façon , la nécessité de cette sous - structure dans les proton et lambda zéro .

L'existence d'une sous - structure diquark dans les baryons où elle est quantiquement autorisée serait-elle assurée si d'autres preuves ne provenaient pas d'autres processus ?

Nous avons montré qu'il n'y avait pas que la description phénoménologique des collisions hadron - hadron , et le schéma du diquark ressort d'expériences aussi diverses que:

- les réactions profondément inélastiques lepton - nucléon ;
- la production de hadrons dans les collisions $e^+ - e^-$;
- la production de paires $p/\bar{p}$ en $\gamma - \gamma$;
- la diffusion élastique $p - p$ à grand angle ;
- le rayon de charge du neutron ;

et encore :

- la désintégration β^- ;
- les taux de désintégration faible ;
- la polarisations du Λ^0 ;
- la rediffusion dans les collisions hadron - deuton , etc. .

Ainsi les expériences et des considérations théoriques très diverses donnent l'indication que la sous - structure la plus probable est le diquark scalaire $(ud)_{I=S=0}$, de masse effective 200 à 500 MeV/c² , avec une énergie de liaison très forte de l'ordre de 300 MeV/c² , un rayon estimé à 0.2 fm , bien inférieur à celui des mésons habituels , et un facteur de forme à décroissance très rapide (qui empêche son observation à des P_T trop élevés) .

C'est un sujet d'actualité , qui sera débattu prochainement lors d'une conférence spécialisée "Workshop on diquarks" qui se tiendra à Turin (Italie) du 24 au 26 Octobre 1988 , sous l'égide de l'I.S.I. ("Institute for Scientific Interchange") . Tous les aspects que nous avons traités dans ce mémoire y seront développés , ainsi que d'autres allant jusqu'à la structure nucléaire .

Des informations seront également fournies sur les états diquarks dans les interactions d'ions légers , mais rien n'est prévu jusqu'à présent sur les implications des diquarks dans

les collisions d'ions lourds .

Dans ce mémoire , nous avons beaucoup utilisé le vocable diquark , bien que celui de divalon puisse lui être préféré . Cependant , ce terme diquark est déjà employé de façon habituelle pour désigner dans un processus donné un système de deux quarks (spectateur , par exemple , lorsque dans un baryon on s'intéresse au troisième quark de façon préférentielle) .

Pour différencier l'objet "diquark" , entité liée de deux quarks , du système de deux quarks , il serait utile de trouver une nouvelle appellation . Il est concevable d'imaginer que les deux quarks liés sont comme enfermés dans une "cavité" du vide dans QCD , ce que suggère , comme nous l'avons vu , le modèle des instantons .

Dans cette cavité pour deux valons , la mise en commun des deux "mers" associées à chaque quark peut être à l'image d'une liaison covalente en chimie , et un membre de notre équipe propose les appellations "covalons" ou "coquarks" . De cette appellation naïve peuvent découler des conséquences très variées que nous ne pouvons pas analyser ici.

Il faut noter que la notion de "diquark lié" remet en cause des propriétés bien établies de la matière nucléonique : ainsi , par exemple , le diquark et le quark isolés rendraient compte de toute la quantité de mouvement du nucléon , si bien que tous les gluons , considérés jusqu' à présent comme des partons du nucléon , participeraient uniquement à la liaison du diquark , et ne figureraient pas de façon explicite dans le nucléon (FRE83,EKE84).

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes pourraient conduire à des densités de matière et d'énergie telles qu'il y ait un déconfinement dans la matière nucléonique conduisant au plasma quark - gluon ou quagma . La recherche d'une signature de ce quagma "artificiel" est un problème important, du point de vue cosmologique et difficile sur le plan expérimental .

Après les premières expériences d'ions lourds ultra-relativistes , les meilleures indications sur la formation de quagma sont probablement celles fournies par l'expérience NA38, au CERN : la suppression relative du J/ψ formé dans les collisions des ions , à mesure que l'énergie transverse recueillie devient plus importante . En effet , le J/ψ a une extension spatiale faible , mais suffisante pour être interdit dans ce gaz extrême où toute structure est supprimée au-dessus d'une certaine dimension critique (liée à la densité de matière). Cependant , avant d'être supprimé , le J/ψ doit être produit , et les deux paramètres temps d'hadronisation du J/ψ et temps de formation et de refroidissement du quagma se contrarient .

Cette difficulté n'existe plus si nous considérons les diquarks (GEI88) qui sont pré-existants dans les nucléons des ions lourds au moment des collisions . Leurs dimensions sont telles qu' ils doivent disparaître également si le quagma se forme , avec comme conséquence directe une modification des rapports ρ^+ et R que nous avons étudiés dans ce mémoire , dans l'intervalle en P_T de 2 à 6 GeV/c environ , et avec des évolutions différentes de celles des collisions $p - p$ ou noyau - noyau , en fonction des variables cinématiques P_T , θ et $\sqrt{s}$.

Les mêmes phénomènes parasites que pour le J/ψ , comme l'absorption nucléaire au cours des processus de diffusion multiple (que nous avons évoqués dans ce mémoire) , peuvent apparaître aussi dans le cas du diquark , mais de façon atténuée , car le diquark s'hadronise préférentiellement en protons , dont la diffusion à la Glauber se calcule plus facilement .

En conclusion , une nouvelle signature très puissante , et facile à comprendre , de la formation d'un quagma serait la suppression des "covalons" ou "coquarks" pour des seuils élevés en énergie transverse .

APPENDICES

APPENDICE A1

NOMBRES QUANTIQUES DES DIQUARKS

Avec les quarks u et d , il est possible de construire différentes configurations "diquarks" : les principaux états sont montrés dans le Tableau (A.1) .

<i>Quarks et diquarks</i>	d	u	$(ud)_0$	$(ud)_1$	$(uu)_1$	$(dd)_1$
<i>Charge électrique</i>	$-1/3$	$2/3$	$1/3$	$1/3$	$4/3$	$-2/3$
<i>Composante z de l'isospin</i>	$-1/2$	$1/2$	0	1	1	1
<i>Spin</i>	$1/2$	$1/2$	0	1	1	1

Tableau (A.1) : Principaux nombres quantiques des quarks de valence d , u et des diquarks .

Nous ne considérons pas ici les quarks de valence s , qui apparaissent dans le Λ_0 par exemple, avec lesquels il est possible de construire des diquarks également, comme $(us)_0$, $(ds)_0$, etc. (Il serait aussi possible de construire des diquarks $(uc)_0$, $(ub)_0$, ...) . On considère que seuls les diquarks avec un spin nul peuvent former des états dynamiquement liés de faible masse et de petite dimension . Les états de spin 1 sont considérés comme "accidentels" : ce ne sont pas des états liés, mais la proximité du quark isolé u (dans le proton) vis-à-vis de l'un des quarks de $(ud)_0$ peut faire que la sonde extérieure "voit" un faux état lié de spin 1 (^{FRE83}) (Pour les états de spin 1, l'échange d'un gluon correspond à une force répulsive) .

Les diquarks sont envisagés soit dans le cadre d'une symétrie $SU(6)$ brisée qui permet de privilégier le diquark $(ud)_0$ de faible masse par rapport aux autres, soit dans le cadre de $SU(3)$ couleur .

APPENDICE A2

VIOLATION DE L'INVARIANCE D'ECHELLE

La diffusion profondément inélastique lepton - nucléon , et le processus considéré comme équivalent des collisions hadroniques à haut P_T , conduisent au test de la sous - structure partonique des nucléons . En effet , des quadrimoments de transfert Q (ou P_T) élevés permettent , en raison des principes d'incertitude , de résoudre les très petites distances de l'espace - temps , et révèlent l'aspect granulaire de la cible .

Si les partons sont réellement élémentaires , alors l'interaction entre la sonde et le parton - considéré comme ponctuel - ne dépend pas du tout ou très peu de Q^2 (ou P_T^2), mais est fonction seulement d'une variable d'échelle x , sans dimension , définie comme suit , dans les deux cas considérés :

- diffusion profondément inélastique :

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (A2.1a)$$

avec M = masse du nucléon , ν = énergie transférée .

- diffusion à haut P_T :

$$x = \frac{2P_T}{\sqrt{s}} \quad (A2.1b)$$

La dépendance en fonction , seulement , de la variable de Feynman x est appelée "l'invariance d'échelle de Bjorken" , puisqu' aucune énergie ou longueur ne gouverne l'interaction (Les partons sont ponctuels) .

Par opposition à cela , toute variation marquée en fonction de Q^2 (ou P_T^2) ou tout écart significatif vis - à - vis de x , s'interprètent en termes de violation de l'invariance d'échelle .

En ce qui concerne les processus profondément inélastiques lepton - nucléon (lepton = électron , muon , neutrino) , l'accumulation de données de plus en plus précises manifeste des déviations par rapport à l'invariance d'échelle : il apparaît une certaine dépendance en Q^2 pour une valeur de x donnée .

Parmi les explications données , il y a les effets dûs aux gluons dans les nucléons , mais aussi des mouvements transverses internes des quarks , des effets dûs à la masse des quarks dans la cible , et enfin la possibilité que les quarks ne soient pas entièrement libres

à l'intérieur des hadrons . Il est souligné (^{FRE82}) que parmi toutes ces sources de brisure de l'invariance d'échelle , seule la dernière entre en compétition avec QCD pour rendre compte des données expérimentales , et bien entendu cette liaison des quarks apparaît dans les diquarks .

L'analyse est la même pour les haut P_T et nos résultats montrent clairement l'évolution en fonction de P_T .

Une autre façon de concevoir cette brisure serait l'existence de "pré-partons" , c'est à dire de partons eux - mêmes granulaires , ou encore que les quarks sont habillés d'un nuage de gluons et de paires quark . antiquark : on parle , dans ce cas , de valons .

Nous indiquons , dans notre conclusion , qu'il est possible de marier les notions de diquarks et de valons .

APPENDICE A3

CONSTANTES DE CALIBRATION

A . 3 - 1 TEMPS DE CALIBRATION ELECTRONIQUE t_C

a)

voie i	t_C	σ_t
1	48,138	0.176
2	45,906	0.458
3	44,265	0.263

b)

voie j	t_A (j = 1,16) t_B (j = 17,32)	σ_t
1	18,036	0.284
2	19,782	0.284
3	18,594	0.309
4	19,906	1.369
5	20,492	0.160
6	20,210	0.246
7	19,875	0.372
8	19,259	0.183
9	21,769	0.189
10	19,461	0.156
11	20,337	0.213
12	21,124	0.385
13	16,639	0.179
14	19,945	0.259
15	18,731	0.240
16	22,457	0.113
17	18,287	0.418
18	22,974	0.284
19	20,053	0.683
20	21,900	2.727
21	17,693	0.369
22	19,146	0.551
23	17,910	0.621
24	20,011	0.303
25	19,934	0.179
26	18,121	0.172
27	18,752	0.215
28	24,076	1.171
29	21,343	0.149
30	19,991	0.212
31	22,500	0.195
32	22,568	0.073

Tableau (A . 3 - 1) : Temps t_C de calibration électronique (en ns) ,
a) petit mur (H_1) ; b) grand mur (H_2) .

A . 3 - 2 VALEURS DES COUPURES Q_{INF}

i	Q_{INF}
1	60
2	96
3	66
j	Q_{INF}
1	0
2	0
3	0
4	0
5	0
6	20
7	0
8	0
9	20
10	20
11	50
12	0
13	20
14	0
15	30
16	0
17	0
18	0
19	0
20	0
21	0
22	20
23	0
24	0
25	30
26	40
27	50
28	70
29	20
30	20
31	0
32	20

Tableau (A . 3 - 2) : Valeurs des coupures Q_{INF} pour le petit mur ($i = 1 , 3$) et le grand mur ($j = 1 , 32$) (unités arbitraires), sur les spectres ADC .

A . 3 - 3 COUPURES (Z, W_j)

Latte	A_{jL} (ns/mm)	B_{jL} (ns)
1	0.01171	- 4.7
2	0.01058	- 5.0
3	/	/
4	0.01155	- 5.0
5	0.01086	- 4.7
6	0.01082	- 4.5
7	0.01012	- 5.1
8	0.01058	- 4.5
9 à 16	/	/

Tableau (A . 3 - 3) : Paramètres définissant la coupure (Z, W_j) ,pour le grand mur , dans l'étude de la vitesse V_j .

A . 3 - 4 COEFFICIENTS DE CHARGE POUR LE GRAND MUR

<i>Lettej</i>	<i>A_j</i>
1	6.70 ± 2.60
2	7.98 ± 1.77
3	
4	4.00 ± 1.37
5	5.00 ± 1.06
6	3.70 ± 0.86
7	3.04 ± 0.99
8	6.55 ± 0.96
9	5.84 ± 0.56
10	3.60 ± 0.73
11	3.74 ± 1.17
12	70.00 ± 20.0
13	7.36 ± 1.64
14	4.83 ± 1.80
15	0.48 ± 1.55
16	10.1 ± 3.2

Tableau (A . 3 - 4) : Coefficients de charge pour le grand mur (unités arbitraires) .

A . 3 - 5 VALEURS DES CONSTANTES E_{ij} ASSOCIANT LE PETIT MUR
ET LE GRAND MUR

$j \backslash i$	1	2	3
1	- 1.595 $\pm$ 0.151	- 1.539 $\pm$ 0.176	- 1.959 $\pm$ 0.154
2	- 1.858 $\pm$ 0.110	- 1.692 $\pm$ 0.202	- 1.897 $\pm$ 0.128
3			
4	- 4.510 $\pm$ 0.198	- 4.308 $\pm$ 0.134	- 4.536 $\pm$ 0.116
5	- 2.051 $\pm$ 0.100	- 1.695 $\pm$ 0.083	- 2.108 $\pm$ 0.063
6	- 2.055 $\pm$ 0.132	- 1.605 $\pm$ 0.096	- 2.115 $\pm$ 0.076
7	- 1.661 $\pm$ 0.157	- 1.386 $\pm$ 0.105	- 1.891 $\pm$ 0.107
8	- 1.904 $\pm$ 0.142	- 1.804 $\pm$ 0.102	- 2.045 $\pm$ 0.093
9	- 1.619 $\pm$ 0.084	- 1.340 $\pm$ 0.070	- 1.590 $\pm$ 0.078
10	- 1.603 $\pm$ 0.095	- 1.464 $\pm$ 0.102	- 1.770 $\pm$ 0.106
11	- 2.014 $\pm$ 0.134	- 1.510 $\pm$ 0.089	- 1.684 $\pm$ 0.104
12	- 2.521 $\pm$ 0.535	- 2.275 $\pm$ 0.244	- 2.304 $\pm$ 0.465
13	- 1.220 $\pm$ 0.152	- 1.210 $\pm$ 0.157	- 1.844 $\pm$ 0.153
14	- 1.060 $\pm$ 0.160	- 0.795 $\pm$ 0.142	- 1.326 $\pm$ 0.212
15	- 1.421 $\pm$ 0.142	- 0.972 $\pm$ 0.121	- 1.244 $\pm$ 0.171
16	- 3.065 $\pm$ 0.162	- 2.334 $\pm$ 0.130	- 2.818 $\pm$ 0.181

Tableau (A . 3 - 5) : Constantes E_{ij} (en ns) . ($i = 1, 3$: petit mur ,
 $j = 1, 32$: grand mur)

APPENDICE A4

LISSAGE DES SECTIONS EFFICACES INVARIANTES INCLUSIVES A 90°

La forme des lissages des sections efficaces invariantes de production de π , K ou p , à 90° , proposée par ALPER et al. (ALP75), et avec une modification de normalisation, est la suivante :

$$(\ell) \equiv E_\ell \frac{d^3 \sigma}{dP_\ell^3} = N \left[A_1 e^{-BP_T} + A_2 \frac{(1 - P_T/P_F)^m}{(P_T^2 + P_{T_0}^2)^n} \right] \quad (A.4.1)$$

où les coefficients A_1 , B , A_2 , P_{T_0} , m et n sont donnés dans le Tableau (A.4.1). (P_F est l'impulsion du faisceau en GeV/c).

Il est communément admis que ce lissage rend parfaitement compte de la production de π et K , mais surestime les productions de p et $\bar{p}$.

C'est pour cela que nous avons introduit un coefficient de normalisation N égal à l'unité pour les pions et kaons et différent pour les protons et antiprotons.

Pour ces deux derniers cas, nous avons ajusté toutes les données publiées (ANT79), (BAN72), (GUE76aetb), par le lissage (A.4.1), en excluant les mesures de ALPER et al.

La Figure (A.4.1) donne ces ajustements pour $\sqrt{s} = 31$ GeV.

Les valeurs de N sont données dans le Tableau (A.4.1).

Particule	A_1 mb/(sr.GeV ² /c ³)	B (GeV/c) ⁻¹	A_2 (mb.GeV ⁶ /c ⁵)	P_{T0} (GeV/c)	m	n	N
π^+	210 ± 4	7.58 ± 0.11	10.7 ± 0.7	1.03 ± 0.03	10.9 ± 0.4	4.0	1
π^-	205 ± 4	7.44 ± 0.9	12.8 ± 0.9	1.08 ± 0.02	13.1 ± 0.4	4.0	1
K^+	14.3 ± 0.9	6.78 ± 0.21	8.0 ± 1.1	1.29 ± 0.03	12.1 ± 0.8	4.0	1
K^-	13.4 ± 1.0	6.51 ± 0.23	9.8 ± 1.7	1.39 ± 0.04	17.4 ± 1.0	4.0	1
p	5.3	3.8	16	1.2	0	7.5	0.725 ± 0.011
$\bar{p}$	1.89 ± 0.13	4.10 ± 0.06	25.0 ± 8.0	1.41 ± 0.04	25.0 ± 2.0	4.5 ± 0.1	0.556 ± 0.009

TABLEAU (A.4.1) - Valeurs des paramètres du lissage (A.4.1)

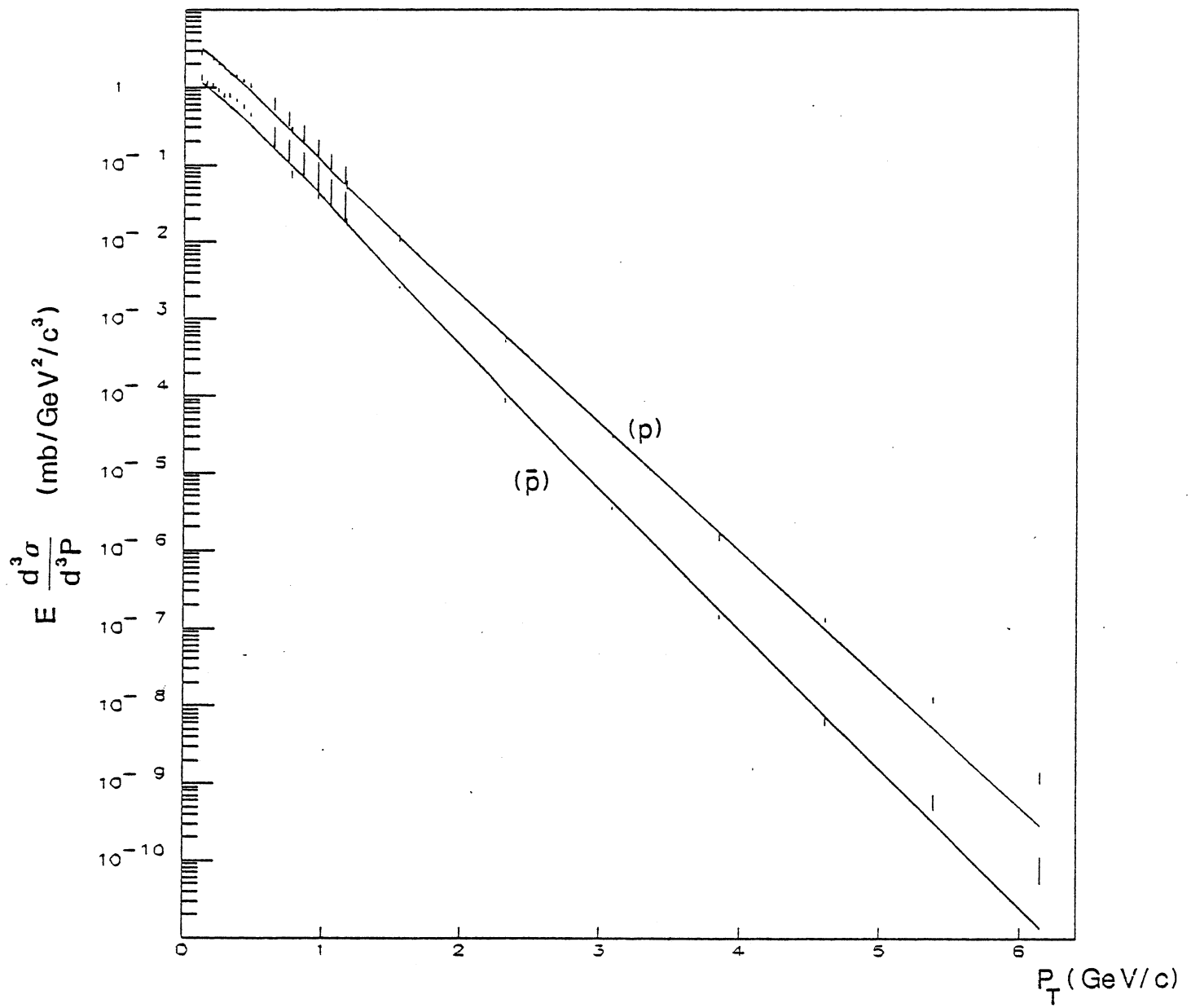


FIGURE (A.4.1) - Lissages des sections efficaces invariantes de production de p et $\bar{p}$, à $\sqrt{s} = 31$ GeV.

BIBLIOGRAPHIE

- (ABR80) V.V. ABRAMOV et al.,
Nucl. Phys. B173, (1980) 348.
- (AGU88) M. AGUILAR-BENITEZ et al.,
Phys. Lett. b201, (1988) 176.
- (AKE82) T. AKESSON et al.,
Phys. Lett. B108, (1982) 58.
- (AKE82b) T. AKESSON et al.
Phys. Lett. B119, (1982) 464.
- (AKE82c) T. AKESSON et al.,
Phys. Lett. B110, (1982) 344.
- (AKE82e) T. AKESSON et al.,
Nucl. Phys. B209, (1982) 321.
- (AKE82d) T. AKESSON et al.,
Nucl. Phys. B209, (1982) 309.
- (AKE83) T. AKESSON et al.,
Nucl. Phys. B228, (1983) 409.
- (AKE84) T. AKESSON et al.,
Nucl. Phys. B246, (1984) 408.
- (ALB83) M.G. ALBROW et al.,
CERN/82 - 11. (1982).
- (ALL83) P. ALLEN et al.,
Nucl. Phys. B214, (1983) 369.
- (ALP73a) B. ALPER et al.,
Phys. Lett. B47, (1973) 75.
- (ALP73b) B. ALPER et al.,
Phys. Lett. B47, (1973) 275.
- (ALP75) B. ALPER et al.,
Nucl. Phys. B100, (1975) 237.
- (AMB82) M. AMBROSIO et al.,
Phys. Lett. B115, (1982) 495.

- (AMO83) N. AMOS et al.,
Phys. Lett. B120, (1983) 460.
- (AND82) B. ANDERSSON et al.,
Z. Phys. C13, (1982) 361.
- (ANG86) A.L.S. ANGELIS et al.,
Phys. Lett. B185, (1986) 213.
- (ANS87a) M. ANSELMINO et al.,
CERN - TH. 941/87.
- (ANS87b) M. ANSELMINO et al.,
Z. Phys. C36, (1987) 89.
- (ANT79) D. ANTREASYAN et al.,
Phys. Rev. D19, (1979) 764.
- (AUB85) J.J. AUBERT et al.,
Nucl. Phys. B259, (1985) 189.
- (BAI86) J.L. BAILLY et al.,
Z. Phys. C31, (1986) 367.
- (BAI87) J.L. BAILLY et al.,
Z. Phys. C35, (1987) 295.
- (BAN72) M. BANNER et al.,
Phys. Lett. B41, (1972) 547.
- (BAR77) G. BARDIN et al.,
Nucl. Phys. B120, (1977).
- (BEL83) W. BELL et al.,
Phys. Lett. B128, (1983) 349.
- (BER80) J. BERTHOT, R. CHADELAS, M. CROUAU, L. MERITET, F. VAZEILLE
Rapport interne, Clermont-Ferrand. PCCF RI 80/02 (Décembre 1980)
- (BET85) R.G. BETMAN and L.V. LAPERASHVILI.,
Sov. J. Nucl. Phys. 41, (1985) 225.
- (BIA76) A. BIALAS et al.,
Nucl. Phys. B111, (1976) 461.

- (BIA81) A. BIALAS and W. CZYZ.,
Proc. Workshop on Future relativistic heavy ion experiments . (May 1981).
- (BIA82) A. BIALAS, W. CZYZ and L. LESNIAK.,
Z. Phys. C13, (1982) 147.
- (BON85) R. BONINO, A. MONTAG, M. REYROLLE, F. VAZEILLE.,
Rapport interne, Clermont-Ferrand. PCCF RI 85/02 (Février 1985).
- (BRE84a) A. BREAKSTONE et al .,
Z. Phys. C25, (1984) 21.
- (BRE84b) A. BREAKSTONE et al.,
Phys. Lett. B125, (1984) 505, 510.
- (BRE84c) A. BREAKSTONE et al.,
Phys. Lett. B147, (1984) 237.
- (BRE85a) A. BREAKSTONE et al.,
Z. Phys. C28, (1985) 335.
- (BRE85b) A. BREAKSTONE et al .,
Z. Phys. C27, (1985) 205.
- (BRE87) A. BREAKSTONE et al.,
Z. Phys. C36, (1987) 567.
- (BRE88) A. BREAKSTONE et al .,
Rapport CERN/ER - 88 - 21.
- (BRO78) J. BRODSKY et al .,
Phys. Rev. D17, (1978) 848.
- (CAR82) G. CARBONI et al .,
Phys. Lett. B113, (1982) 87.
- (CHA83) P. CHAUVAT, R.D. COUSIN, S. ERHAN, K. HAYES, A.M. SMITH, F. VAZEILLE,
R. BONINO, J. ELLETT, M. MEDINNIS, A. RUSS, P.E. SHLEIN, P. SHER-
WOOD, J.G. ZWEIZIG, J. ALITTE, B. BLOCH - DEVAUX, J.B. CHEZE,
B. PICHARD, F. ROLLINGER, M. TARARINE, J. ZSEMBERY, J. BERTHOT,
L. MERITET and M. REYROLLE.,
"Differences in leading baryon production from $p - \bar{p}$ collisions with $\sqrt{s} = 31$ GeV
at the CERN - ISR".
Phys. Lett. B127, (1983) 384.

- (CHA84) R. CHADELAS.,
"Contribution à l'électronique , assistée par microprocesseurs , d'une expérience réalisée auprès d'un accélérateur de très haute énergie".
Thèse d'université, Clermont - Ferrand. (Mars 1984).
- (CHA88a) COLLABORATION R608.,
"Comparison of the inclusive productions of charged pions in the $p - \bar{p}$ and $p - p$ collisions at 90° and for the intermediate transverse momenta at the CERN-ISR",
à soumettre à Phys. Lett.
- (CHA88b) COLLABORATION R608.,
"Experimental study of CR and CP invariances in $p - \bar{p}$ collision", à soumettre à Phys. Rev.
- (CLO81) F.E. CLOSE and R.G. ROBERTS.,
Z. Phys. C8, (1981) 57.
- (CRO75) J.W. CRONIN et al.,
Phys. Rev. D11, (1975) 3105.
- (CRO81) M. CROUAU, S. MAYADE, G. SAVINEL et F. VAZEILLE.,
Rapport interne, Clermont - Ferrand. PCCF. RI. 81103 (Juin 1981).
- (DON80) A. DONNACHIE and P.V. LANDSHOF.,
Phys. Lett. B95, (1980) 437.
- (DZI81) Z. DZIEMBOWSKI et al.,
Z. Phys. C10, (1981) 231.
- (EKE83) S. EKELIN et al.,
Phys. Rev. D28, (1983) 257.
- (EKE84a) S. EKELIN et al.,
Phys. Rev. D30, (1984) 2310.
- (EKE84b) S. EKELIN and S. FREDRIKSSON.,
Phys. Lett. B149, (1984) 509.
- (ERH79) S. ERHAN et al.,
Phys. Lett. B85 (1979) 447.
- (FIE78) R.D. FIELD and R.P. FEYNMAN.,
Nucl. Phys. B136, (1978) 1.

- (FRE82a) S. FREDRIKSSON et al.,
Z. Phys. C14, (1982) 35.
- (FRE82b) S. FREDRIKSSON et al.,
Z. Phys. C14, (1982) 41.
- (FRE83a) S. FREDRIKSSON et al.,
Phys. Rev. D28, (1983) 257.
- (FRE83b) S. FREDRIKSSON et al.,
Phys. Rev. D38, (1983) 28.
- (FRE83c) S. FREDRIKSSON et al.,
Z. Phys. C19, (1983) 53.
- (FRE84) S. FREDRIKSSON et al.,
Proc. 19^{ème} Rencontres de Moriond, (1984) 479.
- (FRI83) H.T. FRISCH et al.,
Phys. Rev. D27, (1983) 1001.
- (GEI88) W.M. GEIST.,
CERN -EP/88 - 53.
- (GUE76a) K. GUETTLER et al.,
Phys. Lett. B64, (1976) 111.
- (GUE76b) K. GUETTLER et al.,
Nucl. Phys. B116, (1976) 77.
- (KIM87) V.T. KIM, JINREZ 87 - 75 (1987).
- (KOG73) J. KOGUT and L. SUSSKID
Phys. Rep. c8, (1973) 75.
- (KRO88) P. KROLL.,
CERN - TH - 4983/88 (1988).
- (LAP82) L.V. LAPERASHVILI, Sov. J.,
Nucl. Phys. 35, (1982) 431.
- (LAR84) T. LARSSON.,
Phys. Rev. D29, (1984) 1013.

- (LIC82) D.B. LICHTENBERG et al.,
Phys. Rev. Lett. 48, (1982) 1653.
- (MAH84a) A. MAHROUSSEH.,
"Calibration différée des mesures de temps de vol en vue de l'identification des particules dans l'expérience R608 : méthodologie et programmes", D.E.A, Clermont - Ferrand (Juillet 1984).
- (MAH84b) S. MAHROUSSEH.,
"Problèmes liés aux calibrations électroniques du spectromètre à 90° de l'expérience R608", D.E.A, Clermont - Ferrand (Juillet 1984).
- (MAH85) A. MAHROUSSEH, S. MAHROUSSEH, L. MERITET, F. VAZEILLE, A. ZIANE.,
"Calcul de l'acceptance du spectromètre à 90° de l'expérience R608", PCCF RI 85/08. Clermont - Ferrand (Décembre 1985).
- (MEM80) Memorandum CERN.,
CERN-ISR C/80 - 29 (Septembre 1980).
- (MIN80) H. MINAKATA and T. SHIMIZU.,
Lett. Nuov. cim, Vol 27, n^o 8, (1980) 241.
- (MIC77) B. MICHEL.,
Thèse d'état. Clermont - Ferrand (Mars 1977).
- (PRO78) Proposition d'expérience.,
CERN - ISR. C/78 - 18. (Juin 1978).
- (REY84) M. REYROLLE.,
"Mise en oeuvre d'un spectromètre magnétique auprès des anneaux de stockage à intersections du CERN, (extension à 90° de l'expérience R608)". Thèse 3^{ème} cycle. Clermont - Ferrand (avril 1984).
- (SMI87a) A.M. SMITH, L. MERITET, M. REYROLLE, F. VAZEILLE, R. BONINO, A. CASTELLINA, S. ERHAN, G. INGELMAN, M. MEDINNIS, P.E. SCHLEIN, P. SHERWOOD, S. VERNETTO, J.G. ZWEIZIG, J. ALLITI, B. BLOCH-DEVAUX, J.B. CHEZE, A. MONTAG, J. ZSEMBERY.,
"Observation of correlations between forward protons and 90° trigger protons at $\sqrt{s} = 63$ GeV", Phys. Lett. B184, (1987) 293.
- (SMI87b) A.M. SMITH, L. MERITET, F. VAZEILLE, R. BONINO, A. CASTELLINA, S. ERHAN, M. MEDINNIS, P.E. SCHLEIN, P. SHERWOOD, S. VERNETTO, J.G. ZWEIZIG, J. ALLITI, J.B. CHEZE, A. MONTAG, J. ZSEMBERY.,
Phys. Lett. B185, (1987) 209.

(VAZ80) F. VAZEILLE.,

"Diffusions coherentes elastique et inelastiques diffractives proton - helium-4 à 24 GeV/c", Thèse d'état, n° 281, Clermont - Ferrand (1980).

(ZIA86) A. ZIANE.,

"Etude expérimentale des invariances CR et CP dans les collisions proton - antiproton à très courte distance , auprès des anneaux de stockage (I.S.R) du C.E.R.N", Thèse 3^{ème} cycle, Clermont - Ferrand (Septembre 1986).

RESUME

L'invariance par conjugaison de charge, dans les interactions fortes, prévoit l'égalité des sections efficaces dans les collisions $p-\bar{p}$, pour la production à 90° c.m. d'une particule et de son antiparticule : ce que nous avons déjà vérifié pour les pions et kaons peut être étendu à la comparaison $p/\bar{p}$, à condition de bien identifier ces particules.

Mais la comparaison $p/\bar{p}$ présente un intérêt différent pour les collisions $p-p$ et $p-\alpha$, en raison de taux de production de protons anormalement élevés.

Pour affiner l'identification des p et $\bar{p}$ obtenue grâce à des compteurs Tcherenkof à aérogel de silice, nous avons ajouté une sélection fournie par des mesures de temps de vol, avec une résolution globale meilleure que 160 ps. Des coupures supplémentaires, à caractère géométrique, améliorent le rejet du bruit de fond, beaucoup plus important en p qu'en $\bar{p}$. L'analyse de nos données en $p-\bar{p}$ (à $\sqrt{s}=53$ GeV), $p-p$ ($\sqrt{s}=31,53$ et 62 GeV) et $p-\alpha$ ($\sqrt{s}=66$ GeV), a été effectuée pour des p et $\bar{p}$ ayant un P_T appartenant à l'intervalle maximum allant de 0.6 à 4.5 GeV/c.

Le test des invariances CR et CP, dans les interactions fortes $p-\bar{p}$, montre que l'amplitude relative de violation est globalement inférieure à $6^\circ/00$ (avec un niveau de confiance de 95,4%) pour la production de π , K et p .

L'étude des rapports $\bar{p}/p$ ou p/X^+ (où X^+ désigne l'ensemble des particules de charge positive), dans les collisions $p-p$ et $p-\alpha$, en fonction des variables cinématiques P_T et $\sqrt{s}$, va dans le sens des conclusions tirées d'expériences analogues ou fort différentes, à savoir la nécessité de faire appel à une sous-structure diquark du proton, objet lié du type $(ud)_{I=S=0}$, que nous proposons de dénommer covalon ou coquark.

Les prévisions attendues sur les comportements de ces rapports dans les collisions entre noyaux lourds ultra relativistes, en fonction de P_T dans la gamme 2 à 6 GeV/c, mais aussi de $\sqrt{s}$ et θ , permettent d'imaginer une nouvelle signature des quagmas reflétée par la suppression des covalons.

MOTS-CLES

DIQUARK - SOUS STRUCTURE - CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE - INCLUSIF - ANNEAUX DE STOCKAGE - PROTON - ANTIPROTON - TEMPS DE VOL