

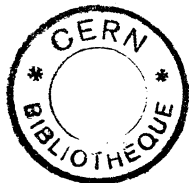
ORSAY

N° d'ordre : 2153

EX 8799

9

Az



04 1980

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

T H E S E

CERN LIBRARIES, GENEVA

présentée

CERN LIBRARIES, GENEVA

Pour obtenir



CM-P00068719

Le *GRADE* de DOCTEUR D'ETAT

SPECIALITE : SCIENCES PHYSIQUES

Par

ALBERT ROMANA

Sujet : Production du ψ par π^- , K^- , p^- , π^+ , K^+ , p à 39.5 GeV/c

Soutenue le 21 Avril 1980 devant la Commission d'examen

MM. BIZOT

Président

BADIER

COHEN-TANNOUDJI

DAVIER

FLEURY

SALMERON

Thesis-1980-Romana

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
INTRODUCTION	3
PREMIERE PARTIE : DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE I	
<u>CHAPITRE I : DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE</u>	11
I - <u>Le faisceau incident</u>	12
1 - La ligne de transport	12
2 - Comptage du flux incident	14
3 - Identification des particules incidentes	14
II - <u>Le spectromètre OMEGA</u>	15
1 - L'aimant et le champ magnétique.	15
2 - Les chambres à étincelles Le système de lecture	18
III - <u>Les détecteurs propres à l'expérience.</u>	18
1 - Les absorbeurs de hadrons.	20
2 - La cible active	23
3 - Les hodoscopes	25
4 - Les chambres proportionnelles	27
<u>CHAPITRE II : LA PRISE DE DONNEES.</u>	29
I - <u>La logique du déclenchement</u>	29
1 - Définition du faisceau incident	30
2 - Définition d'une interaction dans la cible	31
3 - Deux particules dans l'hodoscope BH	31
4 - La logique de multiplicité et la corrélation Y1.Y2	32

	<u>Pages</u>
II - <u>Les informations de l'électronique.</u>	37
1 - Identification des particules incidentes.	37
2 - Les compteurs du faisceau et de la cible active	38
III - <u>Les contrôles</u>	39
DEUXIEME PARTIE : DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE II	41
<u>CHAPITRE III : LES MODIFICATIONS DE L'APPAREILLAGE.</u>	43
I - <u>Le faisceau.</u>	44
1 - L'hodoscope de faisceau	44
2 - Extension de V2	44
3 - Identification des particules	45
II - <u>La cible d'hydrogène et ses détecteurs.</u>	45
III - <u>La cible de tungstène.</u>	47
IV - <u>Le premier absorbeur de hadrons.</u>	48
V - <u>Les hodoscopes S6 et BH.</u>	48
<u>CHAPITRE IV : LA PRISE DE DONNEES.</u>	51
I - <u>La logique de déclenchement.</u>	51
1 - Le "strobe"	52
2 - La logique de corrélations S6 - BH et la coupure des faibles masses.	52
II - <u>L'électronique associée.</u>	59
1 - L'hodoscope S6 et l'origine des temps	60
2 - Les compteurs dans le faisceau.	60
III - <u>Les autres contrôles.</u>	62

	<u>Pages</u>
TROISIEME PARTIE : LE TRAITEMENT DES DONNEES	63
<u>CHAPITRE V : LA CHAINE DE TRAITEMENT DES DONNEES</u>	65
I - <u>Le programme ROMEO</u>	66
II - <u>Le programme CHIPS</u>	67
 <u>CHAPITRE VI : EVALUATION DES ERREURS EXTERNES ET CORRECTIONS.</u>	 69
I - <u>Evaluation des erreurs de mesure dans les chambres optiques</u>	 70
1 - Erreurs de mesure	70
2 - Erreurs dues à la diffusion multiple dans les chambres optiques	 71
3 - Erreurs totales dans les chambres optiques	72
II - <u>Extrapolation vers le vertex d'interaction.</u>	72
1 - Propagation des erreurs optiques	73
2 - Erreurs dues à la diffusion multiple dans l'absorbeur	 74
3 - Passage aux paramètres cinématiques.	74
4 - Ordres de grandeur	76
5 - Erreurs sur les coordonnées du vertex d'inter- action	 77
III - <u>Corrections d'angles au vertex d'interaction</u>	78
IV - <u>Correction de la perte d'énergie dans les ab- sorbeurs.</u>	 80
V - <u>Extrapolation vers l'hodoscope BH</u>	82
 <u>CHAPITRE VII - SELECTION DES EVENEMENTS ET ESTIMATION DU BRUIT DE FOND</u>	 85
I - <u>Lot d'événements initial.</u>	86
II - <u>Recherche du plan d'interaction dans la cible.</u>	86
III - <u>Réjection des hadrons.</u>	88
IV - <u>Elimination des faibles masses .</u>	90
V - <u>Coupure large au vertex.</u>	92
VI - <u>Réjection des traces non en temps.</u>	92

	<u>Pages</u>
VII - <u>Coupures en impulsion.</u>	96
VIII - <u>Coupures au vertex d'interaction.</u>	96
IX - <u>Estimation des divers bruit de fond.</u>	105
1 - Désintégration de deux π	105
2 - Production d'un prompt muon	108
3 - Processus de Bethe-Heitler	108
4 - Interactions secondaires	109
5 - Bilan des divers bruits de fond	112
X - <u>Obtention du lot final d'événements.</u>	114
 <u>CHAPITRE VIII : DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES.</u>	 115
I - <u>Nature de la particule incidente</u>	115
1 - Expérience I	115
2 - Expérience II	116
II - <u>Détermination du flux incident.</u>	118
1 - Expérience I	118
2 - Expérience II	120
III - <u>Pourcentages de particules dans le faisceau.</u>	122
IV - <u>Calcul d'acceptance.</u>	123
V - <u>Obtention des sections efficaces.</u>	126
 QUATRIEME PARTIE : PRESENTATION ET DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS.	 131
PRESENTATION	133
 <u>CHAPITRE IX : PRESENTATION DES RESULTATS ET COMPARAISON AVEC LES AUTRES EXPERIENCES</u>	 135
I - <u>Rapports des sections efficaces totales.</u>	136
II - <u>Section efficace absolue pour π^- incident</u>	144
III - <u>Présentation des sections efficaces nucléon- nucléon des autres expériences.</u>	148

	<u>Pages</u>
IV - <u>Variation de la section efficace en fonction de x_F.</u>	150
V - <u>Variation de la section efficace en fonction de p_T.</u>	159
VI - <u>Distribution angulaire du ψ.</u>	164
 <u>CHAPITRE X . DISCUSSION DE MODELES THEORIQUES.</u>	 167
I - <u>Modèles des constituants.</u>	168
1 - Cinématique des constituants	169
2 - Les fonctions de structure	172
3 - Sections efficaces relatives aux différents mécanismes	181
II - <u>Etude des vertex de production et description de</u>	183
1 - Annihilation de quarks légers	183
2 - Annihilation de quarks charmés	190
3 - Fusion de deux gluons	198
III - <u>Contributions relatives des divers mécanismes.</u>	203
1 - Etude des mécanismes isolés	203
2 - Association des mécanismes deux à deux	207
3 - Association des trois mécanismes	215
 CONCLUSION.	 225
REMERCIEMENTS.	227
BIBLIOGRAPHIE.	229

INTRODUCTION

L'étude de la production du ψ en collisions hadroniques est particulièrement importante par sa sensibilité à la constitution des hadrons en quarks et gluons et par les informations qu'elle fournit sur les couplages entre quarks, gluons et états liés de quarks.

En effet, l'hypothèse de la nature simple du ψ comme un état lié quark charmé-antiquark charmé fait que l'on est tenté d'expliquer sa production en termes de constituants, quarks et gluons [1 à 17]. Comme le type des quarks et antiquarks varie de hadron à hadron, il est important de comparer la production du ψ par interaction de plusieurs hadrons incidents sur une même cible et à la même énergie [20 à 33].

Dans le cadre du modèle des quarks, la production du ψ peut être due à trois mécanismes différents : l'annihilation des quarks légers (u, d et s), l'annihilation de quarks charmés et la fusion de gluons. Chacun de ces mécanismes est caractérisé par une constante de couplage qui dépend de la nature du vertex considéré. Si nous supposons connues les fonctions de structure des constituants dans les hadrons considérés, nous pouvons déterminer à partir des données expérimentales quelles sont les valeurs de ces constantes de couplage et en déduire les contributions relatives de ces divers mécanismes. De plus, nous observons que les ajustements des constantes de couplage sur les données expérimentales sont sensibles à la forme choisie pour les fonctions de structure, ce qui est particulièrement utile dans le cas des gluons dont les distributions sont très mal connues.

Dans ce travail, nous décrivons deux expériences sur la production du ψ dans des interactions de π^- , K^- , $\bar{p}$, π^+ , K^+ , p avec des noyaux de cuivre et de tungstène à 39.5 GeV/c. Ces deux expériences ont été réalisées auprès du SPS du CERN en utilisant le spectromètre OMEGA que nous avons adapté pour la détection du ψ dans son mode de désintégration en paires de muons.

L'expérience I a été effectuée tout au début du fonctionnement du nouvel accélérateur, les données ayant été prises en Janvier et Février 1977: elle a conduit à la première publication des résultats obtenus grâce au SPS.

Nous avons renouvelé l'expérience de Juillet à Octobre 1978 en modifiant l'appareillage et la logique de déclenchement de façon à améliorer sensiblement la statistique. A titre d'exemple, le nombre de ψ observés en collision π^- - noyau est passé de 800 (expérience I) à 6800 (expérience II) et de 200 à 4600 en collision π^+ - noyau.

Nous avons choisi le spectromètre OMEGA pour les grandes facilités qu'il présente afin de réaliser cette expérience assez rapidement; en particulier, il nous a été possible d'adapter le spectromètre pour avoir une acceptance pour les ψ produits vers l'avant dans le centre de masse supérieure à 30%. Deux faisceaux de hadrons entrent dans l'OMEGA, d'impulsions maxima 40 et 80 GeV/c : seule la ligne de transport du faisceau de 40 GeV/c permettait l'introduction des compteurs Cerenkov nécessaires à la détermination de la nature des particules incidentes.

Nous séparons cette étude en quatre parties :

La première partie est consacrée aux descriptions du dispositif expérimental (chapitre I) et de la prise de données (chapitre II) relatives à l'expérience I : elle est assez détaillée car nous devons montrer comment l'élaboration d'une expérience basée sur la détection d'une paire de muons doit concilier l'absorption des hadrons issus de l'interaction et la précision de reconstruction des trajectoires des muons nécessaire à une bonne résolution en masse du ψ .

La seconde partie concerne les modifications de l'appareillage et de la logique de déclenchement que nous avons effectuées pour l'expérience II (chapitres III et IV). Elles sont liées à notre souci d'accroître la statistique par une augmentation de l'intensité du faisceau incident de 3×10^6 à 10^7 particules par seconde et par un déclenchement basé sur une coïncidence entre deux grands hodoscopes de scintillateurs.

La troisième partie décrit le traitement des données. Après une courte introduction sur la chaîne des programmes de traitement des données (chapitre V), puis une évaluation des erreurs de mesure (chapitre VI), nous passons à l'étude de la sélection des événements et à l'estimation du bruit de fond restant dans le lot final d'événements (chapitre VII). La détermination des sections efficaces nécessite l'estimation des taux de comptage des particules incidentes et le calcul de l'acceptance de l'appareillage : c'est ce que nous faisons au chapitre VIII.

Dans la quatrième partie, nous présentons les résultats de nos deux expériences et nous les comparons aux résultats obtenus par les autres expériences de production hadronique du ψ [35 à 56]. Nous discutons alors des divers mécanismes de production basés sur le modèle des constituants dans le chapitre X : nous comparons avec divers modèles qui expriment la production du ψ en termes d'annihilation de quarks, légers ou charmés, et/ou de fusion de gluons [2,17]. Avec des fonctions de structure déterminées expérimentalement ou le plus couramment utilisées dans les calculs théoriques, nous ajustons sur nos données expérimentales les constantes de couplage relatives à chacun des trois mécanismes; nous remarquons que la contribution des quarks légers est prépondérante à notre énergie ($\sqrt{s} = 8.6$ GeV) dans la production du ψ par pions, kaons et antiprotons incidents; dans la production du ψ par proton incident, cette contribution est fortement réduite du fait de l'absence d'antiquark de valence dans les nucléons. Un des critères de validité d'un tel modèle étant la dépendance en énergie de la section efficace de production, nous utilisons les constantes de couplage obtenues par l'ajustement de nos données et nous extrapolons les sections efficaces à $\sqrt{s} = 19$ GeV afin de les comparer aux

résultats d'une autre expérience (NA 3)[56]; l'accord est satisfaisant si nous associons le mécanisme d'annihilation des quarks légers à celui de la fusion des gluons ou si nous associons les trois mécanismes; nous observons que la fusion de gluons devient la contribution la plus importante lorsqu'on augmente l'énergie. Ces ajustements sont sensibles à la forme choisie pour les fonctions de structure des gluons dans les hadrons, ce qui permet de penser qu'une expérience à haute statistique et à plusieurs énergies doit permettre la détermination des fonctions de structure des gluons par l'étude de la production du ψ .

Les principaux résultats que nous avons obtenus concernent les comparaisons de sections efficaces de production du ψ suivant la nature de la particule incidente et les sections efficaces différentielles

$$\frac{d\sigma}{dx_F}, E \frac{d\sigma}{dx_F} \frac{d\sigma}{dp_T^2} \text{ et } d\sigma/d(\cos \theta^*).$$

Nous avons trouvé les rapports suivants :

	$\sigma(\pi^-)$	$\sigma(K^-)$	$\sigma(\bar{p})$	$\sigma(\pi^+)$	$\sigma(K^+)$	$\sigma(p)$
Exp. I $x_F > 0$	1.	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3	0.87 ± 0.14	0.85 ± 0.50	0.15 ± 0.08
Exp. II $x_F > 0$	1.	0.89 ± 0.12	0.81 ± 0.12	1.00 ± 0.06	0.26 ± 0.05	0.10 ± 0.02
Exp. II $x_F > -0.5$	1.	0.88 ± 0.11	1.13 ± 0.14	1.05 ± 0.06	0.31 ± 0.06	0.14 ± 0.02

La section efficace totale de production du ψ par collision π^- - nucléon est calculée en prenant une dépendance en $A^{0.93}$ [56]; nous obtenons :

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^- + \text{Nucléon} \rightarrow \psi + X) &= 18. \pm 4 \text{ nb/nucléon} & \text{exp. I} & x_F > 0. \\ &16.4 \pm 4. & \text{exp.II} & x_F > 0. \\ &23.2 \pm 2. & \text{exp.II} & x_F > -0.5 \end{aligned}$$

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dx_F}$ présente un maximum à $x_F \simeq 0.2$ pour les π^- , π^+ et les K^- ; elle présente un maximum aux alentours de $x_F \simeq 0.$ pour les $\bar{p}$; les erreurs statistiques pour les protons et les K^+ sont très larges.

La section efficace différentielle de production du ψ en fonction du carré de l'impulsion transverse p_T permet de déterminer l'impulsion transverse moyenne pour les pions :

Exp. I	$\langle p_T \rangle = 0.78 \pm 0.03 \text{ GeV/c}$	$\langle p_T^2 \rangle = 0.77 \pm 0.06 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$	π^-
$x_F > 0$	$\langle p_T \rangle = 0.72 \pm 0.05$	$\langle p_T^2 \rangle = 0.67 \pm 0.09$	π^+
Exp.II	$\langle p_T \rangle = 0.83 \pm 0.01$	$\langle p_T^2 \rangle = 0.87 \pm 0.02$	π^-
$x_F > -0.5$	$\langle p_T \rangle = 0.82 \pm 0.01$	$\langle p_T^2 \rangle = 0.86 \pm 0.02$	π^+

PREMIÈRE PARTIE

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE I.

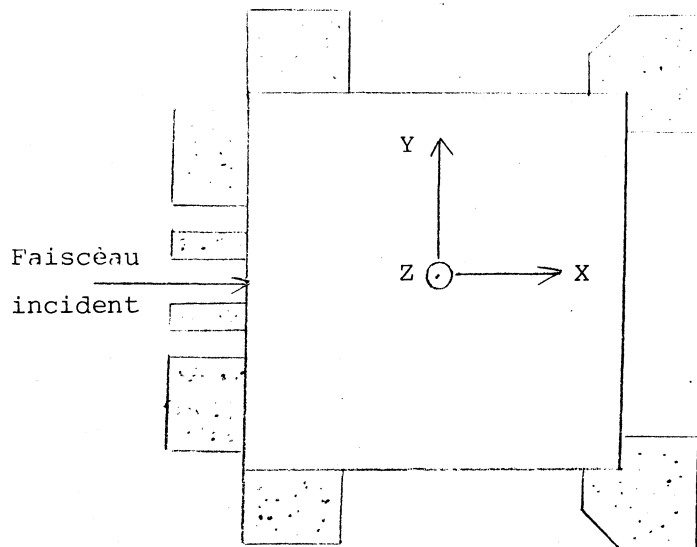
CHAPITRE I

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

Le dispositif expérimental est constitué d'un faisceau non séparé de $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p ou $\bar{p}$ suivant sa polarité, du spectromètre OMEGA, d'un absorbeur de hadrons et d'un ensemble de détecteurs permettant le déclenchement sur une paire de muons.

Dans ce chapitre nous donnons une description succincte de ces divers éléments.

Définissons tout d'abord le système de référence adopté dans l'OMEGA et que nous utiliserons dans ce travail : il a son origine au centre géométrique de l'aimant, $O\vec{z}$ est la direction verticale orientée vers le haut, $O\vec{x}$ est la droite horizontale passant par l'origine qui relie le milieu



de la face d'entrée de l'aimant au milieu de la face de sortie, $\vec{Oy}$ étant une droite dans le plan horizontal orientée de telle sorte que le trièdre $Oxyz$ soit orthonormé et direct.

I. LE FAISCEAU INCIDENT

Nous donnons ici ses principales caractéristiques : la ligne de transport, les scintillateurs permettant le comptage et la définition des particules incidentes, puis l'ensemble des compteurs Cerenkov capable de définir la nature de la particule incidente.

1. LA LIGNE DE TRANSPORT (fig. 1)

Le faisceau de hadrons est produit par l'interaction de protons primaires de 200 GeV/c avec une cible externe. L'intensité du faisceau primaire est de 10^{11} protons par seconde ; sa durée d'extraction est de l'ordre de 300 ms et la période de répétition est de 10 s.

Les hadrons issus de l'interaction primaire sont acheminés vers la zone d'expérience par une ligne de transport d'environ 220 mètres à travers le hall ouest [60].

Deux faisceaux de hadrons issus du SPS arrivent dans le spectromètre OMEGA. L'un d'entre eux a une impulsion maximum de 80 GeV/c ; le second a une impulsion maximum de 40 GeV/c : nous choisissons d'utiliser le second faisceau car seul l'aménagement de sa ligne de transport permet l'introduction des compteurs Cerenkov nécessaires à l'identification des particules incidentes.

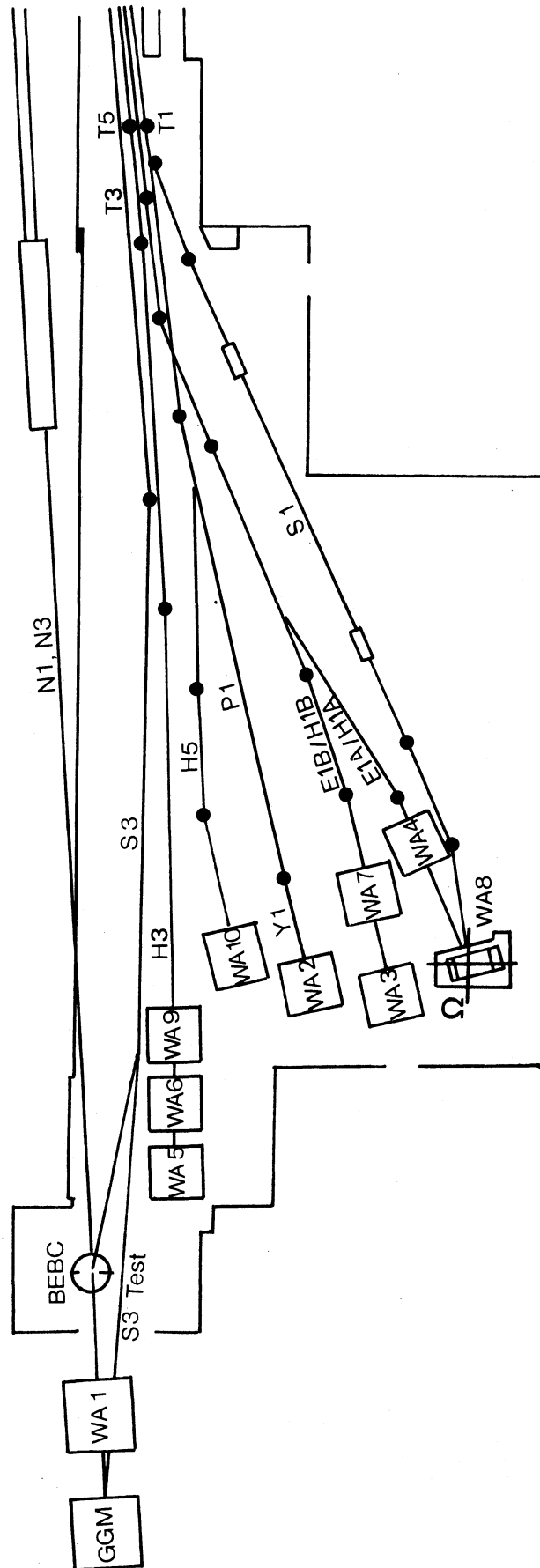


Fig. 1

L'impulsion du faisceau est :

$$P = 39.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$$

et son intensité est de 3×10^6 particules/seconde dans l'expérience I.

2. COMPTAGE DU FLUX INCIDENT

La mesure du flux incident et la définition géométrique du faisceau sont réalisées grâce à un ensemble de scintillateurs (Fig. 2). Soient: S1, S2, S3, S4 les compteurs en coïncidence, VO, V2, et V4 les compteurs en anticoïncidence.

La définition spatiale du faisceau est uniquement réalisée à l'aide de ces scintillateurs : une meilleure résolution est en effet inutile dans la mesure où la dispersion du faisceau a une déviation standard très petite devant l'erreur due à la diffusion multiple que l'on observe lors de la reconstruction du vertex de l'interaction.

Les compteurs V2 et V4 protègent contre les muons de halo et VO contre les muons qui proviennent de la désintégration de π et K du faisceau.

3. IDENTIFICATION DES PARTICULES INCIDENTES

Il est très important pour la détermination des sections efficaces de mesurer exactement les proportions de chaque type de particules dans le faisceau et de connaître la nature de la particule qui a interagi.

Nous disposons pour cela de trois compteurs Cerenkov à seuil, notés C1, C2 et C3, de longueurs de radiateur respectives 7m, 5m et 4m. Les pressions sont ajustées de telle sorte que :

C1 déclenche sur les K et les π

C2 et C3 déclenchent sur les π seulement.

Les signatures des particules incidentes seront alors données par les coïncidences C1.C2.C3 pour les pions, C1.C2.C3 pour les kaons, $\overline{C1.C2.C3}$

pour les protons (ou les antiprotons).

II. LE SPECTROMÈTRE OMÉGA

Le spectromètre OMÉGA a déjà été décrit dans de nombreuses publications : nous rappelons ici ses caractéristiques essentielles. Il permet la mesure de la direction et de l'impulsion des particules chargées secondaires, la reconstruction du vertex de l'interaction et l'utilisation d'un système de déclenchement rapide.[61]

Il est constitué :

- a) d'un aimant de grandes dimensions dans lequel peuvent être installés cibles et divers type de détecteurs ;
- b) d'un ensemble de chambres à étincelles et de chambres à fils ;
- c) d'un système d'acquisition de données.

A cet ensemble de détecteurs propres à l'OMÉGA s'ajoutent d'autres détecteurs spécifiques aux expériences : nous décrivons ceux relatifs à notre expérience dans le paragraphe suivant ; pour une meilleure compréhension, nous avons choisi de décrire les chambres proportionnelles après les autres détecteurs, à la fin du chapitre.

1. L'AIMANT ET LE CHAMP MAGNETIQUE

Le champ magnétique est créé par deux bobines supraconductrices qui ont un rayon intérieur de 1.5 m, un rayon extérieur de 2 m, et sont distantes de 1.5 m ; le volume utile est de 14 m^3 . Le champ magnétique maximum est de 1.7 Teslas, obtenu pour une intensité de courant de 4800 A.[62]

Une carte du champ magnétique existe sous forme de tables numériques construites à partir des mesures du champ pour les trois composantes B_x , B_y , B_z . Dans notre expérience nous avons eu à résoudre un problème supplémentaire dû à l'installation à la sortie de l'aimant d'un absorbeur de hadrons constitué de blocs de fer de 125 cm d'épaisseur. Ces blocs de fer canalisent le retour du champ magnétique et nous avons dû modifier la carte

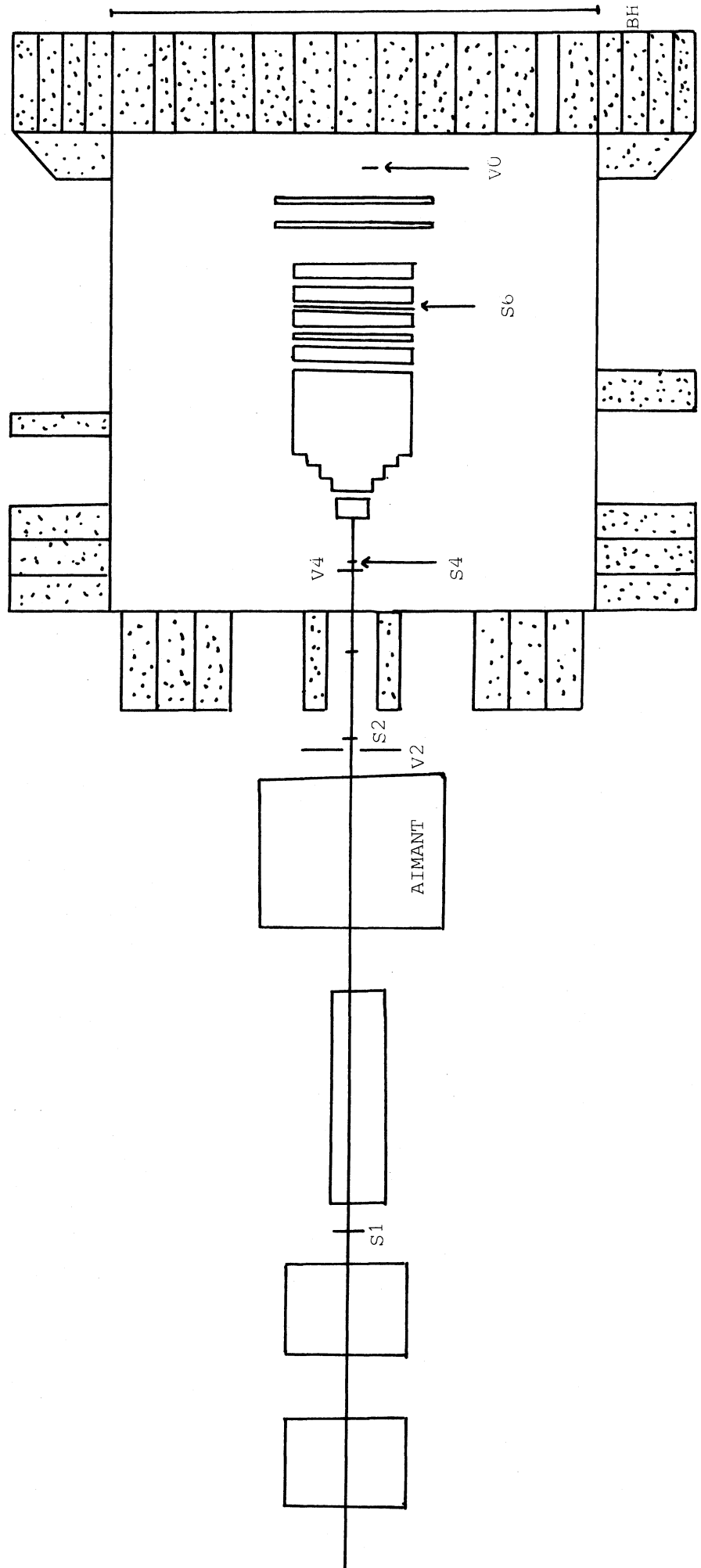


Fig. 2

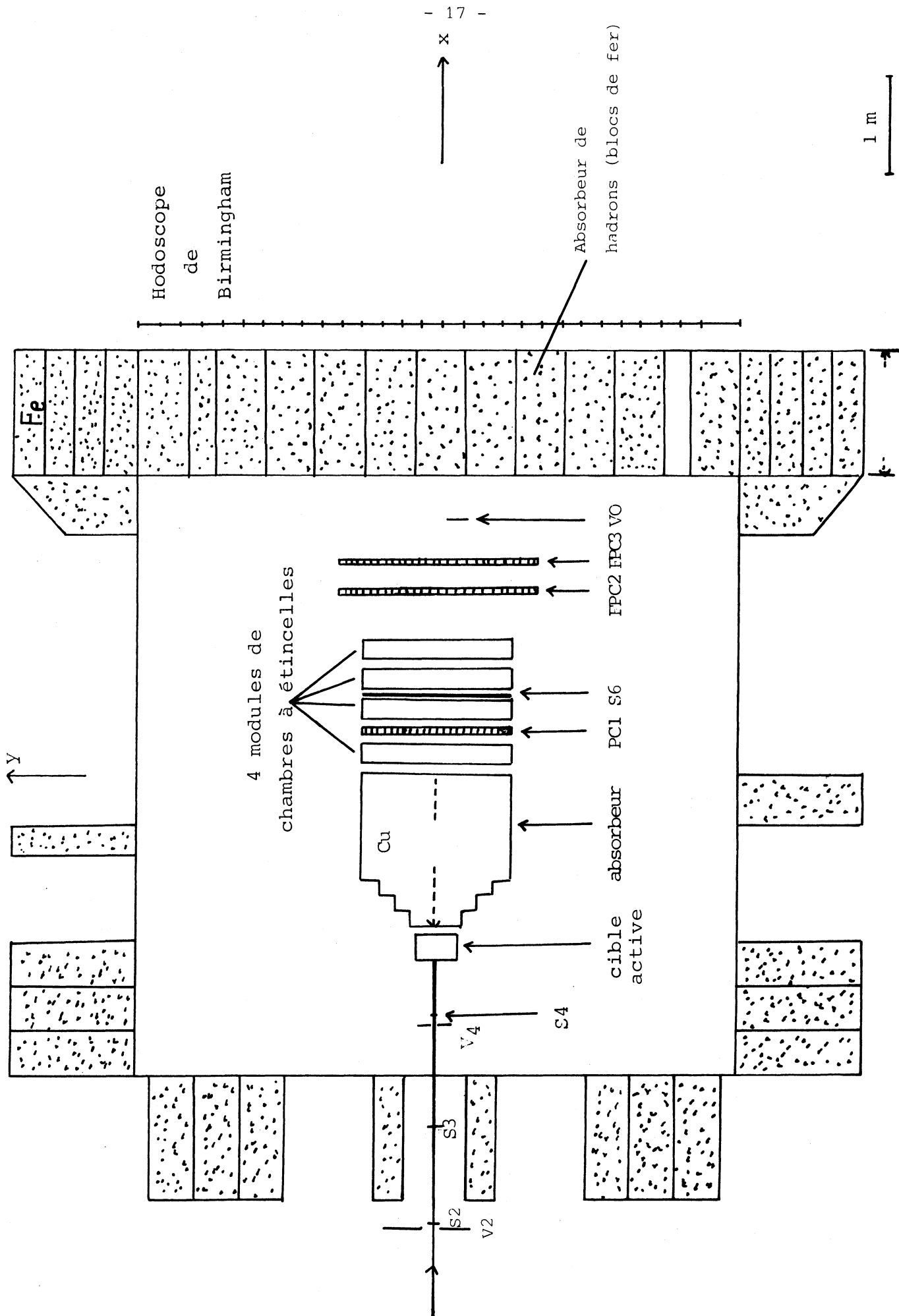


Fig. 3

du champ magnétique à proximité de cet absorbeur. Nous reviendrons sur cet absorbeur dans le prochain paragraphe.

2. LES CHAMBRES A ETINCELLES. LE SYSTEME DE LECTURE

Les chambres à étincelles de l'OMEGA sont groupées en sept modules, chacun ayant 10 intervalles sensibles de 1 cm. La surface utile de chaque module est de 1.2 m de haut sur 1.4 m de large [3,64]. Leur temps de mémoire est de l'ordre de 1,3 μ s.

Nous utilisons seulement quatre modules : ceci représente le nombre minimum pour une précision de mesure raisonnable comparée à l'erreur introduite par la diffusion multiple dans l'absorbeur de hadrons que nous installons aussitôt après la cible et permet une plus grande compacité de l'ensemble du dispositif expérimental en vue d'une meilleure acceptance (Fig. 3).

Ces chambres à étincelles sont disposées de façon à être vues chacune par deux caméras donnant deux vues stéréoscopiques avec un angle d'environ 15°. Dans la configuration de notre expérience, deux paires de caméras sont utilisées comme le montre la figure 4. Les caméras sont du type "Plumbicon" [65] ; l'information des chambres à étincelles relative à un événement est digitisée et enregistrée sur bande magnétique en un temps d'environ 15 ms.

Un ensemble de barres fiducielles disposées de part et d'autre de chaque module permet l'alignement entre les diverses caméras et le calcul des coefficients de distorsion du système de mesure.

III. LES DETECTEURS PROPRES A L'EXPERIENCE

La détection de muons nécessite d'abord l'installation d'absorbeurs de hadrons. Ceci entraîne une perte en précision lors de la reconstruction du vertex, due à la diffusion multiple : nous avons alors été amenés à utiliser une cible active pour la connaissance du point d'interaction. Le nombre et la position des particules sont déterminés pour la logique de déclenchement par

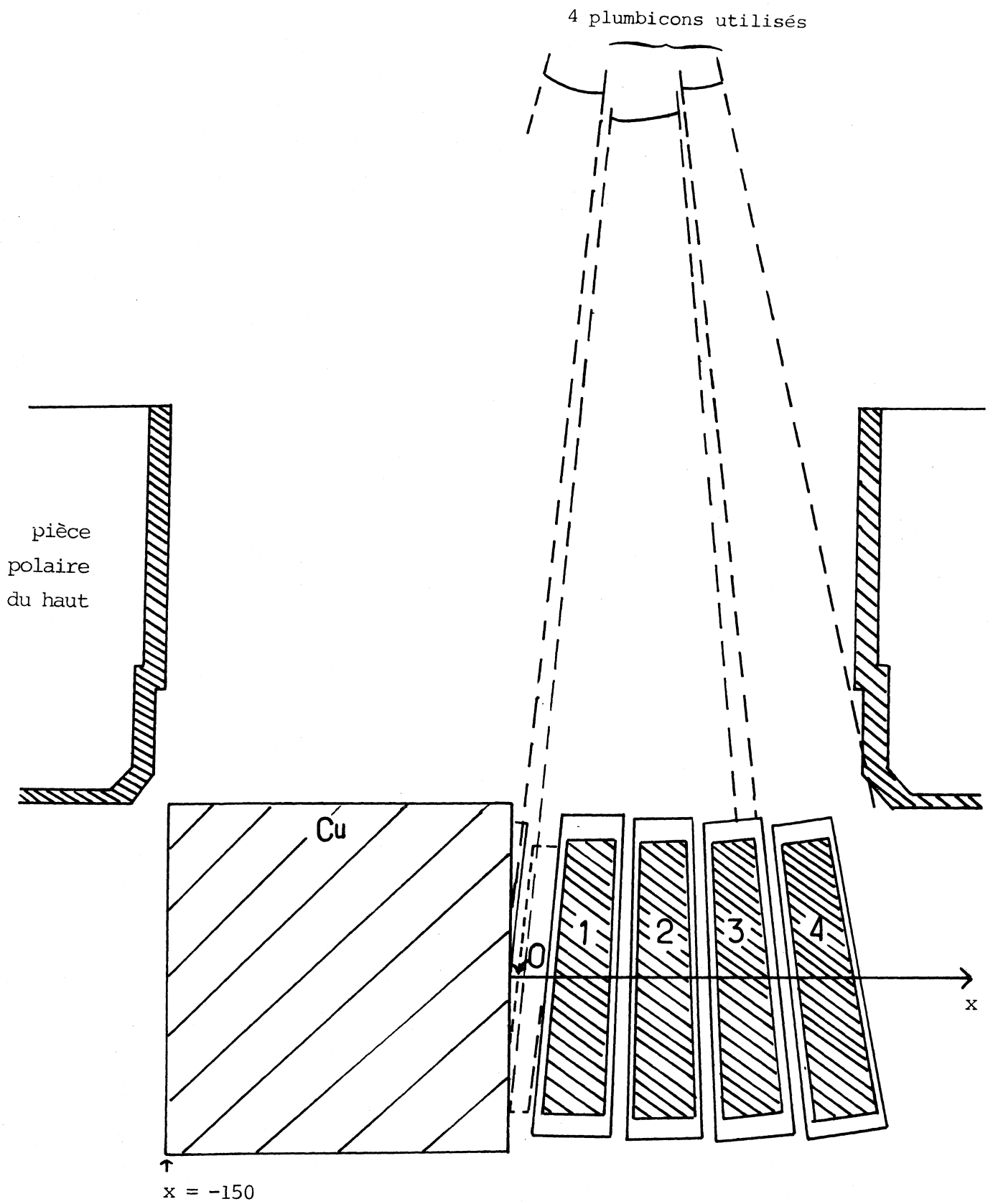


Fig. 4

deux hodoscopes de scintillateurs et des plans de chambres à fils.

1. LES ABSORBEURS DE HADRONS

Le matériau et la longueur des absorbeurs de hadrons sont deux paramètres très importants. En effet, l'un et l'autre interviennent à la fois dans le pourcentage de particules émergentes ("punch through") et dans la précision des trajectoires. En outre une longueur trop grande réduirait l'acceptance.

Il faut se fixer d'abord un pourcentage acceptable de particules émergentes de l'absorbeur, compte tenu que l'efficacité de reconstruction des chambres à étincelles diminue quand la multiplicité augmente : elle est de l'ordre de 95% pour un nombre de traces inférieur ou égal à 3 [64], ce qui correspond à une trace accidentelle en plus des deux muons recherchés. Une fois choisi l'absorbeur compatible avec le fonctionnement des chambres à étincelles, il nous a fallu additionner un second absorbeur pour rendre plus sûre l'identification des muons : celui-ci est constitué par les blocs de fer de retour du champ magnétique de l'aimant, de 1.25 m d'épaisseur et fixés à l'arrière de la culasse (Fig. 3). L'utilisation de deux absorbeurs séparés par les chambres permet une bonne identification des muons tout en gardant une bonne précision de mesure des traces.

Nous revenons maintenant à la description du premier absorbeur. L'estimation de sa longueur a été faite en première approximation par interpolation des données de Pilcher (π^- de 150 GeV/c) et de Citron (protons de 19.2 GeV/c) [66,67] ; nous avons également utilisé le programme de simulation de Grant [68] : les deux estimations concordaient relativement bien pour le choix d'une longueur de l'ordre de 10 longueurs d'absorption, qui correspond à une réduction d'un facteur 30 du taux de hadrons (Fig. 5), soit 0.4 hadron visible en $1.3 \mu\text{s}$ pour 10^7 particules incidentes par seconde.

Le matériau choisi a été le cuivre [$l_{\text{abs}} = 14.8 \text{ cm}$]* dans la mesure où il ne peut pas être ferromagnétique, où on recherche une longueur d'absorption minimum et une longueur de radiation maximum. La longueur totale de

* une vingtaine de tonnes de cuivre nous a été prêtée par la firme Metallwerk A.G., de Dornach, près de Bâle.

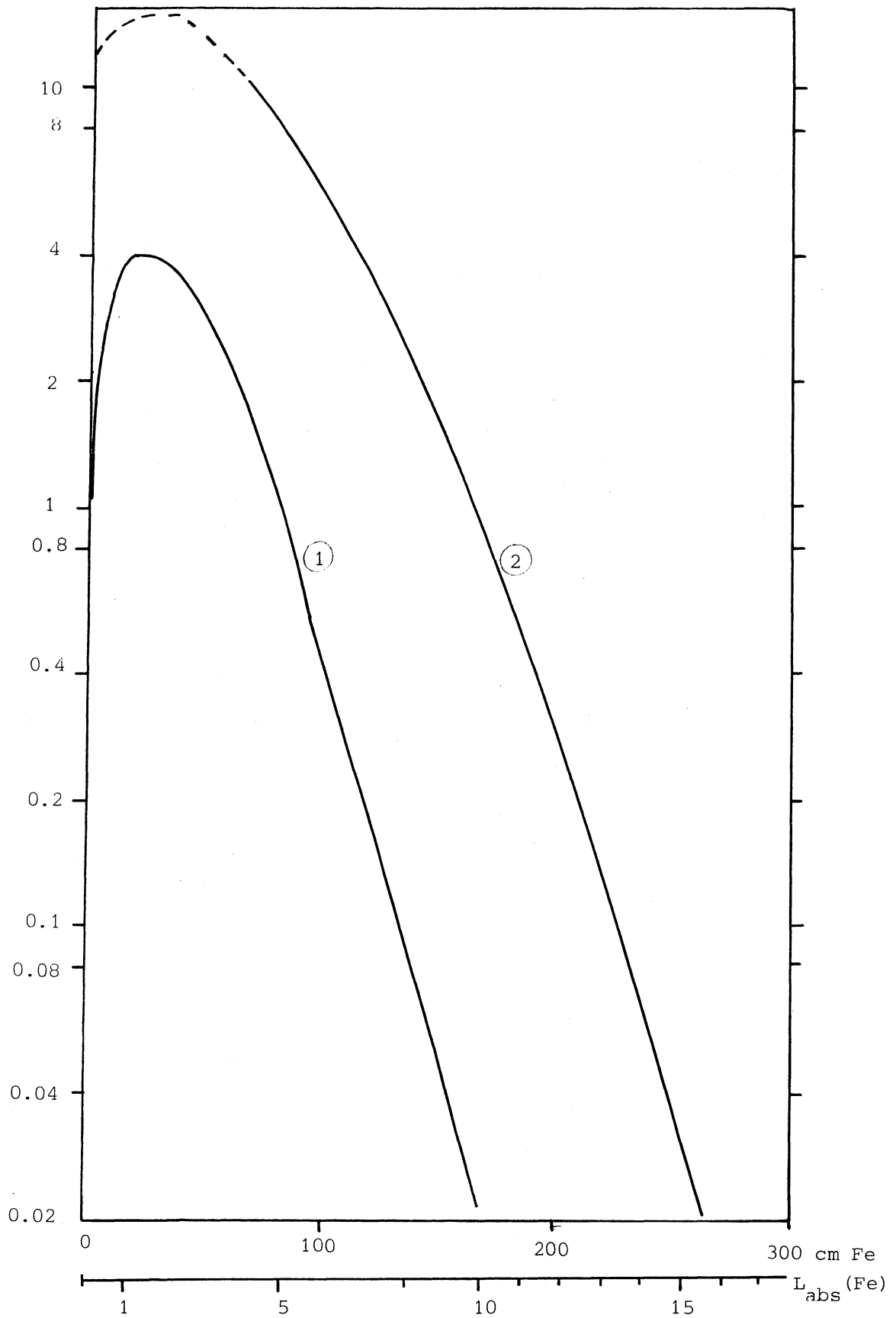


Figure 5

Développement de la cascade hadronique dans le fer

courbe 1 : p de 10.2 GeV/c [67]

courbe 2 : π^- de 150 GeV/c [66]

l'absorbeur de hadrons correspond ainsi à environ dix longueurs d'absorption de cuivre, soit 145 cm.

Il faut maintenant voir si les caractéristiques que nous venons de déterminer conduisent à une résolution en masse raisonnable en conséquence de la diffusion multiple des muons. Nous traiterons en détail des erreurs dans le chapitre VI mais il convient d'avoir ici une estimation rapide de cet effet.

La masse du dimuon est donné par :

$$M_{\mu\mu} = \sqrt{2 P_1 P_2 (1 - \cos \theta)}$$

$$\simeq \sqrt{P_1 P_2} \theta \simeq \sqrt{2 P_{t1} P_{t2}}$$

où P_1 et P_2 sont les impulsions des deux muons, θ l'angle entre ceux-ci, et P_{t1} et P_{t2} les valeurs absolues des impulsions transverses des deux muons.

L'erreur sur l'impulsion transverse due à la diffusion multiple est fonction du déplacement transversal

$$\Delta P_{t1} \simeq P_1 \Delta y_1 / L \simeq 15 \sqrt{\frac{L}{3L_R}}$$

où L est la distance entre le point d'interaction et la sortie de l'absorbeur. On en déduit une incertitude sur la masse due à la diffusion multiple de l'ordre de:

$$\Delta M_{\mu\mu} \simeq 15 \sqrt{\frac{2L}{3L_R}} \quad (\text{MeV}/c^2)$$

soit $\Delta M_{\mu\mu} \simeq 125 \text{ MeV}/c^2$ pour $L = 145 \text{ cm}$ et $L_R = 1.43 \text{ cm}$

Comparons cette erreur à celle due à la mesure de l'impulsion des traces dans les chambres à étincelles : celle ci est de l'ordre de (cf chapitre VI)

$$\frac{\Delta P_{\mu}}{P_{\mu}} \simeq \pm 0.5\% \quad P_{\mu} \quad (P_{\mu} \text{ en GeV}/c)$$

On en déduit l'erreur relative sur la masse

$$\frac{\Delta M_{\mu\mu}}{M_{\mu\mu}} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta P_1}{P_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_2}{P_2}\right)^2} \approx \pm 0.0035 P_{\mu\mu}$$

soit, pour un ψ de 15 GeV/c, une erreur sur la résolution en masse

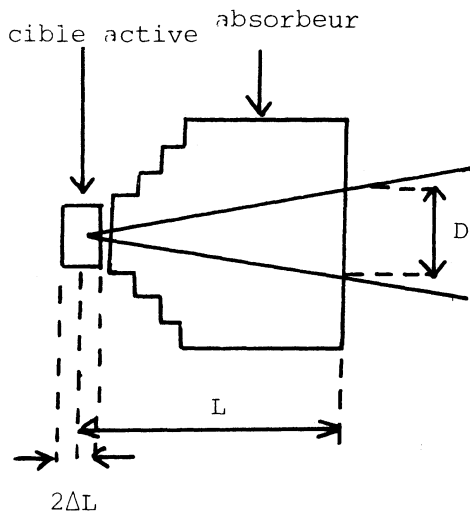
$$(\Delta M\psi)_{\text{opt}} \approx \pm 160 \text{ MeV/c}^2$$

Les deux erreurs sont du même ordre de grandeur et conduisent à une résolution de la masse du ψ de l'ordre de

$$\sqrt{(\Delta M\psi)_{\text{coul}}^2 + (\Delta M\psi)_{\text{opt}}^2} \approx 200 \text{ MeV/c}^2$$

2. LA CIBLE ACTIVE

La longueur de la cible a des effets opposés sur deux quantités différentes : on a intérêt à avoir une cible longue pour obtenir un lot d'événements important ; par contre, la résolution en masse est une fonction inverse de la longueur.



L'erreur due à l'imprécision sur la connaissance du vertex se calcule en posant :

$$\theta = \frac{D}{L}$$

dans l'expression de la masse, où D est la distance qui sépare les deux muons à la sortie de l'absorbeur, L est la distance entre le point d'interaction et la sortie de l'absorbeur. Si ΔL est la demi-longueur de la cible, on a alors :

$$\left(\frac{\Delta M_{\mu\mu}}{M_{\mu\mu}}\right)_{\text{vtx}} \approx \pm \frac{\Delta L}{L}$$

soit, pour un ψ , $(\Delta M\psi)_{\text{vtx}} \approx \pm 3100 \frac{\Delta L}{L} \text{ MeV/c}^2$.

Pour avoir une bonne résolution, ΔL doit être petit. Voyons ensuite l'influence de la longueur de cible sur le nombre d'événements. Lorsque nous avons planifié

cette expérience, la section efficace de production du ψ par interaction pion-nucléon était connue à 43 GeV/c avec de grandes erreurs (17 ± 7 nb pour $x_F > 0$) [69] ; nous ne savions pas non plus avec certitude si l'on aurait l'intensité du faisceau désirée et quelle serait l'efficacité du SPS qui n'était pas encore en fonctionnement. Estimons le lot d'événements en faisant les hypothèses d'une efficacité du SPS de 50%, d'une section efficace de 10 nb/nucléon à 39.5 GeV/c et d'une intensité de 10^6 particules par jet de protons. Nous fixons également le matériau qui constitue la cible : celle-ci doit être lourde et une solution commode consiste à avoir le même matériau pour la cible et l'absorbeur, soit le cuivre.

Le nombre de ψ observés par jour serait alors de l'ordre de :

$$10^6 \frac{\pi}{\text{jet}} \times 10^4 \frac{\text{jets}}{\text{jour}} \times 0.5 \times \frac{\rho_{\text{No}} l}{A} \times B_{\mu\mu} \sigma(\pi N \rightarrow \psi + X) \times A \times \text{acceptance} \simeq 6 \text{ l}$$

où l est, en première approximation, la longueur de la cible en centimètres ($=2\Delta L$), où nous avons pris une acceptation de 30% et où $B_{\mu\mu}$ est la rapport de branchement du ψ en deux muons ($B_{\mu\mu} \simeq 0.07$). Pour une période de prise de données de vingt jours, nous obtenons ainsi un nombre de ψ de l'ordre de 120 l.

Il est clair qu'une cible courte est exclue. Il faut une cible longue mais celle-ci doit alors être séparée en plusieurs éléments à cause de la résolution en masse.

Nous sommes amenés ainsi à la construction d'une cible active de longueur totale de 20 cm divisée en cinq éléments de 4 cm séparés par des scintillateurs qui indiquent la position de l'interaction à 2 cm près.

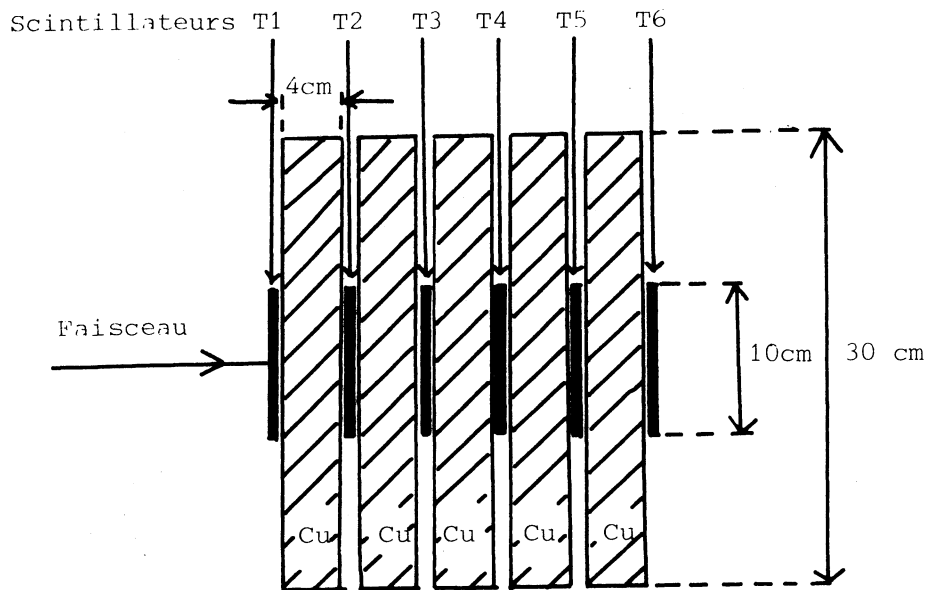


Schéma de la cible active (plan xOy)

Une résolution du vertex de ± 2 cm conduit à une erreur en masse du ψ de $40 \text{ MeV}/c^2$: elle n'affecte ainsi pratiquement pas l'erreur sur la masse que nous avons déterminée dans le paragraphe précédent, soit $(\frac{\Delta M}{M})_{\psi} \approx \pm 200 \text{ MeV}/c^2$

Les six scintillateurs sont reliés à des photomultiplicateurs 56 AVP dont les bases sont conçues pour alimenter en tension les dernières dynodes de façon à avoir une meilleure linéarité de réponse en fonction du nombre de traces, même pour un grand flux incident.

3. LES HODOSCOPES

Nous passons maintenant à la description des deux hodoscopes de compteurs : le premier, appelé S6 et le second, appelé hodoscope de Birmingham, et noté BH.

a) L'hodoscope S6

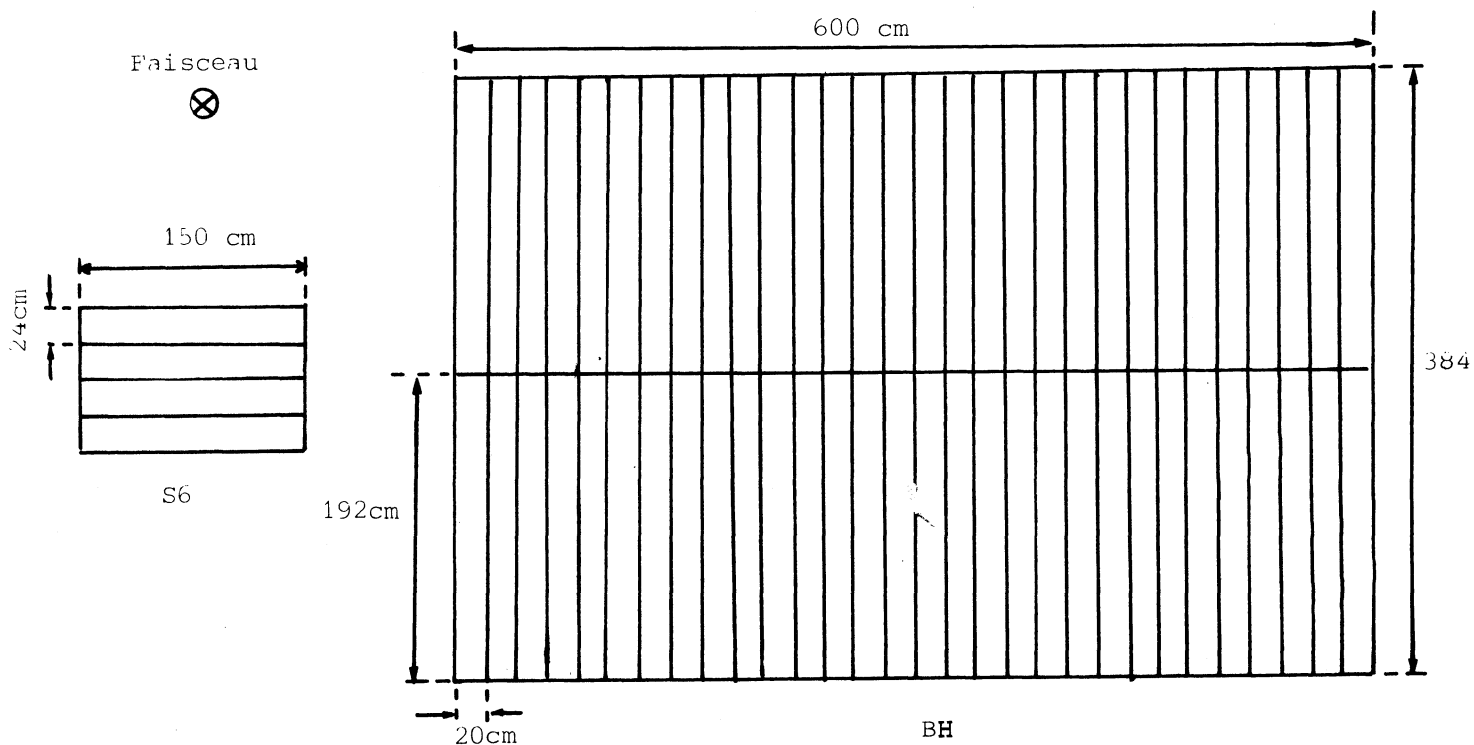
Le but initial de S6 était de protéger la lecture des chambres

proportionnelles destinées à la mesure de la multiplicité des traces, par une porte passé-futur de ± 50 ns. Pour l'éloigner de l'absorbeur afin de le protéger d'un grand nombre de particules de basse énergie, on installe S6 entre le deuxième et le troisième module de chambres à étincelles (Fig. 3) ; ses dimensions totales sont calculées de façon à ne pas perdre d'acceptance sur le reste de l'appareillage et en particulier sur les chambres proportionnelles dont il assure la protection, soit $150 \times 96 \text{ cm}^2$. Nous le séparons en quatre compteurs horizontaux de 24 cm de hauteur.

b) L'hodoscope de Birmingham (BH)

Il est destiné à être incorporé dans le système de déclenchement pour la signature et le comptage des muons. Il est situé après le second absorbeur de hadrons et a des dimensions suffisantes pour recueillir tous les muons issus de la face arrière du spectromètre OMEGA, soit environ $600 \times 400 \text{ cm}^2$ (Fig. 3).

Puisqu'on veut déclencher sur un nombre de muons sortants supérieur ou égal à 2, il faut réaliser un découpage de cet hodoscope en un nombre suffisant de compteurs pour perdre un nombre négligeable d'événements où les deux muons arrivent sur le même compteur. Après passage d'un programme de Monte-Carlo, nous avons décidé de constituer l'hodoscope en deux demi-plans superposés, chacun d'entre eux étant divisé en trente compteurs verticaux : les dimensions de ces compteurs sont alors de $20 \times 192 \text{ cm}^2$.



4. LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES

Celles-ci ont un double rôle. Le premier est de mesurer en ligne la multiplicité des particules observées dans les chambres optiques. Ceci permet de rejeter des événements où l'un des 2 muons qui ont donné un signal dans l'hodoscope BH est un muon du halo qui passe en dehors des chambres optiques. Le second rôle est de rejeter les événements de faible masse : l'un des problèmes à résoudre lors d'une expérience de production de ψ dans son mode de désintégration en paire de leptons est d'éliminer les dileptons de faibles masse, continuum et résonances mésoniques telles que ρ , ω , etc..., au niveau de la prise de données. Pour cela, nous avons utilisé une logique de multiplicité et de corrélation à partir de l'information de ces chambres, décrite en détail dans le chapitre II, paragraphe I.4.

Nous utilisons des chambres à fils déjà construites et utilisées dans l'OMEGA. La première, appelée chambre de Beusch et notée PC1, est constituée de fils espacés de 2 mm distribués dans deux plans Y et Z : elle couvre une surface de $1.50 \times 0.96 \text{ m}^2$: nous l'installons entre le premier et le second module de chambres à étincelles (Fig. 3). La seconde, notée FPC2, est composée d'un seul plan de fils verticaux espacés de 4 mm, couvre une surface de $2.04 \times 1. \text{ m}^2$ et est installée derrière les chambres à étincelles. Nous avons enfin un troisième plan de fils verticaux (espacement de 4mm) en prolongement vertical de FPC2 : celui-ci, noté FPC3, n'est pas introduit dans la logique de déclenchement mais il contribue à augmenter l'acceptance géométrique des chambres proportionnelles et est utilisé pour une réjection hors ligne des traces non en temps vues dans les chambres à étincelles.

C H A P I T R E I I

LA PRISE DES DONNÉES

La prise des données pour l'expérience I s'est déroulée en janvier et février 1977, dans les premiers jours de fonctionnement du SPS. Elle a conduit, en 20 jours, à l'acquisition de 445000 événements avec faisceau négatif et 204000 avec faisceau positif, correspondant respectivement à 4.04×10^{10} et 1.4×10^{10} particules incidentes.

Ce chapitre décrit les deux aspects complémentaires de la prise de données, à savoir la logique de déclenchement et les informations de l'électronique rapide enregistrées sur bande magnétique ; nous y mentionnons également les contrôles de l'électronique les plus importants que nous avons effectués.

I. LA LOGIQUE DE DÉCLENCHEMENT

Celle-ci est basée sur plusieurs critères successifs qu'on peut énoncer ainsi :

- une particule hadronique (et une seule) du faisceau, arrivant sur la cible,

- une interaction dans la cible,
- au moins deux candidats muons, c'est-à-dire deux particules qui atteignent l'hodoscope BH ,
- une multiplicité au moins égale à deux dans la première chambre proportionnelle et une réjection des dimuons de faible masse.

Nous allons maintenant donner en détail la traduction en termes d'électronique rapide de ces divers critères (Fig. 6).

1. DEFINITION DU FAISCEAU INCIDENT

Nous nous reportons pour cela à la description des compteurs de faisceau du chapitre précédent (cf Fig. 2).

Nous avons noté :

S1, S2, S3, S4 les compteurs mis en coïncidence
V0, V2, V4 les compteurs mis en antikoïncidence

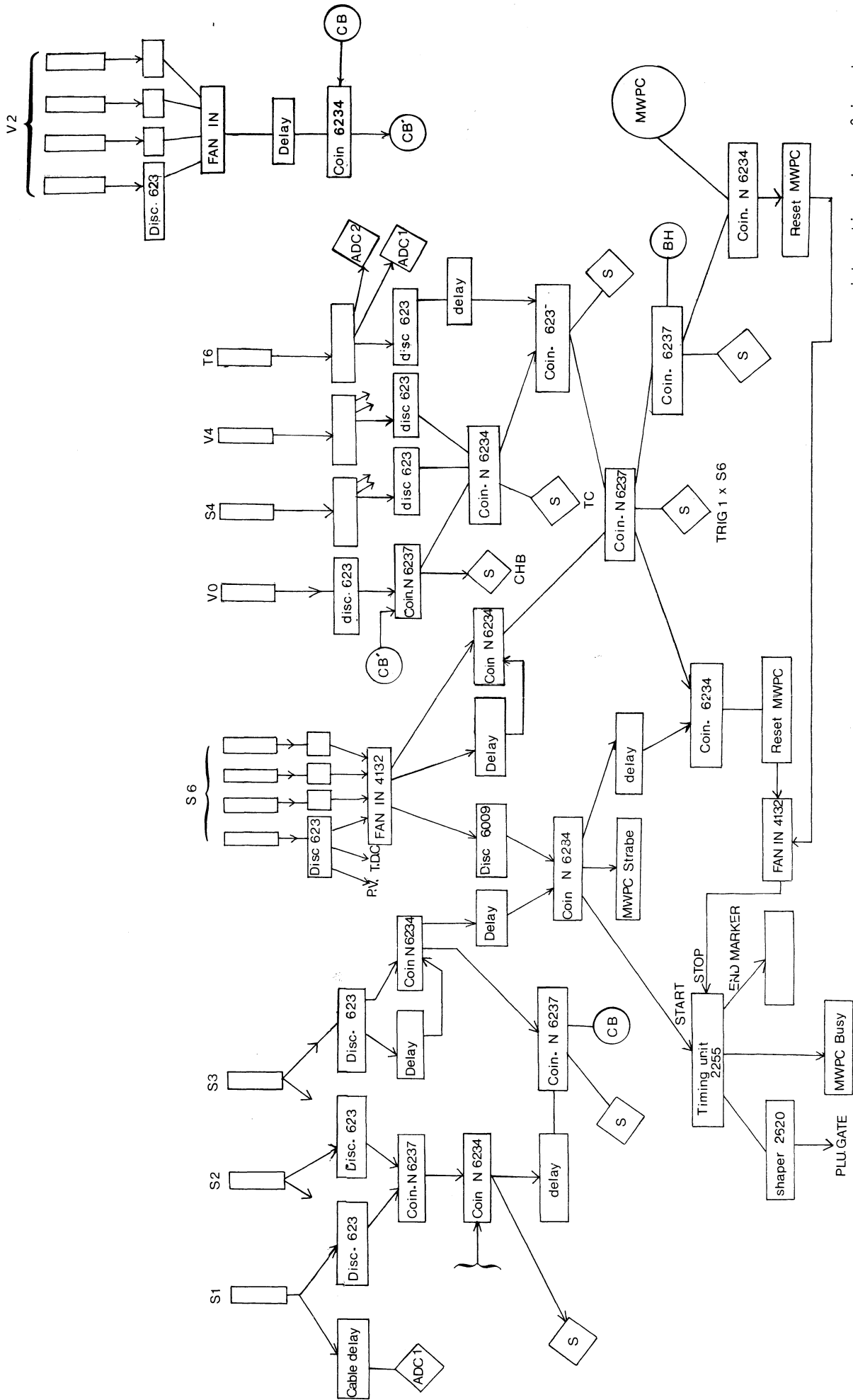
Le faisceau est alors défini par la coïncidence

$$S1. S2. S3. S4. \overline{V2}. \overline{V4}$$

$$(\text{avec } V2 = \sum_{i=1}^4 V2_i)$$

à laquelle nous ajoutons $\overline{V0}$ pour rejeter les muons du faisceau (fig. 3). Il faut ensuite rejeter les événements où deux hadrons arrivent à des instants trop rapprochés : ceux-ci, en effet, vont entraîner un recouvrement d'impulsion dans les compteurs de la cible active qui induirait une confusion sur l'élément où a eu lieu l'interaction ; d'autre part, et compte tenu de la grande taille des compteurs de S6, on ne peut reconnaître la simultanéité de deux particules relativistes à mieux que 10 ns environ : or il est indispensable de savoir que les deux muons proviennent de la même interaction. Nous installons donc une protection passé-futur de ± 10 ns sur le signal du compteur S2 (cette protection introduit un temps mort de 40% pour une intensité régulière de 10^7 particules par seconde) et nous définissons alors une quantité, notée TC qui définit une particule hadronique, isolée à ± 10 ns, incidente et pointant sur la cible :

$$TC = S1. S2 \text{ protégé}. S3. S4. \overline{V2}. \overline{V4}. \overline{V0}$$



interaction mais pas 2 impacts
dans Hodoscope Birmingham

C'est cette quantité qui servira également à la détermination des sections efficaces puisque son comptage simple définit le nombre de hadrons incidents.

2. DEFINITION D'UNE INTERACTION DANS LA CIBLE

Nous utilisons pour cela le dernier compteur de la cible active, T6. Nous repérons la hauteur d'impulsion correspondant à un minimum d'ionisation en l'absence de la cible et nous fixons le seuil de discrimination à 3 fois le minimum d'ionisation ; ce critère est assez large pour rejeter éventuellement des doubles impulsions et accepte tous les événements avec interaction dans la mesure où l'on attend deux muons plus un nombre moyen de particules chargées de l'ordre de 6.

L'interaction dans la cible sera donc symbolisée par :

$$T6 \geq 3$$

3. DEUX PARTICULES DANS L'HODOSCOPE BH

Il s'agit maintenant d'assurer la réjection des hadrons. Nous avons vu qu'il y a deux absorbeurs de hadrons, et deux hodoscopes derrière eux, S6 et BH (Fig. 3). Les compteurs de S6 sont trop grands pour que l'on puisse exiger que deux d'entre eux soient touchés mais nous faisons une première réjection en demandant qu'un au moins envoie un signal.

Il est important par contre de demander que deux compteurs BH au moins soient touchés dans la mesure où l'on sait ne perdre pratiquement aucun dimuon dans la gamme de masse étudiée avec ce critère.

Nous sommes ainsi parvenus au "strobe" qui va donner l'ordre de lecture des chambres proportionnelles et de calcul de la logique de corrélation. Ce strobe s'écrit :

$$\begin{aligned} \text{strobe} &= S1 \cdot S2 \text{ protégé} \cdot S3 \cdot S4 \cdot \overline{V0} \cdot \overline{V2} \cdot \overline{V4} \cdot T6 \geq 3 \cdot S6 \cdot BH \geq 2 \\ &= TC \cdot T6 \geq 3 \cdot S6 \cdot BH \geq 2 \end{aligned}$$

4. LA LOGIQUE DE MULTIPLICITE ET LA CORRELATION Y1. Y2

La multiplicité est mesurée dans la chambre proportionnelle PC1, à la fois dans les plans Y et Z (Fig. 3).

Le critère de multiplicité supérieure ou égale à 2 permet de rejeter les événements où l'un des muons ayant atteint l'hodoscope BH est un muon du halo (pas vu par V2 et qui ne sera pas vu non plus dans les chambres optiques).

La logique de corrélation a pour but de réduire le nombre de dimuons de faible masse, typiquement les masses inférieures ou égale à celle du ρ , soit $770 \text{ MeV}/c^2$. Nous allons montrer qu'une corrélation relativement simple permet la réjection souhaitée.

Il convient ici d'avoir une estimation approchée du nombre de vrais dimuons de toutes masses. Pour cela nous avons utilisé les résultats préliminaires de l'expérience de production de dimuons par collision p-Be à $70 \text{ GeV}/c$ qui montre un nombre total de dimuons détectés supérieur de 500 fois au nombre de ψ .

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, une longueur de cible de 20 cm et une intensité de 10^7 particules par jet de protons conduisent à un nombre de ψ par jet de protons de l'ordre de 0,2 dans un lot total d'environ 100 dimuons. Si l'on veut un taux de déclenchement de l'ordre de 10 par jet de protons, on a besoin d'un taux de réjection d'environ 90%.

La première idée est de faire une coupure sur l'angle de désintégration du dimuon : ceci revient en fait à couper en distances projetées Δy_1 et Δz_1 entre les deux muons au niveau des deux plans de PC1. La coupure en z est simplifiée par la faible valeur des composantes horizontales du champ magnétique : si on veut accepter les événements dont la masse est supérieure à celle du ρ , on acceptera les événements dont l'angle d'ouverture est supérieur à

$$\theta \simeq M_{\rho} / \sqrt{P_{\mu 1} P_{\mu 2}} \simeq \frac{0.77}{4.5} \simeq 200 \text{ mrad}$$

ce qui correspond à un Δz_1 de 34 cm. Nous avons pris le cas extrême où les

deux muons ont une impulsion juste suffisante pour atteindre l'hodoscope BH soit environ 4.5 GeV/c.

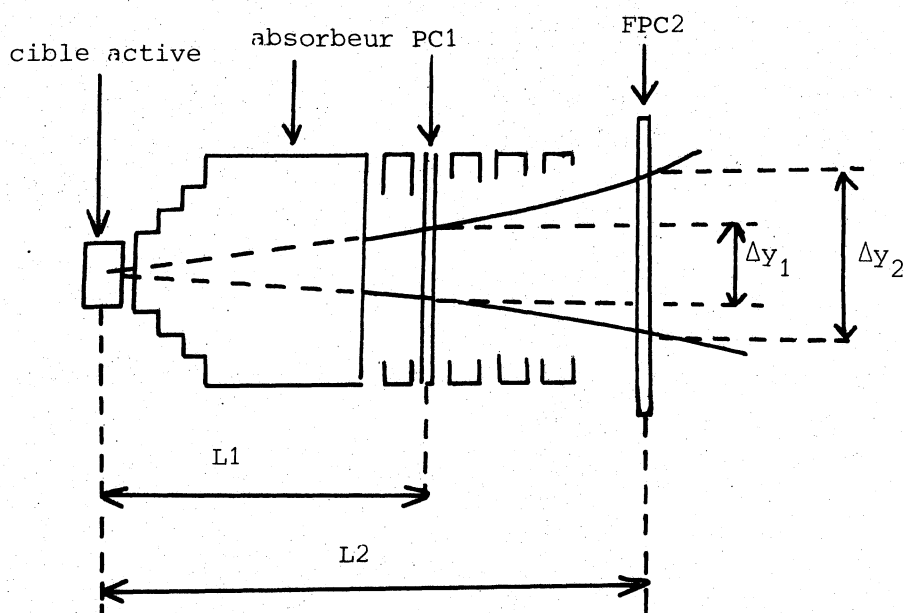
La coupure en y est compliquée par la présence du champ magnétique. Nous oublions dans un premier temps les cas où les deux muons se croisent dans l'ensemble du spectromètre et nous allons raisonner dans le cas où la désintégration du dimuon a lieu dans le plan horizontal. La distance en y au niveau de PC1 est due à la fois à l'angle d'ouverture θ et à la déflexion par le champ magnétique, soit :

$$\Delta y_1 \approx \theta \times L_1 + 0.3B L_1^2 \left(\frac{1}{2P_{\mu 1}} + \frac{1}{2P_{\mu 2}} \right) \approx \frac{M}{P} L_1 + 0.3 B L_1^2 / P$$

en posant $P = P_{\mu 1} = P_{\mu 2}$ et où L_1 est la distance moyenne entre la cible et PC 1. Numériquement, avec $L_1 \approx 1.8$ m et $B \approx 1.7$ tesla, on a un Δy_1 minimum pour un ρ lorsque P est maximum et de l'ordre de 20 GeV/c, d'où un Δy_1 minimum de l'ordre de 15 cm. En incluant un facteur de sécurité, nous éliminons les événements pour lesquels :

$$\Delta z_1 < 30 \text{ cm} \quad \text{et} \quad \Delta y_1 < 12 \text{ cm}$$

Cette réjection n'étant pas suffisante, nous utilisons la seconde chambre proportionnelle FPC2 pour faire une coupure en impulsion en remarquant que, pour un angle de désintégration donné, un dimuon de faible masse correspond à une déflexion totale (proportionnelle à $\Delta y_2 - \Delta y_1$) supérieure à celle d'un dimuon plus lourd.



En effet :

$$\Delta y_1 = \theta L_1 + 0.3 B L_1^2 \left(\frac{1}{2P_{\mu 1}} + \frac{1}{2P_{\mu 2}} \right) = \theta L_1 + 0.3 B L_1^2 \frac{P_{\mu 1} + P_{\mu 2}}{2P_{\mu 1} P_{\mu 2}}$$

$$\Delta y_1 = \theta L_1 + 0.3 B L_1^2 \frac{P_{\mu 1} + P_{\mu 2}}{M^2} \theta^2$$

$$\text{et } \Delta y_2 = \theta L_2 + 0.3 B L_2^2 \frac{P_{\mu 1} + P_{\mu 2}}{M^2} \theta^2$$

soit numériquement pour $L_1 = 1.8 \text{ m}$ et $L_2 = 2.9 \text{ m}$,

$$\Delta y_1 \approx 1.8 \theta + 1.7 \frac{P_{\mu 1} + P_{\mu 2}}{M^2} \theta^2 \quad \text{et} \quad \Delta y_2 \approx 2.9 \theta + 4.3 \frac{P_{\mu 1} + P_{\mu 2}}{M^2} \theta^2$$

d'où une relation ne dépendant plus que de θ :

$$\Delta y_2 - 2.5 \Delta y_1 = -1.70 \theta \quad (\Delta y_1 \text{ et } \Delta y_2 \text{ en mètres})$$

L'angle d'ouverture minimum d'un ρ étant d'environ 38 mrad on obtient pour celui-ci la relation :

$$\Delta y_2 > 2.5 (\Delta y_1 - 2.5) \quad (\Delta y_1 \text{ et } \Delta y_2 \text{ en cm})$$

soit, avec une marge de sécurité : $\Delta y_2 > 2.5 (\Delta y_1 - 3.) \text{ cm}$.

En conclusion, la logique de corrélation donne un signal de prise de l'événement si :

$$\Delta z_1 > 30 \text{ cm} \quad \text{ou} \quad \Delta y_1 > 12 \text{ cm} \quad \text{ou} \quad \Delta y_2 < 2.5 (\Delta y_1 - 3.)$$

Une simulation par Monte-Carlo montre qu'on rejette ainsi plus de 90% des ρ et que l'on conserve la grande majorité des ψ (fig.7). Au démarrage de la prise de données, nous avons ajusté les paramètres de la logique de corrélation en fonction du taux de réjection souhaité. La comparaison hors ligne de bandes magnétique enregistrées avec ou sans logique de corrélation montre que celle-ci représente un taux de réjection des dimuons de 85% environ.

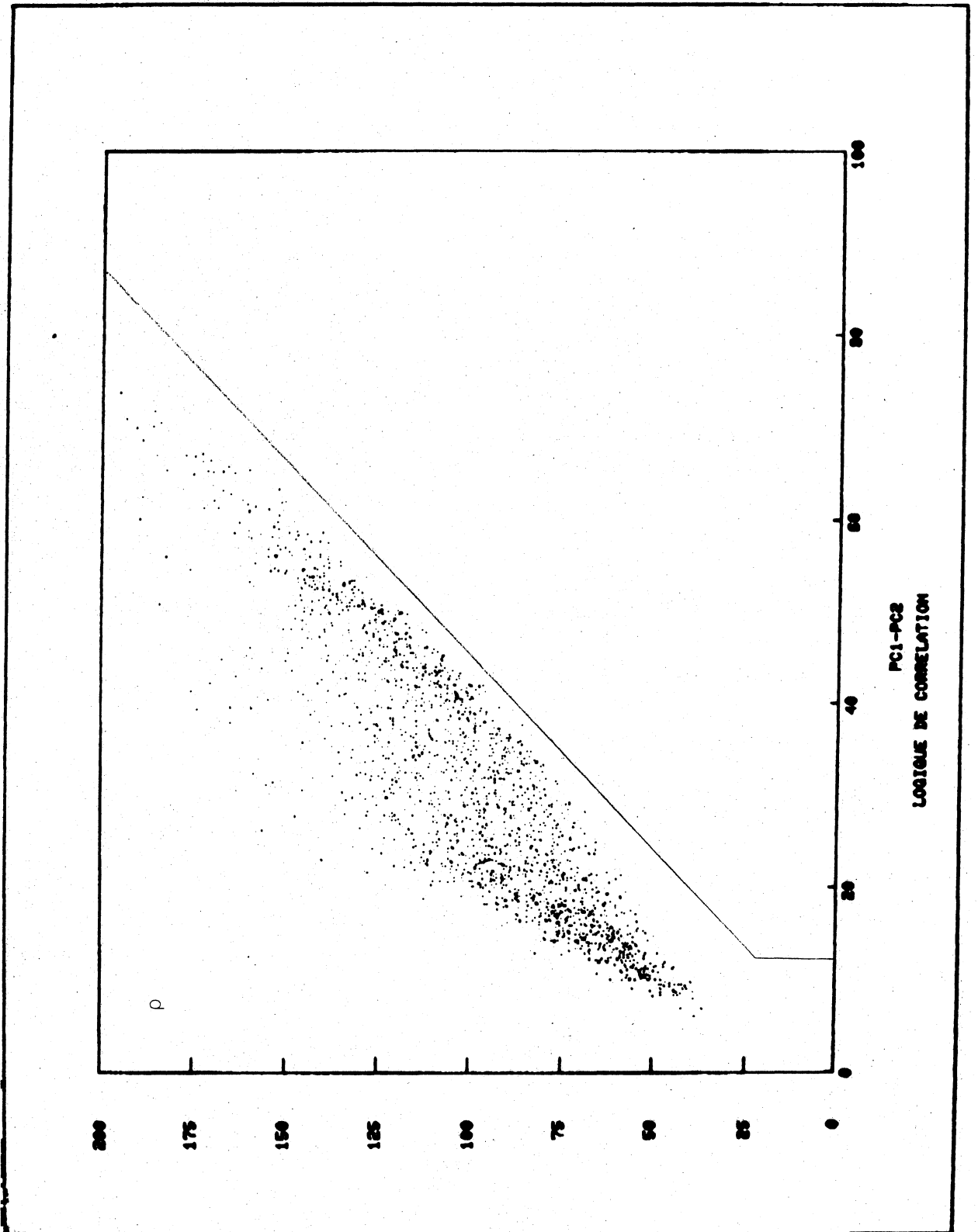


Fig. 7 3

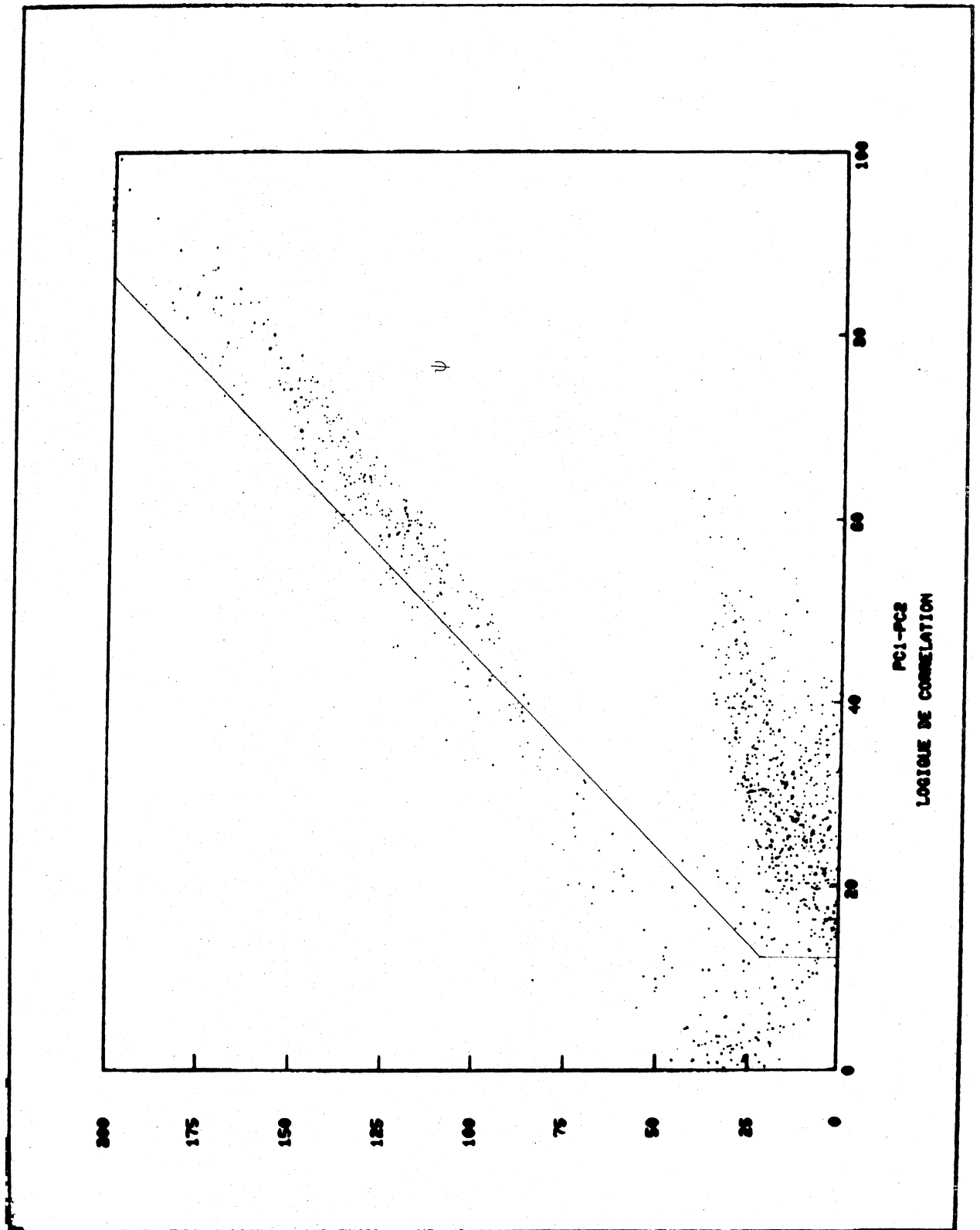


Fig. 7 b

Dans le cas où la multiplicité est supérieure à 2, nous ne pouvons pas utiliser la logique de corrélation et nous acceptons l'événement. Enfin, pour des raisons de commodité et sachant que ceci ne biaise pas le lot d'événements obtenus, nous limitons la région de recherche de corrélation aux 512 fils centraux des plans y et z de PC1 et aux 384 fils centraux de FPC2 et nous relient les fils 2 par 2.

Particules rares du faisceau. Les critères de multiplicité et de corrélation que nous venons de décrire ont été appliqués aux événements produits par $\pi^{\pm}$ incidents. Quand les compteurs Cerenkov du faisceau indiquaient que la particule incidente était $K^{\pm}$ ou $\bar{p}$ ou p nous acceptons l'événement sans examen de la corrélation, dans la mesure où ils ont très peu d'influence sur le temps mort dû au taux de déclenchements.

II. LES INFORMATIONS DE L'ÉLECTRONIQUE

Outre les digitisations des étincelles, les numéros des fils des chambres proportionnelles touchés et les comptages sur échelles rapides des signaux relatifs au déclenchement, nous enregistrons un certain nombre d'informations données par l'électronique.

1. IDENTIFICATION DES PARTICULES INCIDENTES

Il s'agit là d'un des points les plus importants de l'expérience. Nous avons déjà mentionné que nous disposons pour l'identification de trois compteurs Cerenkov, notés C1, C2 et C3, dont les pressions sont ajustées pour que C1 déclenche sur les K et les π , et que C2 et C3 ne déclenchent que sur les π .

La proportion de chaque espèce de particules du faisceau est mesurée par trois échelles de comptage des coïncidences $C1.C2.C3(\pi^{\pm})$, $C1.\overline{C2}.\overline{C3}(K^{\pm})$ et $\overline{C1}.\overline{C2}.\overline{C3}$ (p ou $\bar{p}$).

La nature de la particule incidente associée au déclenchement est définie et enregistrée sous plusieurs formes (fig. 6) :

-les hauteurs d'impulsion des signaux issus des photomultipliateurs de chaque compteur Cerenkov sont envoyés directement sur un convertisseur analogique digital (CAD) ;

-les signaux de sortie des discriminateurs des compteurs Cerenkov sont recueillis sur un registre ;

-les signaux de sortie des coïncidences $C1.C2.C3$, $C1.\overline{C2}.\overline{C3}$ et $\overline{C1}.\overline{C2}.\overline{C3}$ sont également recueillis sur registre.

Au cours de la prise de données, nous contrôlons en ligne les spectres des hauteurs d'impulsion et nous comparons les pourcentages donnés par les deux informations recueillies sur registres ; nous contrôlons en particulier les inefficacités des compteurs Cerenkov par le taux de réponses ambiguës que nous obtenons.

Nous nous assurons de plus de la constance des pourcentages des diverses espèces de particules incidentes par la surveillance des échelles de comptage.

2. LES COMPTEURS DU FAISCEAU ET DE LA CIBLE ACTIVE

Chaque signal provenant d'un compteur du faisceau (S1, S2, S3 et S4) ou de la cible active (T1 à T6) est divisé en deux : les deux signaux sortants sont envoyés sur des convertisseurs analogique-digital avec des retards différents de 15 ns ; la porte du CAD étant la même pour tous (et large de 20 ns) cette division revient à connaître les hauteurs d'impulsion de chaque compteur à deux instants distants de 15 ns et donc de vérifier si deux particules très rapprochées n'ont pas traversé le compteur considéré. Cette procédure est très importante car elle permet de rejeter hors ligne les événements avec deux particules incidentes assez rapprochées dans le temps pour ne pas être interdites par la protection passé-futur. Elle a été d'autant plus nécessaire que nous avons observé au cours de la prise de données des structures du faisceau d'une période de 5 ns (radiofréquence de 200 MHz du SPS). Pour avoir une mesure plus précise de la qualité du faisceau nous effectuons un découpage analogue du signal de S2 en 6 signaux que nous envoyons sur 6 CAD décalés dans le temps de 5 ns l'un par rapport à l'autre : la présence de deux particules très rapprochées correspond à une largeur reconstituée de signal plus large et à l'existence de deux maximums.

3. L'HODOSCOPE BH

Outre son importance dans la logique de déclenchement, celui-ci doit permettre la réjection hors ligne des trajectoires mesurées dans les chambres optiques correspondant à des hadrons ou à des traces non en temps avec la particule incidente. Cette réjection se fait par comparaison des traces mesurées et extrapolées jusqu'à l'hodoscope BH avec l'information de l'électronique recueillie pour celui-ci. Nous avons besoin de deux informations : d'une part, le numéro des scintillateurs touchés, qui donne essentiellement la coordonnée y de la particule et qui permet la réjection des hadrons ; d'autre part le temps qui sépare le passage de la particule incidente de l'arrivée du signal sur le photomultiplicateur du scintillateur touché et qui permet la réjection des traces non en temps. Le numéro des scintillateurs touchés est obtenu par transmission des signaux de sortie des discriminateurs relatifs à chaque compteur sur des registres. Le temps est enregistré à l'aide de convertisseurs temps-digital(CTD) : nous utilisons seulement 8 CTD pour les 60 compteurs par regroupement de ceux-ci par 7 ou par 8.

III. LES CONTROLES

Les contrôles en ligne sont de deux types :

- les contrôles statistiques, portant sur un grand nombre d'événements, tels que mise en histogramme du contenu des CAD et des CTD. Outre ceux-ci, nous contrôlons essentiellement les multiplicités et les fils touchés des chambres proportionnelles et les paramètres relatifs aux chambres à étincelles tels que le nombre d'étincelles par plan et leur résolution et le nombre de marques fiducielles mesurées et leur dérive éventuelle.

- les contrôles événement par événement avec l'utilisation d'un programme permettant de visualiser sur écran la digitisation des étincelles et la position des fils et des scintillateurs touchés, ainsi qu'un grand nombre d'informations de l'électronique : citons les plus importants tels que le contenu des registres relatifs à l'identification des particules et les hauteurs d'impulsion des compteurs de la cible active.

Nous disposons hors ligne d'un programme conçu pour lire les bandes magnétiques produites et refaire tous les histogrammes avec une statistique accrue (les programmes en ligne nécessitant un échantillonnage compte-tenu de leur temps de calcul) ; ce programme a également l'avantage de pouvoir fournir les premiers histogrammes de masse des dimuons en utilisant seulement les chambres proportionnelles pour la détermination des trajectoires : bien que son efficacité et sa précision soient moyennes, son passage permet d'avoir une bonne idée de la qualité de la logique du déclenchement.

DEUXIÈME PARTIE

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE II

C H A P I T R E I I I

LES MODIFICATIONS DE L'APPAREILLAGE

Les modifications que nous avons apportées à l'appareillage entre les deux expériences sont essentiellement liées à notre volonté d'accroître la statistique. Ceci nous a conduit en particulier à augmenter d'un facteur 3 l'intensité du faisceau incident, la faisant passer de 3×10^6 à 10^7 particules/seconde, et à essayer de réduire les temps morts dus aux déclenchements. Nous verrons par la suite qu'outre cela, nous avons doublé notre temps de prise de données et nous avons bénéficié d'une meilleure extraction des protons primaires dont la durée est passée de 300 ms à environ 1 s.

Les modifications les plus importantes ont été :

- a) La réalisation d'une logique de déclenchement plus efficace, qui nous a amenés à modifier les hodoscopes S6 et BH et utiliser une matrice de corrélation entre eux.
- b) L'abandon de la cible active de cuivre de 20 cm, correspondant à 1.3 L absorption, pour une cible courte de 6 cm de tungstène, équivalent à 0.6 L absorption.

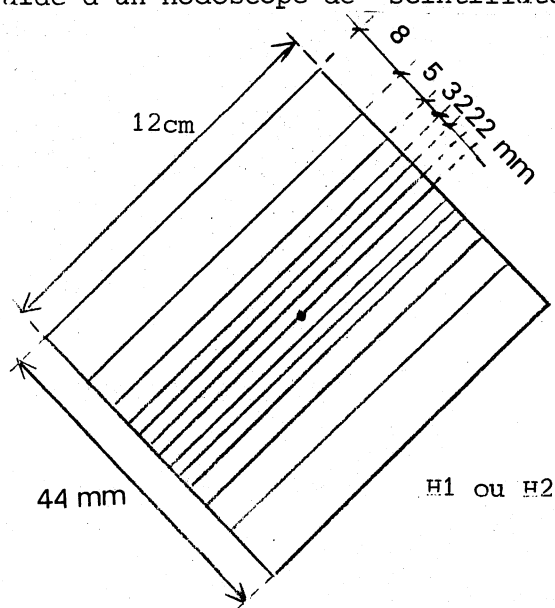
- c) L'utilisation d'une cible à hydrogène, en amont de la cible de tungstène, et des détecteurs qui lui sont associés.
- d) Une modification dans le comptage et l'identification des particules du faisceau.
- e) Une modification dans le premier absorbeur de hadrons.

Ces améliorations nous ont fait prévoir une multiplication des nombres d'événements de l'expérience I par un facteur 10 environ.

I. LE FAISCEAU

1. L'HODOSCOPE DE FAISCEAU

Compte tenu de la nouvelle intensité du faisceau, qui est de 10^7 particules/seconde, nous devons désormais compter les particules à l'aide d'un hodoscope de scintillateurs. Cet hodoscope, dessiné de façon



à tenir compte de la dispersion spatiale du faisceau, est composé de deux plans de 12 scintillateurs, H1 et H2, orientés à $\pm 45^\circ$ par rapport aux directions y et z du référentiel de l'OMEGA : les compteurs ont une largeur différente suivant leur position pour tenir compte du profil du faisceau, allant de 2 mm au centre à 8 mm à l'extérieur.

Le comptage du faisceau incident se fait alors par :

$$\Sigma H1 \times \Sigma H2$$

2. EXTENSION DE V2

Nous avons observé lors de la première expérience qu'un nombre important de muons du halo augmentait le temps mort de l'hodoscope S6. La reconstruction de la trajectoire de ces muons nous a appris qu'ils passaient à l'extérieur du compteur V2. Nous avons alors ajouté de nouveaux compteurs à l'ancien compteur V2 afin d'améliorer la réjection. Ces compteurs sont au

nombre de 6 chacun de $2\text{ m} \times 0.5\text{ m}$ et font passer la surface de protection due à V_2 de 2.16 m^2 à 8.16 m^2 .

3. IDENTIFICATION DES PARTICULES

Nous avons insisté à nouveau sur la nécessité d'avoir une très bonne efficacité de signature des particules du faisceau. Nous avons conservé les compteurs Cerenkov C1, C2, C3, en les équipant des tubes photomultiplicateurs les plus rapides qui existent sur le marché (C 31024 RCA).

De plus, nous avons installé dans le faisceau un compteur Cerenkov différentiel (CEDAR) destiné soit à la sélection des K, soit à la sélection des p. Nous avons utilisé généralement les trois autres compteurs Cerenkov de façon à ce qu'ils déclenchent tous trois sur les π , hormis quelques runs de vérifications où C1 déclenchait sur les π alors que C2 et C3 déclenchaient sur les π et les K.

Il est à noter alors qu'il n'y a aucune signature positive pour les protons ou les antiprotons. Pour pallier cet inconvénient et pour vérifier à chaque événement qu'une particule a bien traversé C2 et C3, nous avons installé immédiatement après ceux-ci, deux compteurs Cerenkov de plexiglas notés C4 et C5 ; ceux-ci doivent être rapides car ils "voient" tout le faisceau et aussi fins que possible pour réduire le taux d'interactions : ils sont équipés de photomultiplicateurs RCA C31024 et ont une épaisseur de 2 cm que nous avons déterminée à la suite de tests.

II. LA CIBLE D'HYDROGÈNE ET SES DÉTECTEURS

La cible d'hydrogène est longue de 60 cm, c'est-à-dire que le faisceau interagit avec elle dans 7.3% des cas. Elle doit être située suffisamment loin en amont de la seconde cible pour que l'on puisse être sûr de la cible d'origine des deux muons (spécialement pour éviter la contamination des événements dans l'hydrogène par des interactions secondaires dans la cible de tungstène) : la distance entre la fin de la cible à hydrogène et celle de tungstène a été fixée à 60 cm (Fig. 8).

Nous devons être capables dans l'analyse hors ligne de sélectionner les événements où l'interaction primaire a lieu dans la cible d'hydrogène :

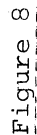


Figure 8

pour cela nous avons installé après celle-ci deux compteurs superposés, TH1 et TH2, dessinés pour laisser passer les particules du faisceau qui n'ont pas interagi.

Nous avons déjà montré qu'il est indispensable d'avoir une bonne localisation du vertex de l'interaction. Nous avons introduit cinq chambres proportionnelles avec un total de sept plans de fils derrière la cible d'hydrogène afin de définir les trajectoires des particules issues de l'interaction : trois plans de fils verticaux (y), trois plans de fils horizontaux (z), et un plan de fils disposés à 45° (u). Tous les fils ont un espacement de 2 mm. La surface utilisée est calculée de façon à ne perdre aucun muon qui atteint l'hodoscope BH, ce qui correspond à un angle d'ouverture (pris au début de la cible d'hydrogène) de ± 300 mrad environ.

III. LA CIBLE DE TUNGSTÈNE

L'augmentation de l'intensité et l'importance des interactions secondaires dans une cible longue nous ont conduits également à modifier la cible en matériau lourd et le premier absorbeur de hadrons.

Nous avons donc abandonné le principe de la cible active et pour conserver un taux d'interactions et une résolution en masse raisonnables, nous avons choisi un matériau plus lourd, le tungstène, et une longueur de cible de 6 cm, soit $0.6 L_{abs}$. Avec les deux nouvelles cibles, nous avons un taux d'interactions de l'ordre de 48%, ce qui correspond à une diminution relative de 35% comparée à l'expérience I.

En ce qui concerne la perte en précision sur la masse du dimuon, nous avons déjà indiqué la relation

$$\Delta m_{\mu\mu}|_{\text{vertex}} \simeq \pm m_{\mu\mu} \frac{\Delta L}{L}$$

La contribution de l'erreur du vertex de l'interaction sur la résolution en masse du ψ va passer de 40 à 60 MeV/c², ce qui n'affecte que très légèrement la résolution totale au niveau du ψ .

Nous signons l'interaction dans la cible de tungstène par deux compteurs superposés, TW1 et TW2, dont on enregistre les hauteurs d'impulsion. Ils sont équipés de PM rapides RCA C31024.

Pour éviter la contamination des bons événements par des interactions secondaires dans l'absorbeur, nous avons laissé une distance de 20 cm entre la cible et l'absorbeur.

IV. LE PREMIER ABSORBEUR DE HADRONS

Sa modification nous a été imposée également en partie par l'augmentation de l'intensité du faisceau. Si nous nous référons au calcul du pourcentage de particules émergentes de l'absorbeur, il est clair que pour un faisceau incident de 10^7 particules/sec, les 1.50 m de cuivre utilisés dans l'expérience I conduisent à un nombre de traces inacceptable dans les chambres optiques. D'autre part, à cause de l'installation de la cible d'hydrogène, il faut que l'absorbeur soit plus compact, c'est-à-dire plus efficace que le cuivre sur la trajectoire du faisceau, et nous avons choisi le tungstène. La longueur de tungstène nécessaire est d'au moins 10 longueurs d'absorption, soit au moins 1 m. L'autre question est de déterminer les dimensions latérales de ce bloc de tungstène au centre de l'absorbeur. L'angle de désintégration minimum d'un dimuon de $2 \text{ GeV}/c^2$ est d'environ 100 mrad pour que les deux muons soient détectés par l'appareillage : nous avons pris un angle d'ouverture correspondant, soit ± 50 mrad qui est assez grand pour absorber les hadrons secondaires les plus énergiques.

L'introduction de ce bloc central de tungstène sur la trajectoire du faisceau nous a alors permis de réduire la longueur de l'absorbeur de cuivre qui l'entoure de 145 cm à 113 cm.

V. LES HODOSCOPES S6 ET BH

Afin de réduire le temps mort au niveau du déclenchement, nous avons remplacé la logique de corrélation basée sur les chambres proportionnelles par une logique basée seulement sur des scintillateurs.

Nous avons modifié les hodoscopes S6 et BH de façon à avoir une

coïncidence entre un compteur de S6 et un compteur de BH pour tout muon venant de la cible de tungstène.

Nous installons les compteurs de BH horizontalement en vingt rangées de trois compteurs chacune.

Le nombre et la largeur des compteurs de S6 se déduisent des compteurs de BH par une homothétie dont le centre est la cible de tungstène, soit 17 compteurs de 6.2 cm de largeur. Pour avoir une connaissance précise du temps de passage des particules, nous avons mis des photomultiplicateurs aux deux extrémités de chaque compteur de S6, afin de déterminer le temps moyen. Les photomultiplicateurs les plus proches du lieu de décision de l'électronique, situés à gauche des compteurs de S6 vus lorsqu'ils sont vus par le faisceau, seront appelés dans la suite "S6 near" et ceux de droite "S6 far".

Nous décrivons dans le chapitre suivant la logique de corrélation entre les hodoscopes S6 et BH.

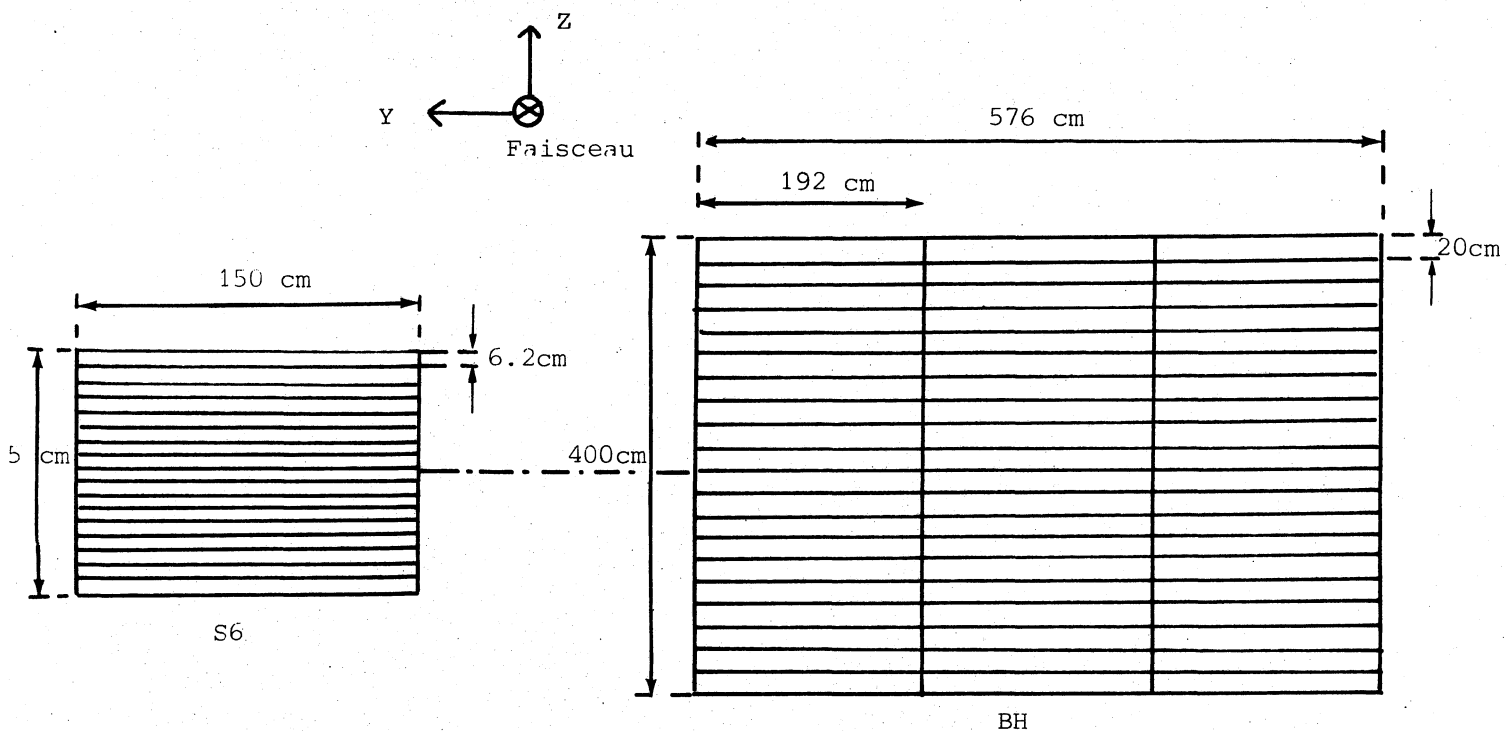


Schéma des hodoscopes S6 et BH.

(Les échelles sont différentes)

CHAPITRE IV

LA PRISE DE DONNÉES

Celle-ci s'est déroulée pendant 40 jours, de juillet à octobre 1978. Elle a conduit à l'enregistrement de 1260000 événements pour 7.4×10^{11} particules incidentes négatives et de 870000 événements pour 5.1×10^{11} particules positives.

Nous allons décrire successivement la logique de déclenchement utilisée dans l'expérience II et la nature des informations recueillies par l'électronique.

I. LA LOGIQUE DE DÉCLENCHEMENT

Comme nous l'avons dit au chapitre précédent, nous avons modifié les hodoscopes S6 et BH pour avoir un système de déclenchement plus efficace.

Le principe de la logique de déclenchement est basé sur :

- l'élimination des muons du faisceau et du halo ;
- le passage de deux traces au moins dans S6 (critère d'interaction) ;
- le passage de deux traces au moins dans BH (deux muons produits au moins) ;

-une corrélation S6-BH (critère de provenance des cibles) et une coupure des dimuons de faible masse.

Nous allons séparer cette description en deux parties : l'élaboration du "strobe" et la corrélation S6-BH.

1. LE "STROBE"

Nous définissons en fait deux "strokes" (fig. 9)

Le "strobe 1" qui consiste essentiellement à rejeter les muons du halo et du faisceau par une mise en anticoïncidence des compteurs de V2 et V0, et à faire une première signalisation rapide d'une interaction en demandant un nombre supérieur ou égal à 2 de compteurs touchés de "S6 near" (définis au chapitre III, paragraphe V).

$$\text{Strobe 1} = \overline{\Sigma V2} \cdot \overline{V0} \cdot S6 \text{ near} \geq 2$$

Le "strobe 2" va ajouter la même information concernant l'existence d'une interaction vue par les photomultiplicateurs éloignés de S6 ("S6 far") et demander en outre le passage de deux muons au moins dans l'hodoscope BH :

$$\text{Strobe 2} = \text{Strobe 1} \cdot S6_{\text{far}} \geq 2 \cdot BH \geq 2$$

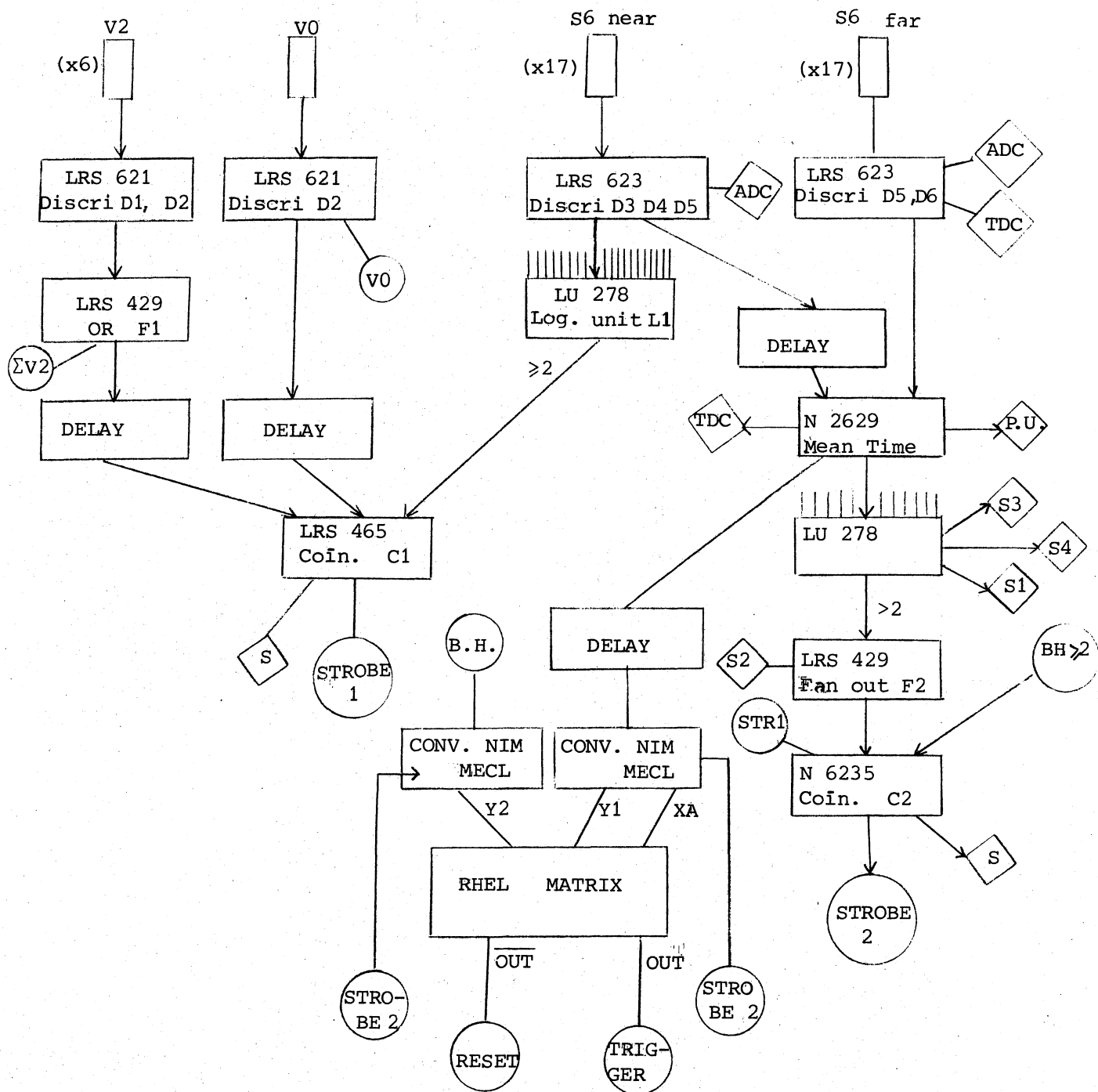
2. LA LOGIQUE DE CORRELATION S6-BH ET LA COUPURE DES FAIBLES MASSES

L'analyse du taux de déclenchement sans logique de corrélation des chambres proportionnelles dans l'expérience I nous donne une indication du taux de réjection souhaité de la nouvelle logique de l'expérience II. Le rapport du nombre de déclenchements au nombre de hadrons incidents isolés (TC) était de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-5}$.

Nous aurons donc pour l'expérience II :

$$10^7 \text{ hadrons incidents/seconde ; soit encore } 1.5 \times 10^{-5} \times 10^7 = 150 \text{ strobe 2/seconde.}$$

ELECTRONIQUE - SCHEMA LOGIQUE

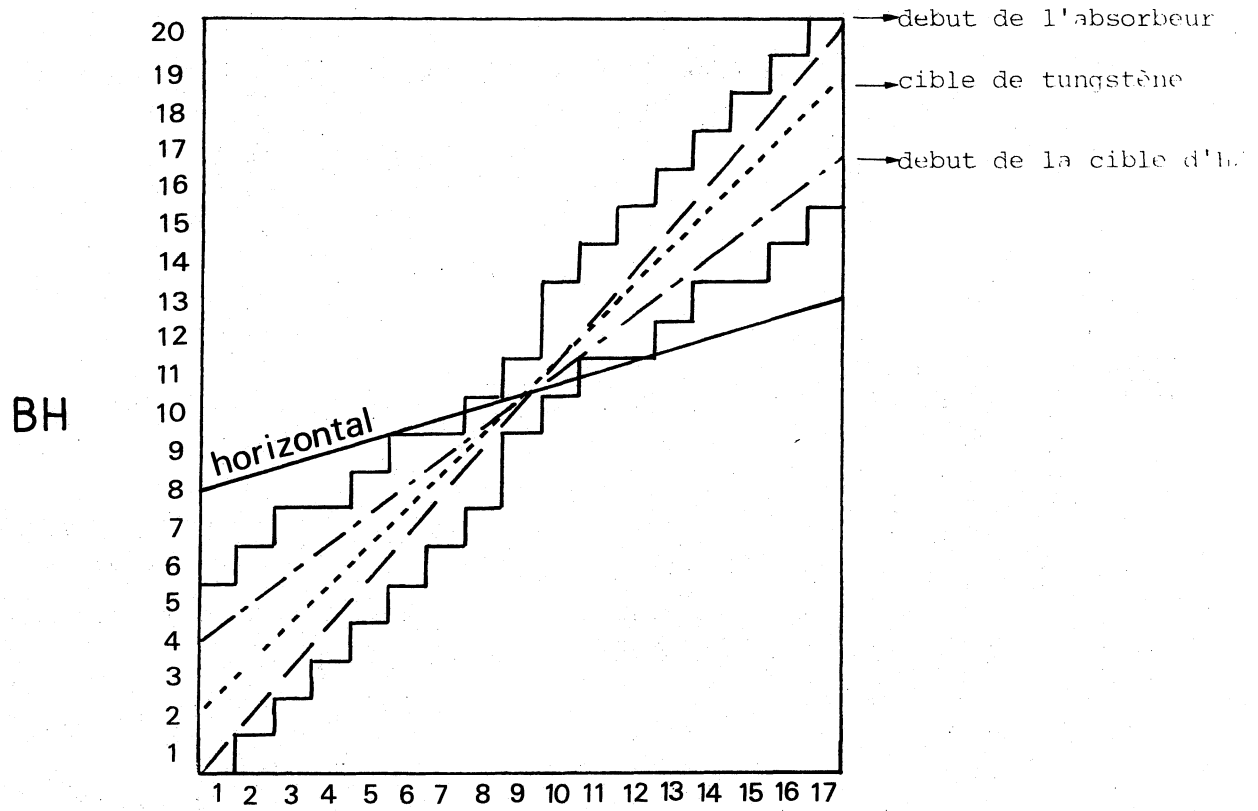


STROBE 1 = $\bar{V}2 \cdot V0 \cdot (S6 \geq 2)$

STROBE 2 = $(BH \geq 2) \cdot (S6 \geq 2) \cdot \text{STROBE 1}$

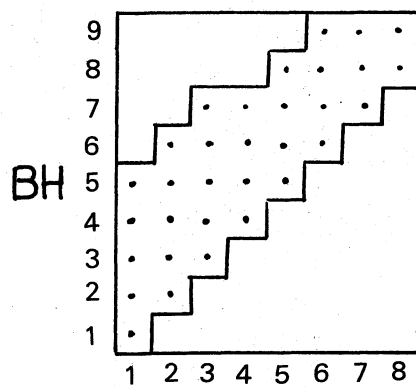
TRIGGER : STROBE 2. RHEL MATRIX

Fig. 9



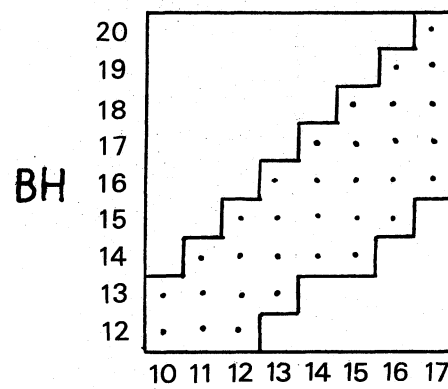
S6

(a)



S6

(b)



S6

(c)

Fig. 10

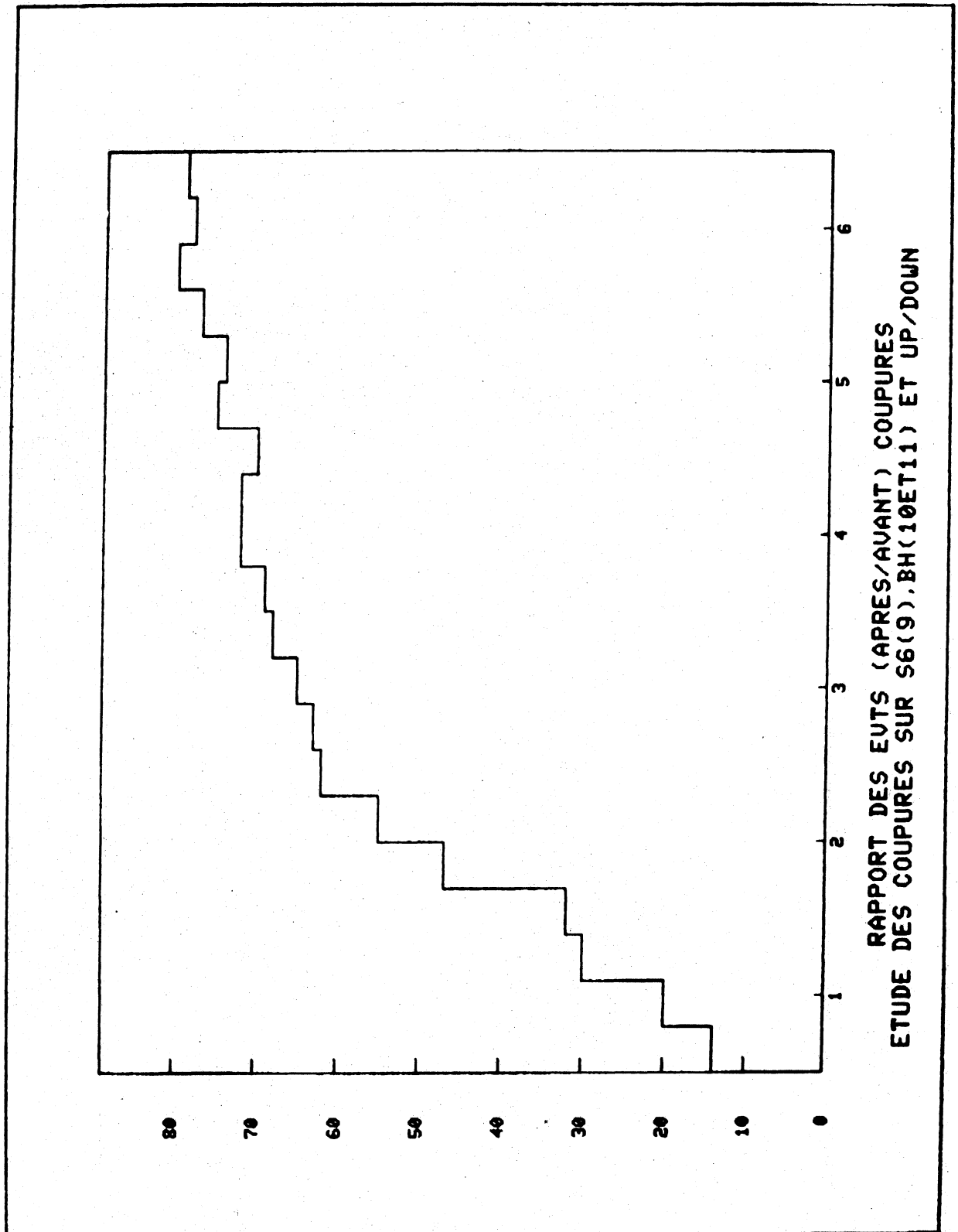
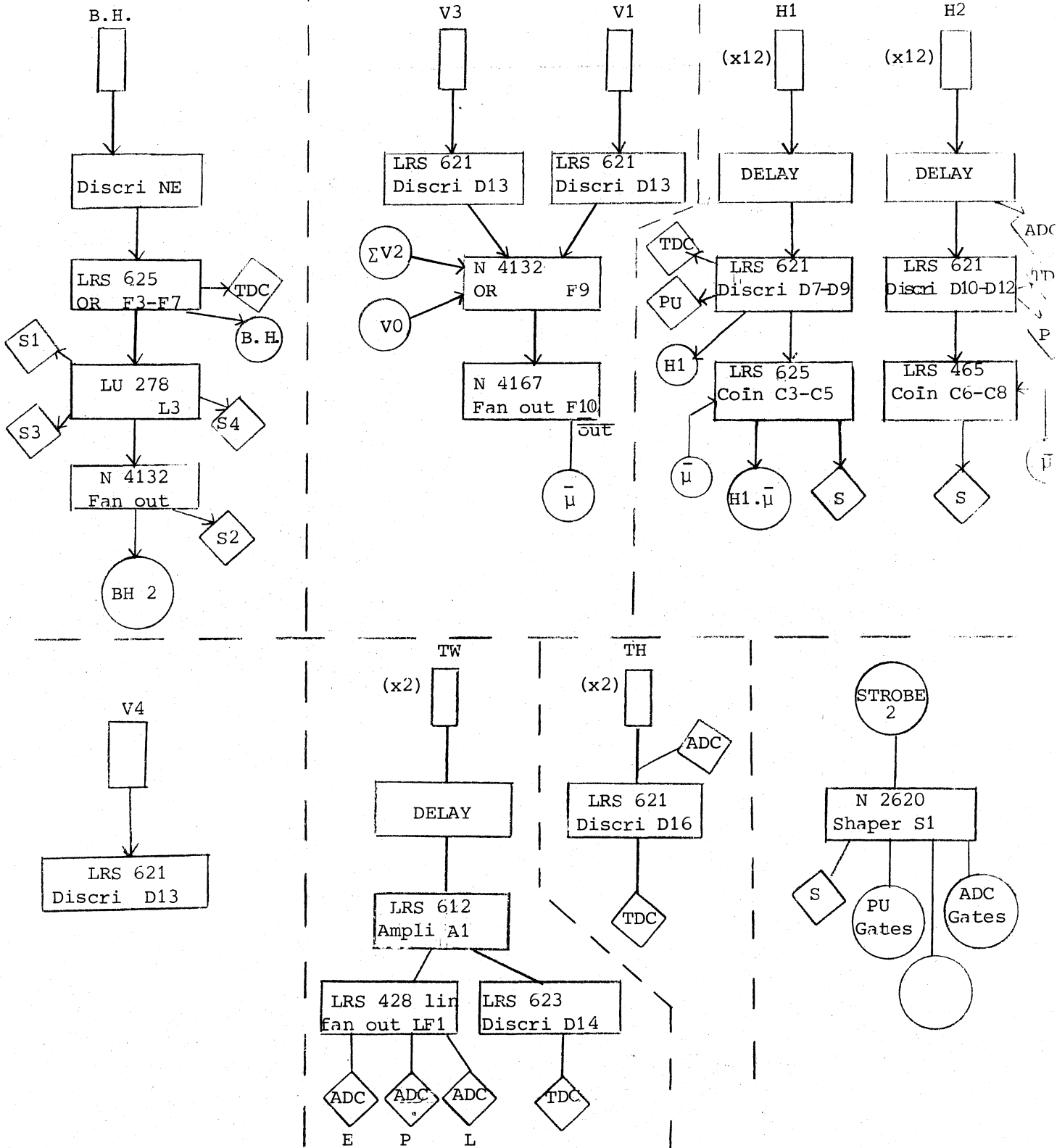


Fig. 11



E = Early
P = Prompt
L = Late

Fig. 12 a

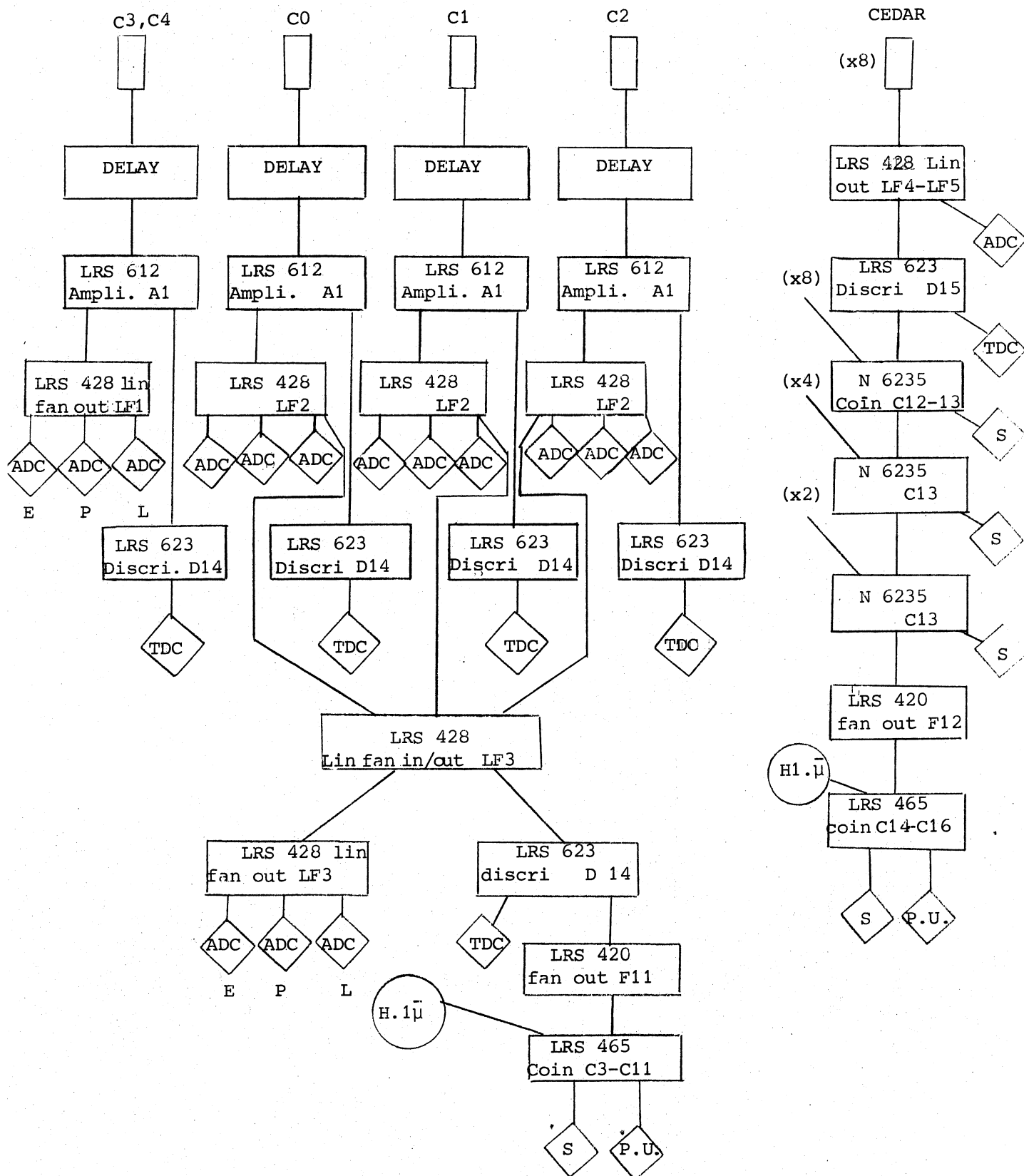


Fig. 12 b

Si nous partons sur la base d'environ 15 déclenchements par seconde, nous en concluons que la coupure des faibles masses et la logique de corrélation doivent réduire d'un facteur d'environ 10 le taux de déclenchements.

La logique de corrélation consiste essentiellement à définir la provenance d'une paire de muons de la cible, H₂ ou W, telle qu'elle est vue dans le plan vertical.

Sur la figure 10 où l'abscisse représente les 17 compteurs de S6 et l'ordonnée les 20 lignes horizontales des compteurs de BH, nous avons indiqué la correspondance entre compteurs pour des particules venant du début de la cible d'hydrogène, du centre de la cible de tungstène et du début de l'absorbeur. Ces droites ne tiennent pas compte de la diffusion multiple: celle-ci détermine une zone autour des droites d'un maximum de 4 cm au niveau de S6 et de 8 cm au niveau de BH. On doit donc prendre une zone de l'ordre d'un compteur de part et d'autre des droites relatives à l'hydrogène et à la cible de tungstène. Nous arrivons ainsi à la configuration en escalier de la figure 10-a où nous voyons d'une part que l'on rejette très peu d'événements produits dans l'absorbeur car ils sont produits essentiellement à son entrée, mais que l'on rejette un grand nombre de muons du halo dans la mesure où ceux-ci sont plus ou moins horizontaux. Cette corrélation ne coupe aucun vrai dimuon.

Pour couper les faibles masses, plusieurs solutions ont été envisagées successivement.

a) On peut refuser les événements où la multiplicité dans S6 est égale à 2 et où l'un au moins des candidats muons passe par le compteur central 9 de S6, axé sur le faisceau : ceci revient à faire une coupure stricte sur l'angle de désintégration projeté dans le plan vertical à $62/1.80 \simeq 34$ mrad et une coupure sur la direction de l'un des muons. Le programme de Monte-Carlo montre que cette coupure rejette environ 15% des ψ mais rejette 50% des dimuons dont la masse est approximativement celle du ρ .

b) On peut imiter cette coupure au niveau de l'hodoscope BH en excluant les compteurs centraux 10 et 11 du calcul de la multiplicité dans BH. Cette coupure est plus forte puisque $\theta_z \simeq \frac{400}{4.40} \simeq 90$ mrad et elle présente une réjection

2.5 fois plus forte sur les dimuons de faible masse que sur les ψ .

c) Un troisième type de coupure consiste à demander que les candidats muons vus par l'hodoscope BH soient situés de part et d'autre du plan horizontal passant par le faisceau. Cette coupure haut-bas a été étudiée à partir des événements de l'expérience I et aussi par simulation : elle rejette 12% des ψ et 46% des ρ .

Au cours de la prise de données, nous avons obtenu un nombre de "Strobe 2" de l'ordre de 150 par jet de protons pour une intensité de 10^7 particules/seconde, conformément à ce que l'on attendait.

Nous avons fait divers essais combinant la corrélation S6-BH et les trois coupures des faibles masses. Nous avons finalement adopté les trois coupures, qui ont conduit à un taux de déclenchement de l'ordre de 15 par jet de protons. L'acceptance globale est ainsi d'environ 30% pour les ψ , comparée à 3% pour les dimuons de masses voisines de celle du ρ (Fig. 11).

Dans la pratique, nous avons utilisé pour cette logique de décision des matrices construites au Laboratoire de Rutherford. L'ensemble comprenant la matrice de corrélation initialement décrite (Fig. 10a) et les trois types de coupure a), b) et c), revient en fait à utiliser les matrices 1 et 2, représentées sur les figures 10 b et c. Chacune d'entre elles teste la corrélation des compteurs d'un demi-plan de S6 et d'un demi-plan de BH, où l'on a supprimé les compteurs 9 de S6 et 10 de 11 de BH. La coupure haut-bas dans BH est alors satisfaite puisque le déclenchement nécessite au moins une réponse positive dans chacune des matrices 1 et 2.

En conclusion, le déclenchement est défini par la coïncidence :
"Strobe 2". Matrice 1 . Matrice 2

II. L'ÉLECTRONIQUE ASSOCIÉE

Dans l'expérience II, nous attachons une importance accrue aux informations de l'électronique concernant les hauteurs d'impulsion et les instants de passage des particules dans les scintillateurs. Ceci en raison de l'existence des structures dans le faisceau que nous avons observées dans

l'expérience I et de la plus grande intensité du faisceau incident (qui nous empêche d'utiliser une protection passé-futur)

1. L'HODOSCOPE S6 ET L'ORIGINE DES TEMPS

Du fait des améliorations apportées à l'hodoscope S6 (à savoir son plus grand nombre de scintillateurs et la présence d'un photomultiplicateur et d'un CTD à chaque extrémité de ceux-ci) et du fait que les compteurs du faisceau voient un trop grand nombre de particules, nous établissons l'origine des temps au niveau de cet hodoscope. Pour cela, nous devons avoir une connaissance de l'instant de passage d'une particule dans l'un de ses scintillateurs qui soit indépendante de la position y de cet impact : c'est le temps moyen défini à partir des 2 photomultiplicateurs du scintillateur touché. La précision de cette mesure dépend surtout de la variation des temps de transit et et des différences de parcours entre particules, soit environ ± 2 ns. Nous enregistrons également les temps directs donnés par les photomultiplicateurs de S6 afin de déterminer la coordonnée y du point de passage de la particule dans le scintillateur (fig. 9).

2. LES COMPTEURS DANS LE FAISCEAU

Nous enregistrons les temps de passage des particules incidentes dans tous les compteurs du faisceau soit les cinq compteurs Cerenkov, les huit du CEDAR et les vingt-quatre des hodoscopes de faisceau H1 et H2. Cette connaissance des temps de passage est la meilleure information dont on dispose pour le comptage et la détermination hors ligne de la nature de la particule incidente qui a interagi. Outre les temps de passage, nous disposons, pour ces mêmes compteurs, de registres (fig. 12).

Pour mesurer le flux réel des différentes espèces de particules nous mesurons le flux total donné par $\Sigma H1$. $\Sigma H2$ et utilisons les pourcentages obtenus dans l'expérience I, à 39.5 GeV/c. Les éléments individuels de H1 et H2 doivent supporter un taux de particules de l'ordre de 3×10^6 par seconde et donc l'erreur sur la perte par temps mort des échelles de comptage est faible (environ 3% à 100 MHz). Nous avons vérifié de plus que la quantité définie par la coïncidence $V0.(\overline{V2} + \overline{V3})$ et représentant le flux de muons du faisceau était un bon moniteur en ce sens qu'elle reste proportionnelle au flux de hadrons du faisceau. Le rapport de proportionnalité était 1.35%.

III. LES AUTRES CONTRÔLES

Les contrôles sont tout à fait semblables à ceux effectués dans l'expérience I si l'on excepte le fait qu'il n'est plus possible désormais de reconstruire des dimuons à partir des données seules des chambres proportionnelles.

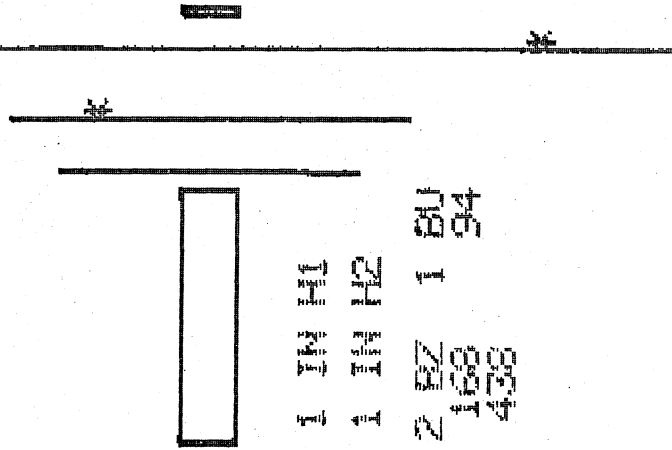
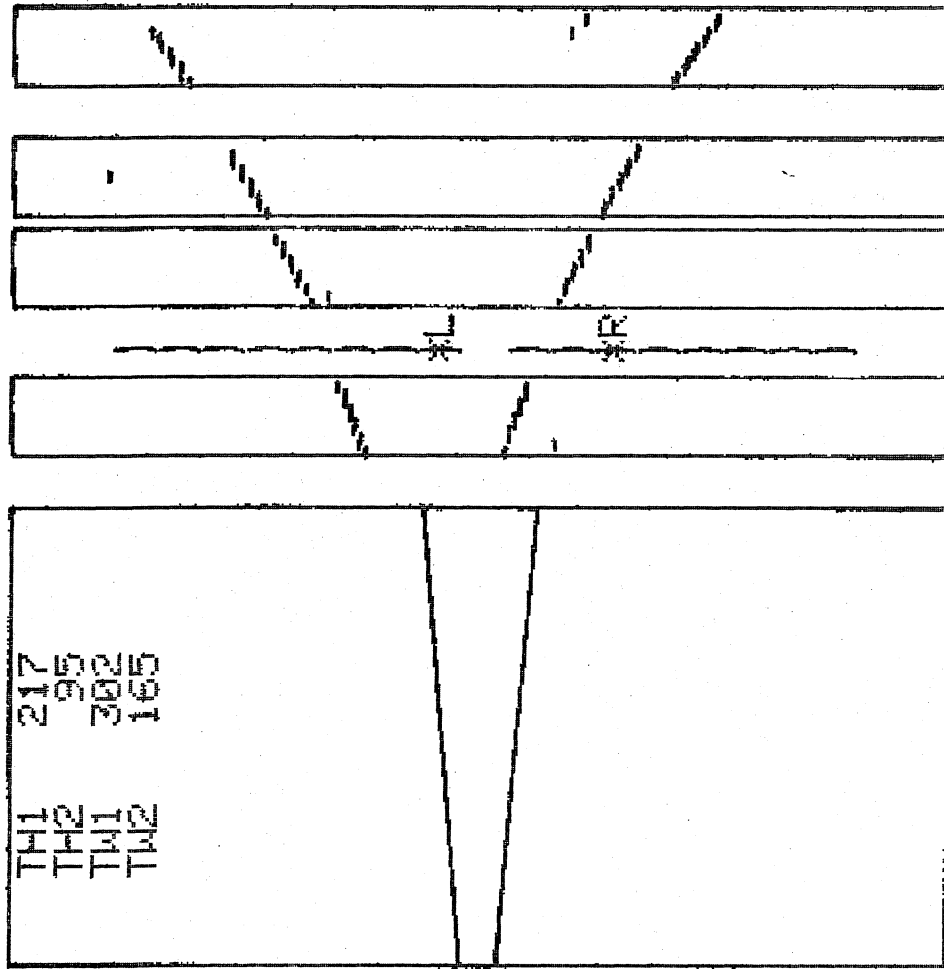
En contrepartie, nous avons une première version du programme de traitement des données (ROMEO) capable déjà (bien qu'avec une efficacité moyenne) de fournir les premiers histogrammes concernant les dimuons pendant la prise de données.

La figure 13 montre la visualisation d'un événement telle qu'on l'obtient sur écran au cours de la prise de données. L'observation systématique d'événements associée à des critères de sélection relativement simples (nombre de traces dans les chambres à étincelles, hauteurs d'impulsion dans les compteurs associés aux cibles, ...) permet d'évaluer la qualité de la prise de données avec une bonne sensibilité.

EVENT= 4720/ 1612/1

1 P4
98

BEAM=00011 11111111
MATRIX=11111 BPL: 10400 0 2200



TROISIEME PARTIE

LE TRAITEMENT DES DONNEES

C H A P I T R E V

LA CHAÎNE DE TRAITEMENT DES DONNÉES

Le traitement des données et la présentation des résultats ne nécessitent plus une séparation globale des deux expériences. Certes, des différences existent encore, dues par exemple aux changements de configuration de S6 et BH, à une identification des particules incidentes modifiée ou encore à l'introduction de cibles nouvelles. Les programmes de reconstruction géométrique, les corrections des biais et les déterminations des sections efficaces sont pourtant analogues et nous nous contenterons donc de mentionner la spécificité de certains paragraphes à l'une ou l'autre des expériences lorsque le besoin s'en fera sentir.

Le lot d'événements recueillis correspond à environ 65 bandes magnétiques pour l'expérience I, dont la géométrie a été entièrement traitées sur la calculatrice CDC 7600 du CERN, et 240 bandes magnétiques pour l'expérience II : celles-ci sont traitées à 70% sur la calculatrice IBM 360-195 de Rutherford et à 30% sur la calculatrice CDC 6600 du CCPN à Paris.

Le traitement des données se fait par deux programmes consécutifs, ROMEO et CHIPS, que nous allons maintenant décrire.

I. LE PROGRAMME ROMEO

Celui-ci lit les bandes de données et effectue la reconnaissance des formes et la reconstruction géométrique des événements [70]

C'est une version adaptée à l'utilisation de chambres à étincelles du programme THRESH utilisé en chambres à bulles.

Il a pour principales fonctions "habituelles" :

- a) la correction des distorsion des caméras Plumbicon et le repérage par rapport au système de référence de l'OMEGA des positions y et z des étincelles dans chaque intervalle sensible des chambres ;
- b) la reconnaissance des formes dont le but est de regrouper sur chaque vue les étincelles par trace ;
- c) la recherche d'une correspondance entre les différentes traces des deux vues ;
- d) la reconstruction géométrique des points dans l'espace et l'ajustement par moindres carrés d'hélices circulaires sur les trajectoires des particules.

A ce niveau du traitement des événements, le programme ROMEO est en possession des paramètres des traces ($\frac{1}{p}$, λ , ψ , x, y, z) et de leur matrice d'erreurs au premier et au dernier point mesuré dans les chambres optiques. Toute cette information est écrite sur la bande de sortie du programme mais celui-ci continue le traitement par une série de sous-programmes écrits spécialement pour l'expérience, dont les fonctions essentielles sont :

- e) l'extrapolation des traces mesurées dans les chambres optiques vers l'hodoscope BH et la comparaison avec l'information de l'électronique pour signer les trajectoires des candidats muons ;
- f) l'extrapolation des mêmes traces vers la cible (ou les cibles pour l'expérience II).

Chacune de ces extrapolations tient compte de la perte d'énergie dans les divers matériaux rencontrés et établit une matrice d'erreurs tenant

compte de la diffusion coulombienne multiple. Les paramètres des traces, déterminés aux différents points d'extrapolation (hodoscope BH, centre de l'élément de la cible de cuivre ou de tungstène et centre de la cible d'hydrogène pour l'expérience II), sont alors recopiés sur la bande de sortie.

Le programme ROMEO recopie également toute l'information de l'électronique rapide de la bande de données.

II. LE PROGRAMME CHIPS

Celui-ci effectue la reconstruction cinématique des événements.

Pour cela il détermine :

a) la position précise du vertex d'interaction, par l'étude des hauteurs d'impulsion dans les compteurs cible, T1 à T6 (exp. I) et par l'information des chambres à fils dans le cas d'une interaction dans le cible d'hydrogène (exp. II) ;

b) la position transversale du faisceau au point d'interaction par l'extrapolation du faisceau défini par les hodoscopes H1 et H2 (exp. II seulement) ;

Les informations a) et b) permettent d'améliorer la connaissance des paramètres des traces au vertex d'interaction

c) la nature de la particule incidente par l'étude des informations données par les compteurs Cerenkov (et CEDAR) ;

d) la simultanéité des traces mesurées dans les chambres optiques avec la particule incidente. Après cela, le programme crée les quadrivecteurs des candidats muons. C'est à partir de ces quadrivecteurs que sont déterminés les paramètres des dimuons reconstruits.

Dans les chapitres suivants nous allons faire la description des critères de sélection des événements et l'évaluation du bruit de fond.

CHAPITRE VI

ÉVALUATION DES ERREURS EXTERNES ET CORRECTIONS

Nous avons donné dans le premier chapitre une estimation rapide des erreurs de mesure dans les chambres optiques et des erreurs dues à la diffusion multiple coulombienne dans l'absorbeur de hadrons.

Dans ce chapitre nous précisons ces évaluations en établissant les matrices d'erreurs sur les paramètres cinématiques des trajectoires mesurées. Nous montrons en particulier l'importance de la diffusion multiple dans l'absorbeur et comment nous avons alors été amenés à effectuer une correction d'angles au vertex d'interaction tenant compte des effets de cette diffusion. Nous décrivons également l'effet de la perte d'énergie par ionisation des muons présumés dans les absorbeurs.

Nous évaluons enfin les erreurs au niveau de l'hodoscope BH.

Les calculs d'erreurs que nous décrivons ici nous aideront à mieux comprendre les coupures du chapitre suivant, tant pour le rejet de traces ne provenant pas du vertex d'interaction que pour la réjection finale des hadrons.

I. ÉVALUATION DES ERREURS DANS LES CHAMBRES OPTIQUES

1. ERREURS DE MESURE

Celle-ci a fait l'objet d'une étude très précise lors de l'analyse d'expériences antérieures sur le spectromètre OMEGA [70]. Nous nous bornons donc ici à reprendre les étapes essentielles de cette estimation en faisant à priori certaines simplifications qui seront justifiées par la comparaison de certains termes d'erreurs avec ceux de la diffusion multiple et de la perte d'énergie.

Soient donc à évaluer les erreurs sur le rayon de courbure, l'angle de profondeur (dip) et l'angle azimuthal mesurés dans les chambres à étincelles.

-L'erreur sur le rayon de courbure dépend de l'erreur sur la flèche dont une estimation "classique" est donnée par la formule empirique de Roberts[71] :

$$\Delta f \simeq 3.5 \Sigma / \sqrt{N} \quad (\text{VI.1})$$

où Σ est l'erreur de mesure sur une étincelle et N le nombre de points mesurés sur la trace. Si L est la longueur de trace mesurée dans l'espace et λ l'angle de profondeur, on a :

$$\Delta \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{8\Delta f}{L^2 \cos^2 \lambda} \simeq \frac{28 \Sigma}{\sqrt{N} L^2 \cos^2 \lambda} \quad (\text{VI.2})$$

-L'erreur sur l'angle de profondeur est donnée par

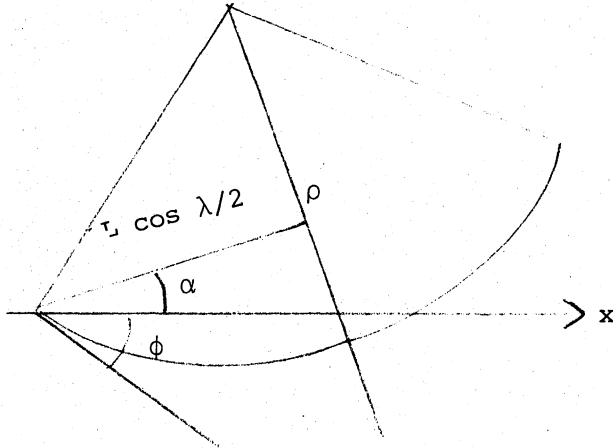
$$\Delta \lambda = \frac{\cos \lambda}{L} \sigma_z \quad (\text{VI.3})$$

où σ_z est une erreur qui dépend à la fois de l'erreur de mesure sur les étincelles ($\simeq 3.5 \Sigma / \sqrt{N}$) et du facteur stéréoscopique $\frac{2D}{l}$ ($\simeq 7.65$) où l est la distance entre caméras (1.44 m) et D la distance entre la caméra et le plan horizontal médian des

chambres optiques ($\approx 5,51$ m). On a donc

$$\Delta\lambda \approx \frac{27 \Sigma \cos \lambda}{\sqrt{N} L} \quad (\text{VI.4})$$

-L'erreur sur l'azimuth est essentiellement due à l'erreur sur le rayon de courbure. En effet, $\phi \approx \alpha - \frac{L \cos \lambda}{2 \rho}$ (VI.5) soit, en négligeant les erreurs



sur α et $L \cos \lambda$:

$$\Delta\phi = \frac{L \cos \lambda}{2} \Delta\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (\text{VI.6})$$

La formule (VI.5) permet aussi d'exprimer le terme de corrélation :

$$\Delta\left(\phi, \frac{1}{\rho}\right) = - \frac{L \cos \lambda}{2} \Delta^2 \left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (\text{VI.7})$$

les autres termes de corrélation étant nuls,

2. ERREURS DUES A LA DIFFUSION MULTIPLE DANS LES CHAMBRES OPTIQUES

Nous les ajoutons quadratiquement aux erreurs évaluées ci-dessus bien que l'on puisse s'attendre à ce qu'elles aient une contribution négligeable en raison de la très grande longueur de radiation L_R des chambres à étincelles, de l'ordre de 3600 cm.

Elles sont une fonction de la variance de l'écart à l'angle projeté introduit par la diffusion multiple

$$\Delta^2 \theta \approx \frac{225}{p^2 \beta^2} \cdot \frac{L}{L_R} \quad (\text{VI.8})$$

où L est la distance parcourue dans le matériau de longueur de radiation L_R par la particule d'impulsion P (exprimée en MeV/c). On en déduit [72]:

$$\left[\Delta^2 \left(\frac{1}{\rho} \right) \right]_{\text{opt}}^{\text{ms}} = \frac{4}{3} \frac{\Delta^2 \theta}{L^2 \cos^4 \lambda} \approx \frac{300}{P^2 \beta^2 \cos^4 \lambda L L_R} \quad (\text{VI.9})$$

$$(\Delta^2 \lambda)_{\text{opt}}^{\text{ms}} = \frac{1}{3} \Delta \theta^2 \approx \frac{75 L}{P^2 \beta^2 L_R} \quad (\text{VI.10})$$

$$(\Delta^2 \phi)_{\text{opt}}^{\text{ms}} = \frac{1}{6} \frac{\Delta^2 \theta}{\cos^2 \lambda} \approx \frac{38 L}{P^2 \beta^2 \cos^2 \lambda L_R} \quad (\text{VI.11})$$

$$\left[\Delta \left(\phi, \frac{1}{\rho} \right) \right]_{\text{opt}}^{\text{ms}} = \frac{1}{6} \frac{\Delta^2 \theta}{L \cos^3 \lambda} \approx \frac{38}{P^2 \beta^2 \cos^3 \lambda L_R} \quad (\text{VI.12})$$

3. ERREURS TOTALES DANS LES CHAMBRES OPTIQUES

On en déduit la matrice d'erreurs totales suivante (VI.13)

	$\Delta(1/\rho)_{\text{opt}}$	$\Delta\lambda_{\text{opt}}$	$\Delta\phi_{\text{opt}}$
$\Delta(1/\rho)_{\text{opt}}$	$\frac{784 \Sigma^2}{NL^4 \cos^4 \lambda} + \frac{300}{P^2 \beta^2 \cos^4 \lambda L L_R}$	0	$\frac{-392 \Sigma^2}{NL^3 \cos^3 \lambda} - \frac{38}{P^2 \beta^2 \cos^3 \lambda L_R}$
$\Delta\lambda_{\text{opt}}$	0	$\frac{717 \Sigma^2 \cos^2 \lambda}{NL^2} + \frac{75 L}{P^2 \beta^2 L_R}$	0
$\Delta\phi_{\text{opt}}$	$\frac{-392 \Sigma^2}{NL^3 \cos^3 \lambda} - \frac{38}{P^2 \beta^2 \cos^3 \lambda L_R}$	0	$\frac{196 \Sigma^2}{NL^2 \cos^2 \lambda} + \frac{38 L}{P^2 \beta^2 \cos^2 \lambda L_R}$

II. EXTRAPOLATION VERS LE VERTEX D'INTERACTION

La matrice d'erreurs des quantités $\frac{1}{\rho}$, λ et ϕ contient d'une part les termes d'erreurs optiques propagées au niveau du vertex et d'autre part les

termes d'erreurs dues à la traversée du premier absorbeur de hadrons.

1. PROPAGATION DES ERREURS OPTIQUES

Soit S la longueur d'extrapolation c'est-à-dire la longueur de trace entre le premier point mesuré dans les chambres optiques et le vertex d'interaction.

On a immédiatement

$$(\Delta\lambda)_{\text{vtx}} = (\Delta\lambda)_{\text{opt}} \quad (\text{VI.14})$$

Pour les variables $\frac{1}{\rho}$ et ϕ , on doit considérer les transformations

$$\left. \begin{aligned} \phi_{\text{vtx}} &= \phi_{\text{opt}} - \frac{S \cos \lambda}{\rho_{\text{opt}}} \\ 1/\rho_{\text{vtx}} &= 1/\rho_{\text{opt}} \end{aligned} \right\} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} 1/\rho \\ \phi \end{pmatrix}_{\text{vtx}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -S \cos \lambda & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/\rho \\ \phi \end{pmatrix}_{\text{opt}} \quad (\text{VI.15})$$

à partir desquelles on évalue, par les formules de propagation d'erreurs usuelles :

$$(\Delta^2 \frac{1}{\rho})_{\text{vtx}} = (\Delta^2 \frac{1}{\rho})_{\text{opt}} \quad (\text{VI.16})$$

$$(\Delta^2 \phi)_{\text{vtx}} = S^2 \cos^2 \lambda (\Delta^2 \frac{1}{\rho})_{\text{opt}} - 2 S \cos \lambda \Delta(\phi, \frac{1}{\rho})_{\text{opt}} + (\Delta^2 \phi)_{\text{opt}} \quad (\text{VI.17})$$

$$\Delta(\phi, 1/\rho)_{\text{vtx}} = - S \cos \lambda \Delta^2(\frac{1}{\rho})_{\text{opt}} + \Delta(\phi, \frac{1}{\rho})_{\text{opt}} \quad (\text{VI.18})$$

Pour tenir compte de la perte d'énergie par ionisation dans l'absorbeur, qui revient en fait à augmenter l'impulsion lorsque l'on fait l'extrapolation vers l'arrière, soit des chambres optiques à la cible, nous corrigeons l'erreur sur l'impulsion par le facteur

$$\left(\Delta \frac{1}{\rho} \right)_{\text{vtx}} = \left(\frac{\rho_{\text{opt}}}{\rho_{\text{vtx}}} \right)^2 \Delta \left(\frac{1}{\rho} \right)_{\text{opt}}$$

et nous ajoutons quadratiquement un terme d'erreur sur l'évaluation de la perte d'énergie égal à 2% de l'impulsion perdue. On a donc

$$(\Delta^2 \frac{1}{\rho})_{\text{vtx}} = \left(\frac{\rho_{\text{opt}}}{\rho_{\text{vtx}}} \right)^4 \Delta^2(\frac{1}{\rho})_{\text{opt}} + 4 \cdot 10^{-4} (\rho_{\text{vtx}} - \rho_{\text{opt}})^2 / \rho_{\text{vtx}}^4 \quad (\text{VI.18 bis})$$

De plus, nous tenons compte de l'imprécision sur l'abscisse du vertex en ajoutant quadratiquement à l'erreur sur l'azimuth un terme

$$\Delta\phi \approx \Delta x_{vtx} \frac{\cos \phi_{vtx}}{\rho} \quad (\text{VI.19})$$

2. ERREURS DUES A LA DIFFUSION MULTIPLE DANS L'ABSORBEUR

La diffusion multiple nous conduit à ajouter aux écarts quadratiques moyens sur les angles le terme $\Delta\theta^2$ correspondant à la traversée de l'absorbeur soit

$$\Delta\theta^2 = \frac{225 S}{P^2 \beta^2 L'_R} = \frac{225}{P^2 \beta^2} \sum_j \frac{S_j}{L_j} \quad (\text{VI.20})$$

Dans cette expression, nous prenons la valeur moyenne de la quantité $P^2 \beta^2$ pour tenir compte de la perte d'énergie dans l'absorbeur

$$\overline{P^2 \beta^2} \approx \frac{1}{2} (P^2 \beta^2_{opt} + P^2 \beta^2_{vtx}) \quad (\text{VI.21})$$

et nous généralisons la formule au cas où la particule effectue des parcours de longueur S_j dans des matériaux différents de longueur de radiation L_j .

3. PASSAGE AUX PARAMETRES CINEMATIQUES

Les quantités cinématiques $(\frac{1}{P}, \lambda, \phi)$ sont reliées aux quantités géométriques $(\frac{1}{\rho}, \lambda, \phi)$ par la relation

$$P \cos \lambda = 0.3 B_z \rho \quad (\text{VI. 22})$$

où P est en MeV/c, B_z en kGauss et ρ en cm.

Le calcul des différentielles de ces diverses quantités permet d'aboutir finalement aux relations :

$$\Delta^2 \frac{1}{P} = \frac{\cos^2 \lambda}{(.3 B_z)^2} \Delta^2 \frac{1}{\rho} + \frac{\text{tg}^2 \lambda}{P^2} \Delta^2 \lambda + \frac{1}{P^2 B_z^2} \Delta^2 B_z \quad (\text{VI.23})$$

$$\Delta \left(\frac{1}{P}, \phi \right) = - \frac{\cos \lambda}{.3 B_z} \Delta \left(\frac{1}{\rho}, \phi \right) \quad (\text{VI.24})$$

$$\Delta \left(\frac{1}{P}, \lambda \right) = - \frac{\text{tg} \lambda}{P} \Delta^2 \lambda \quad (\text{VI.25})$$

On se convainc aisément que les termes

$$\frac{\text{tg}^2 \lambda}{\rho^2} \Delta^2 \lambda \quad \text{et} \quad \frac{\text{tg} \lambda}{P} \Delta^2 \lambda$$

sont négligeables puisque l'acceptance limite λ à des valeurs inférieures à 300 mrad et P à des valeurs supérieures à 4000 MeV/c.

On peut négliger également le terme :

$$\left(\frac{\Delta B_z}{P B_z} \right)^2 \lesssim \left(\frac{1}{4000} \times 3\% \right)^2 \approx 10^{-12}$$

On obtient finalement les erreurs suivantes (VI.26)

$$\begin{aligned} \Delta^2 \frac{1}{\rho} &= \left(\frac{P_{\text{opt}}}{P_{\text{vtx}}} \right)^4 \left(\frac{8711 \Sigma^2}{B_z^2 N L^4 \cos^2 \lambda} + \frac{3333}{B_z^2 P^2 \beta_{\text{opt}}^2 L L_R \cos^2 \lambda} \right) \\ &\quad + (0.02 (P_{\text{vtx}} - P_{\text{opt}}) / P_{\text{vtx}})^2 \\ \Delta^2 \lambda &= \frac{717 \Sigma^2 \cos^2 \lambda}{N L^2} + \frac{75 L}{(P^2 \beta^2)_{\text{opt}} L_R} + \frac{225}{0.5 [P^2 \beta_{\text{opt}}^2 + P^2 \beta_{\text{vtx}}^2]} \sum_j S_j / L_j \\ \Delta^2 \phi &= \frac{\Sigma^2}{N L^4 \cos^2 \lambda} (784 S^2 + 196 L^2 + 784 S L) \\ &\quad + \frac{1}{P^2 \beta_{\text{opt}}^2 \cos^2 \lambda L L_R} (300 S^2 + 38 L^2 + 75 S L) + \Delta^2 x_{\text{vtx}} \frac{\cos^2 \phi_{\text{vtx}} (.3 B_z)^2}{P^2 \cos^2 \lambda} \\ &\quad + \frac{225}{0.5 [P^2 \beta_{\text{opt}}^2 + P^2 \beta_{\text{vtx}}^2]} \sum_j S_j / L_j \\ \Delta \left(\frac{1}{P}, \phi \right) &= q \frac{P_{\text{opt}}^2}{P_{\text{vtx}}^2} \left[\frac{\Sigma^2}{N L^4 B_z \cos^2 \lambda} (1307 L + 2613 S) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{P^2 \beta_{\text{opt}}^2 B_z L L_R \cos^2 \lambda} (127 L + 1000 S) \right] \end{aligned}$$

4. ORDRES DE GRANDEUR

Nous donnons les ordres de grandeur des diverses erreurs en respectant les séquences du tableau (VI.26) afin de montrer l'influence relative de chaque source d'erreurs. Pour cela nous prenons :

$$\begin{array}{ll} \Sigma = 0.05 \text{ cm} & P_{\text{opt}} = 7000 \text{ MeV/c} \rightarrow P_{\text{vtx}} \approx 9000 \text{ MeV/c} \\ N = 30 & S = 150 \text{ cm} \\ L = 100 \text{ cm} & L_j = L_{\text{Cu}} = 1.43 \text{ cm} \\ L_R = 3600 \text{ cm} & B_z = 17 \text{ k Gauss} \\ \cos \lambda = \cos \phi_{\text{vtx}} = 1 & \Delta x_{\text{vtx}} = 2 \text{ cm} \end{array}$$

D'où l'on tire :

$$\begin{aligned} \Delta^2 \frac{1}{P} &\approx 0.4 \left(2 \times 10^{-11}_{\text{mes.}} + 7 \times 10^{-13}_{\text{coul}} \right)_{\text{opt}} + (2 \times 10^{-13})_{\text{abs}} \approx 10^{-11} \\ \Delta^2 \lambda &\approx \left(6 \times 10^{-6}_{\text{mes}} + 4 \times 10^{-8}_{\text{coul}} \right)_{\text{opt}} + (3.6 \times 10^{-4})_{\text{abs}} \approx 3.7 \times 10^{-4} \\ \Delta^2 \phi &\approx \left(2.6 \times 10^{-5}_{\text{mes}} + 5 \times 10^{-7}_{\text{coul}} \right)_{\text{opt}} + (4 \times 10^{-6})_{\text{vtx}} + (3.6 \times 10^{-4})_{\text{abs}} \approx 3.1 \times 10^{-3} \\ \Delta \left(\frac{1}{P}, \phi \right) &\approx 0.6 \left(2.5 \times 10^{-8}_{\text{mes}} + 5 \times 10^{-10}_{\text{coul}} \right)_{\text{opt}} \approx 1.5 \times 10^{-8} \end{aligned}$$

où les abréviations en indice signifient :

mes : erreur de mesure dans les chambres à étincelles

coul : diffusion coulombienne dans les chambres à étincelles

abs : diffusion coulombienne dans l'absorbeur de hadrons.

On voit sur cette application numérique que la diffusion multiple dans les chambres à étincelles est toujours négligeable. La diffusion multiple dans l'absorbeur joue par contre un rôle prépondérant sur l'estimation de λ et de ϕ . On a d'autre part une estimation de l'erreur relative sur l'impulsion :

$$\begin{aligned}\Delta P/P &\approx 3 \cdot 10^{-6} P \text{ MeV/c} \\ &\approx 0.3\% P \text{ GeV/c}\end{aligned}$$

5. ERREURS SUR LES COORDONNES DU VERTEX D'INTERACTION

Celles-ci sont beaucoup plus simples à évaluer. Les diverses contributions à ces erreurs sont la diffusion multiple et les incertitudes sur le rayon de courbure et les angles mesurés dans les chambres optiques, soit respectivement :

$$\Delta^2_{Y_{\text{coul}}} = \frac{75 S^2}{P^2 \beta^2} \left(\sum S_j / L_j \right) \frac{1}{\cos^2((\phi_{\text{opt}} + \phi_{\text{vtx}})/2)} \quad (\text{VI.27})$$

$$\Delta^2_{Z_{\text{coul}}} = \frac{75 S^2}{P^2 \beta^2} \left(\sum S_j / L_j \right) \frac{1}{\cos^2((\lambda_{\text{opt}} + \lambda_{\text{vtx}})/2)} \quad (\text{VI.28})$$

$$\Delta^2_{Y_{\rho}} = \Delta^2_{\rho} \left[1 - \cos \left| \frac{S}{\rho} \right| \right]^2 / \cos^2 \phi_{\text{vtx}} \quad (\text{VI.29})$$

$$\Delta^2_{Y_{\phi}} = S^2 \Delta^2_{\phi} / \cos^2 \phi_{\text{vtx}} \quad (\text{VI.30})$$

$$\Delta^2_{Z_{\lambda}} = S^2 \Delta^2_{\lambda} / \cos^2((\lambda_{\text{opt}} + \lambda_{\text{vtx}})/2) \quad (\text{VI.31})$$

Les ordres de grandeur de ces divers contributions sont

$$\Delta_{Y_{\text{coul}}} = \Delta_{Z_{\text{coul}}} \approx 2.8 \text{ cm}$$

$$\Delta_{Y_{\rho}} \approx 0.1 \text{ cm}$$

$$\Delta_{Y_{\phi}} \approx 0.8 \text{ cm}$$

$$\Delta_{Z_{\lambda}} \approx 0.4 \text{ cm}$$

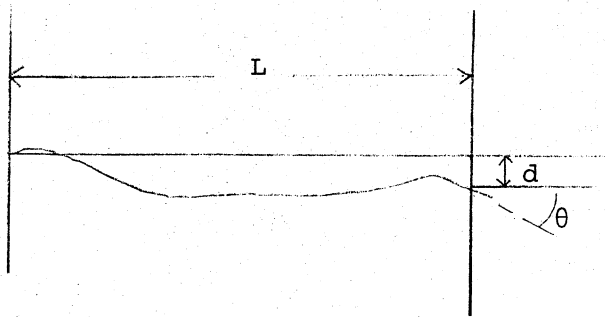
soit, un total $\Delta y \approx 3.7 \text{ cm}$ et $\Delta z \approx 3.3 \text{ cm}$

III. CORRECTIONS D'ANGLES AU VERTEX D'INTERACTION

Nous venons de voir l'importance de la diffusion multiple sur l'estimation des angles au vertex. Nous allons alors utiliser la corrélation entre l'écart angulaire et le déplacement latéral introduits par la diffusion multiple dans l'absorbeur.

La densité de probabilité de trouver une trace à la sortie d'un matériau de longueur L avec des écarts projetés d et θ , définis sur le schéma ci-dessous, est donnée par [76] :

$$\rho(L, d, \theta) = \frac{1}{\pi \sigma_d \sigma_\theta} \exp \left\{ -2 \left(\frac{d^2}{\sigma_d^2} + \frac{\theta^2}{\sigma_\theta^2} - \sqrt{3} \frac{d \cdot \theta}{\sigma_d \sigma_\theta} \right) \right\} \quad (\text{VI.32})$$



$$\text{avec } \sigma_\theta = \frac{15}{P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}}$$

$$\text{et } \sigma_d = \frac{15 L}{\sqrt{3} P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}}$$

On déduit de cette fonction la densité de probabilité de trouver un écart angulaire θ si le déplacement latéral a une certaine valeur d_0 :

$$\rho(L, \theta \text{ si } d = d_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Sigma} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_0}{\Sigma} \right)^2 \right\} \quad (\text{VI.33})$$

$$\text{avec } \theta_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\sigma_\theta}{\sigma_d} d_0 = \frac{3}{2} d_0 / L \text{ et } \Sigma = \sigma_\theta / 2$$

Cette densité de probabilité est centrée sur $\theta_0 = \frac{3}{2} d_0 / L$ qui est donc l'écart angulaire le plus probable pour un déplacement latéral donné.

Nous connaissons le déplacement latéral au vertex par la distance entre le faisceau et la trace extrapolée : soient Δy et Δz les deux déplacements projetés. Si l'on admet que les déplacements projetés sont

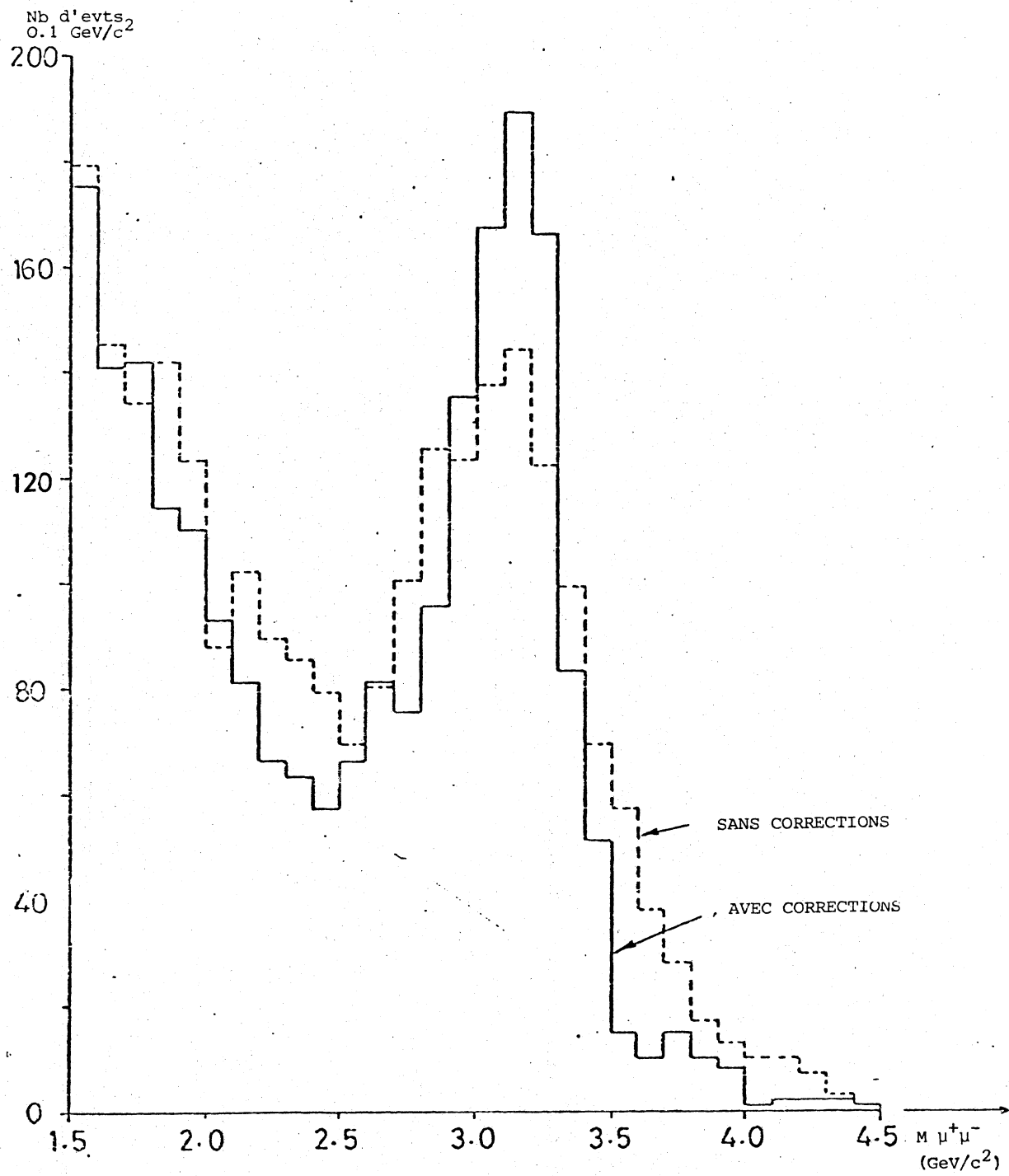


Fig. 14

Effet des corrections d'angles au vertex d'interaction.

seulement dus à la diffusion coulombienne multiple, on s'attend à ce que l'angle correspondant le plus probable soit :

$$\begin{aligned}\phi_{\text{vtx}} \text{ (le plus probable)} &= \phi_{\text{vtx}} \text{ (mesuré)} - \frac{3}{2} \Delta y/L \\ \lambda_{\text{vtx}} \text{ (le plus probable)} &= \lambda_{\text{vtx}} \text{ (mesuré)} - \frac{3}{2} \Delta z/L\end{aligned}\quad (\text{VI.34})$$

En appliquant cette correction, nous améliorons la résolution sur la masse du ψ par un facteur 1.5 sans en changer la valeur moyenne (fig. 14).

IV. CORRECTION DE LA PERTE D'ÉNERGIE DANS LES ABSORBEURS

Nous avons déjà mentionné l'effet de la perte d'énergie par ionisation lors du passage des particules dans les divers matériaux.

Pour en donner un ordre de grandeur, nous supposons que la perte d'énergie par unité de longueur est constante et égale à $dE/dx|_{\text{min}}$ [73] soit :

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{min}} &= 12.9 \text{ MeV/cm} \quad \text{dans le cuivre} \\ &= 11.6 \text{ MeV/cm} \quad \text{dans le fer.}\end{aligned}$$

La traversée de 1.50 m de cuivre conduit donc à une perte d'énergie supérieure à 2 GeV et celle de 1.25 m de fer à une perte supplémentaire de 1.5 GeV.

Il faut donc corriger la perte d'énergie lors des extrapolations vers le vertex d'interaction et vers l'hodoscope BH. Pour cela, nous utilisons les courbes théoriques donnant la perte d'énergie en fonction de l'impulsion de la particule [74] que nous paramétrisons sous la forme:

$$\frac{dP}{dx} = A + BT + CT^2 + DT^3 \quad (\text{VI.35})$$

avec $T = \ln 10 P$ (P en GeV/c)

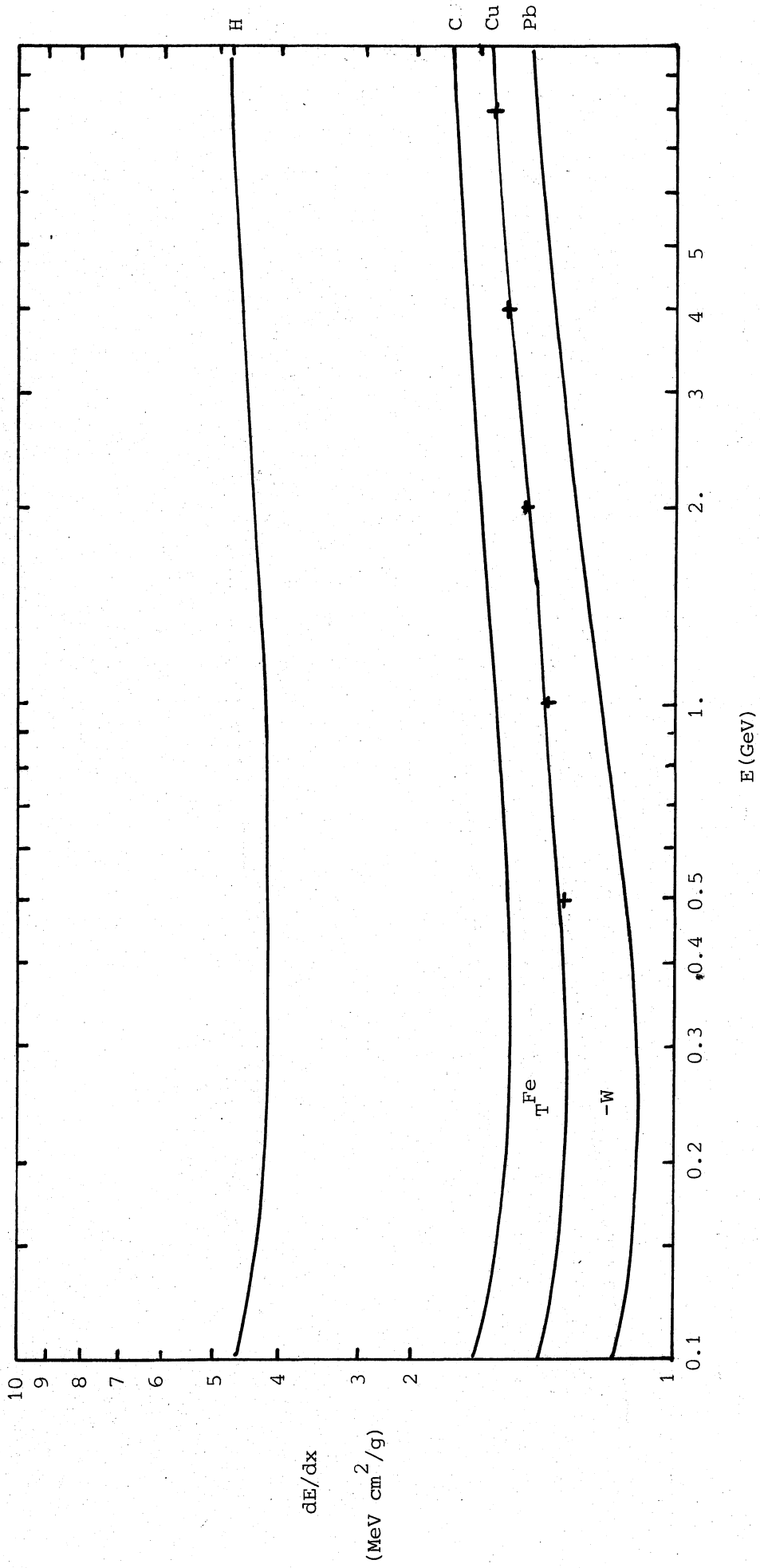


Figure 15 Perte en énergie des muons en fonction de leur énergie [77]

Nous établissons les paramètres A, B, C et D pour le cuivre et nous admettons que la perte d'énergie dans le fer ou le tungstène se déduisent de la perte d'énergie dans le cuivre par l'application d'un facteur constant. En fait, l'ajustement des courbes théoriques avec la paramétrisation ci-dessus n'est réalisable qu'avec deux ensembles de paramètres A, B, C et D : nous déterminons donc deux paramètres selon que l'impulsion est inférieure ou supérieure à 2 GeV/c :

	A	B	C	D	
0.3 < P < 2 GeV/c	28.162	-27.949	15.862	-2.7453	(VI.36)
P > 2 GeV/c	- 3.7684	11.828	-2.4757	0.1946	

Cette paramétrisation est en bon accord, soit à mieux de 1% avec les courbes théoriques pour les valeurs de P supérieures à 0.3 GeV/c: les valeurs de cette paramétrisation sont indiquées par des croix sur la courbe théorique de la figure 15.

Les facteurs de correction pour le fer et le tungstène sont respectivement 0.899 et 1.752.

La correction de la perte d'énergie lors de l'extrapolation dépend du pas d'extrapolation choisi : on peut se convaincre, au vu de la figure 15, qu'un pas de 5 cm conduit à une bonne précision :

$$5 \text{ cm} \rightarrow \frac{dP}{dx} \lesssim 100 \text{ MeV/c} \rightarrow \Delta\left(\frac{dP}{dx}\right) \lesssim 1.5 \text{ MeV/c}$$

$$\rightarrow \Delta \int \frac{dP}{dx} dx \lesssim 1.5 \times \frac{150}{5} \approx 45 \text{ MeV/c}$$

soit une erreur systématique de l'ordre de grandeur de celle que nous avons utilisée, soit 2% $\Delta P \approx 40 \text{ MeV/c}$.

V. EXTRAPOLATION VERS L'HODOSCOPE BH

Les quantités qu'il faut connaître à ce niveau sont seulement les coordonnées y et z des traces extrapolées dans le plan de l'hodoscope

Les erreurs sont calculées de la même façon que dans le paragraphe II.5 de ce chapitre, soient :

$$\Delta y^2_{\text{coul}} = \frac{75 S^3}{P^2 \beta^2 L_{\text{RFe}}} / \cos^2 \phi_{\text{BH}} \approx 3 \text{ cm}$$

$$\Delta z^2_{\text{coul}} = \frac{75 S^3}{P^2 \beta^2 L_{\text{RFe}}} / \cos^2 \lambda_{\text{BH}} \approx 3 \text{ cm}$$

où S représente maintenant la distance d'extrapolation dans le fer (1.25 m).

L_{RFe} la longueur de radiation du fer (1.76 cm), ϕ_{BH} et λ_{BH} les angles de la trace au plan de l'hodoscope ; on exprime approximativement $\frac{1}{P^2 \beta^2}$ par $0.5(P^2 \beta_{\text{opt}}^2 + P^2 \beta_{\text{BH}}^2)$

Les autres contributions sont

$$\Delta y)_{\rho} \approx \Delta \rho [1 - \cos \left| \frac{S}{\rho} \right|] / \cos \phi_{\text{BH}} \approx 5 \text{ cm pour } P = 4 \text{ GeV/c}$$

$$\Delta y)_{\phi} = S \Delta \phi / \cos \phi_{\text{BH}} \approx 2 \text{ cm}$$

$$\Delta z)_{\lambda} = S \Delta \lambda / \cos \lambda_{\text{BH}} \approx 2 \text{ cm}$$

soit au total, un écart maximum en y (resp. z) de l'ordre de 6 cm (resp. 4 cm) :

$$\Delta y)_{\text{BH}} = \sqrt{\Delta y^2_{\text{coul}} + \Delta^2 y)_{\rho} + \Delta^2 y)_{\phi}} \quad (\text{VI.37})$$

$$\Delta z)_{\text{BH}} = \sqrt{\Delta z^2_{\text{coul}} + \Delta^2 z)_{\lambda}} \quad (\text{VI.38})$$

CHAPITRE VII

SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS ET ESTIMATION DU BRUIT DE FOND

Nous décrivons dans ce chapitre les critères de sélection que nous avons appliqués successivement au lot d'événements obtenus à la sortie du programme ROMEO.

Certaines coupures sont suffisamment larges pour réduire le nombre d'événements sans altérer le signal du ψ : ce sont par exemple la réjection des hadrons grâce à l'information de l'hodoscope BH, la coupure des dimuons de masse inférieure à $1.4 \text{ GeV}/c^2$ ou encore le rejet des traces ne provenant pas du vertex à $\pm 15 \text{ cm}$ près.

D'autres coupures par contre nécessitent un examen plus détaillé : il s'agit de l'élimination des événements pour lesquels l'interaction ne s'est pas produit dans la cible, et de la réjection des traces mesurées dans les chambres optiques qui ne sont pas en temps avec la particule incident ; dans le lot d'événements restants, nous appliquons enfin sur les traces une coupure en impulsion et un critère de provenance du vertex d'interaction plus strict en tenant compte des erreurs calculées au chapitre précédent.

L'estimation du bruit de fond restant après coupures nécessite

une bonne compréhension de sa nature ; après description de ses diverses sources possibles, nous montrerons que les seuls bruits de fond non négligeables sont la désintégration simultanée des deux pions issus de l'interaction primaire et la création d'un dimuon par interaction secondaire d'un hadron issu de l'interaction primaire.

I. LOT D'ÉVÉNEMENTS INITIAL

Nous rappelons tout d'abord le nombre de déclenchements enregistrés :

445000 (exp. I) et 1260000 (exp. II) avec faisceau négatif
201000 (exp. I) et 870000 (exp. II) avec faisceau positif

Le programme ROMEO recopie sur sa bande de sortie tous les événements qu'il a pu décoder (soit 98.5%).

Nous sélectionnons les événements où deux traces au moins ont pu être reconstruites, soit 97% du lot initial, et nous rejetons également les événements où plus de six traces ont été mesurées : cette coupure est destinée à tenir compte de la chute d'efficacité du programme ROMEO lorsque la multiplicité devient trop importante ; elle entraîne une réduction de 6% du lot d'événements mais la visualisation de quelques événements rejetés nous a montré que le pourcentage de bons événements parmi ceux-ci est négligeable.

II. RECHERCHE DU PLAN D'INTERACTION DANS LA CIBLE

Nous commençons par décrire l'utilisation des compteurs du faisceau et de la cible active dans l'expérience I.

La détermination de l'élément de la cible active où a eu lieu l'interaction est basée sur les hauteurs impulsions recueillies sur C.A.D. Nous établissons tout d'abord une calibration relative des différents compteurs du faisceau (S1, S2, S3, S4) et de la cible (T1 à T6) : cette calibration conduit à une meilleure estimation du nombre de particules simultanées ou quasi-simultanées qui ont traversé les compteurs. Nous en déduisons une réjection des événements où le nombre de particules vues par

les compteurs du faisceau ou par la totalité des compteurs de la cible est supérieur à 1 : ce sont les rejets que nous avons notés respectivement

$$ITBOX = 6 \text{ et } ITBOX = 7$$

dans la table VII.1 ci-dessous.

Nous rejetons de la même façon les événements où tous les compteurs de la cible active ont des hauteurs d'impulsion inférieures au seuil préalablement fixé : ce rejet correspond au cas où il n'y a pas eu interaction dans la cible (rejet $ITBOX = 8$) : c'est de loin le plus important et nous remarquons sur la table VII.1 qu'il est à peu près indépendant de l'intensité du faisceau.

Nous définissons l'élément de la cible où a eu lieu l'interaction comme étant celui qui précède le premier compteur dont la hauteur d'impulsion est supérieure au seuil choisi : la cible active comporte cinq éléments et nous notons $ITBOX = 1$ à 5 l'élément ainsi déterminé.

Il peut se produire cependant qu'un rayon delta soit émis au passage de la particule incidente et dépose assez d'énergie dans le compteur qui suit le lieu de son émission pour simuler une interaction : on s'attend dans ce cas à ce qu'il soit absorbé avant son passage dans le compteur suivant et on rejette alors un événement où un seul compteur (hormis T6) est supérieur au seuil (rejet $ITBOX = 9$).

ITBOX	1	2	3	4	5	6	7	8	9
a	14 ± 1	11	13	8	13	6	1	27	7
b	13 ± 1	14	13	11	15	1	1	28	3.5
c	19 ± 2	16	16	11	13	3	2	15	5
d	19 ± 2	18	16	15	14	0.3	1	13	4

Table VII.1 Pourcentage d'interactions dans les éléments de la cible active ($ITBOX = 1$ à 5) et d'événements rejetés ($ITBOX=6$ à 9)

- a) sans sélection des événements et à haute intensité
- b) sans sélection des événements et à basse intensité
- c) avec sélection d'un dimuon, haute intensité
- d) avec sélection d'un dimuon, basse intensité

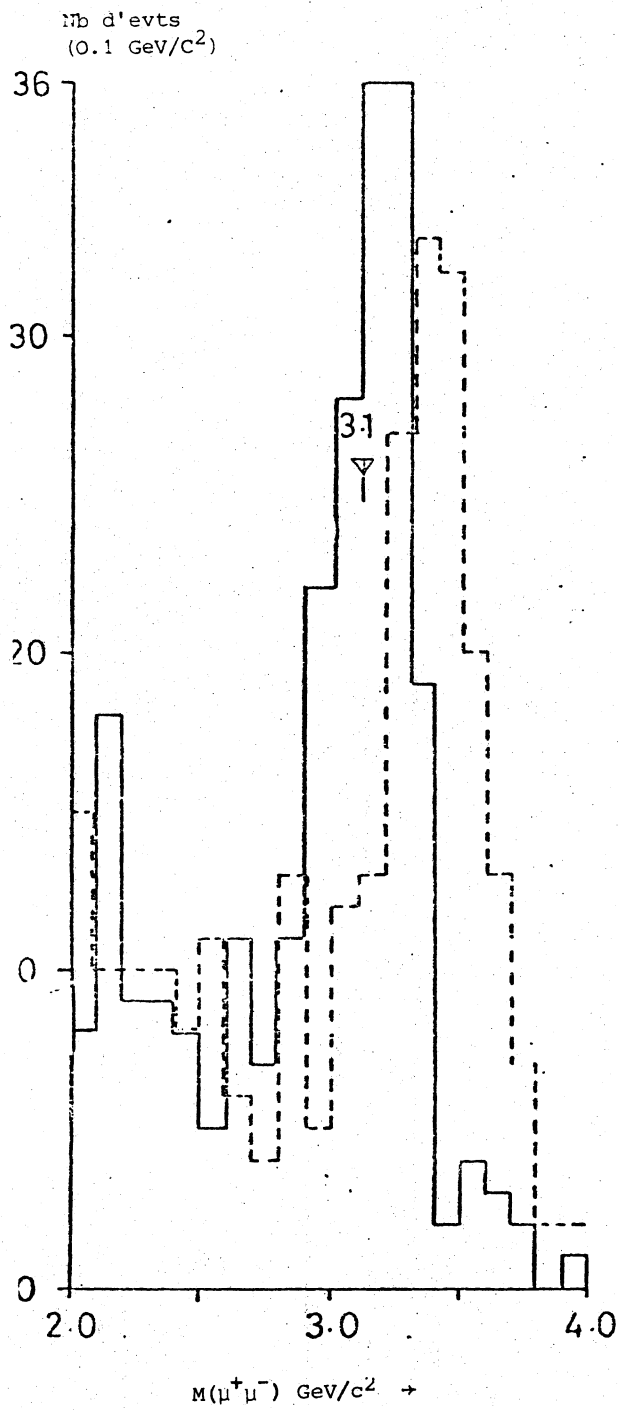
On remarque sur cette table que le taux de réjection global passe de 34% à basse intensité à 41% à haute intensité et que cette différence provient essentiellement de la réjection d'événements avec deux particules incidentes quasi-simultanées. La différence du taux de réjection entre les événements non sélectionnés et ceux où un dimuon a été observé provient en grande partie du critère de provenance du vertex qui n'est pas satisfait par la moitié environ des dimuons produits dans l'absorbeur. Afin de tester qu'on ne perdait pas de bons événements avec ces diverses coupures, nous avons analysé les événements rejetés en supposant qu'il y avait eu une interaction au centre de 3ème élément de la cible active : les distributions en masse ainsi obtenues ne présentent aucune accumulation à la masse du ψ pour les rejets ITBOX = 6, 7 et 9 ; pour le rejet ITBOX = 8 nous voyons une accumulation d'événements autour d'une masse de l'ordre de $2.7 \text{ GeV}/c^2$: ce décalage de la masse du ψ s'explique simplement si on considère que les ψ ainsi obtenus ont été créés au début de l'absorbeur et que l'extrapolation des traces jusqu'au centre de l'absorbeur entraîne une diminution artificielle de la masse reconstituée.

De la même façon, nous avons testé l'effet d'avancer de deux éléments le plan du vertex d'interaction trouvé pour les bons événements : l'effet est d'augmenter la masse reconstituée du ψ d'environ $250 \text{ MeV}/c^2$ (Fig. 16 a) et ce déplacement est en accord avec la valeur attendue si on considère la correction des angles au vertex d'interaction et la perte d'énergie. La figure 16 b montre la distribution du vertex d'interaction pour le lot final d'événements produits par π^- incidents.

III. RÉJECTION DES HADRONS

Celle-ci se fait en comparant les coordonnées des traces extrapolées jusqu'à l'hodoscope BH avec celles des différents compteurs de l'hodoscope qui ont été touchés. Cette réjection préliminaire se fait seulement en y, c'est-à-dire sans utiliser l'information temporelle donnée par les CTD de l'hodoscope BH.

On considère pour cela la distance horizontale ΔY entre la coordonnée Y_{ext} de l'extrapolation des traces mesurées dans les chambres optiques et la coordonnée YC du centre des compteurs de BH touchés dans l'événement.



(a)

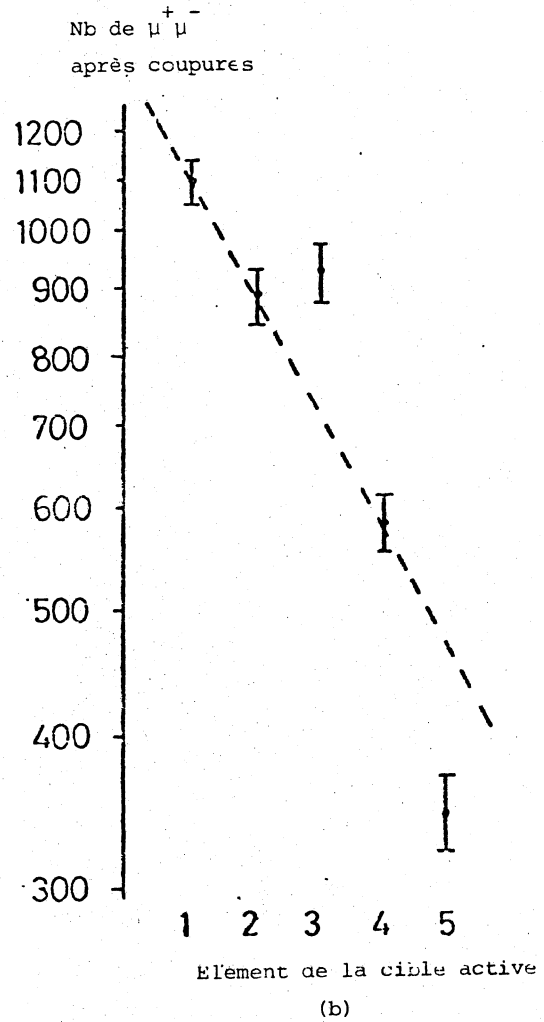


Fig. 16

- a) Effet du déplacement du vertex de deux éléments vers l'avant
b) Distribution du vertex d'interaction pour le lot final de dimuons.

La coupure que l'on effectue dans cette première réjection des hadrons est assez large pour ne pas perdre de bons événements puisqu'elle est de l'ordre de ± 80 cm. Nous nous assurons que cette affirmation est vérifiée en réalisant la distribution en masse d'événements où on associe un muon et un hadron, c'est à dire en associant une trace qui satisfait cette coupure et une qui ne la satisfait pas. Cette distribution (Fig. 17) ne présente aucune accumulation à la masse du ψ .

Cette coupure large permet cependant d'éliminer 60% des traces mesurées dans les chambres optiques : le nombre moyen de traces par événement est de l'ordre de 3.5 et le nombre moyen de candidats muons après cette coupure est de 1.5 par événement. La coupure conserve 60% des événements pour lesquels le nombre de candidats muons est supérieur ou égal à 2.

Nous décrirons ultérieurement une coupure plus stricte basée sur l'information temporelle des compteurs BH (paragraphe VI de ce chapitre).

IV. ÉLIMINATION DES FAIBLES MASSES

Dans l'étude du ψ , la connaissance du continuum des dimuons de masse inférieure à $3 \text{ GeV}/c^2$ est nécessaire pour son extrapolation sous le ψ et sa soustraction du signal. Il est cependant inutile de conserver les dimuons de faibles masses c'est à dire ceux qui sont situés dans la zone des résonances mésoniques ρ , ω et ϕ et qui ont d'ailleurs déjà subi une réduction en ligne.

Nous rejetons ainsi les événements où les deux muons forment une masse inférieure à $1.4 \text{ GeV}/c^2$.

Nous obtenons ainsi le lot d'événement suivant pour l'expérience I:

45000 événements en faisceau négatif
18000 événements en faisceau positif

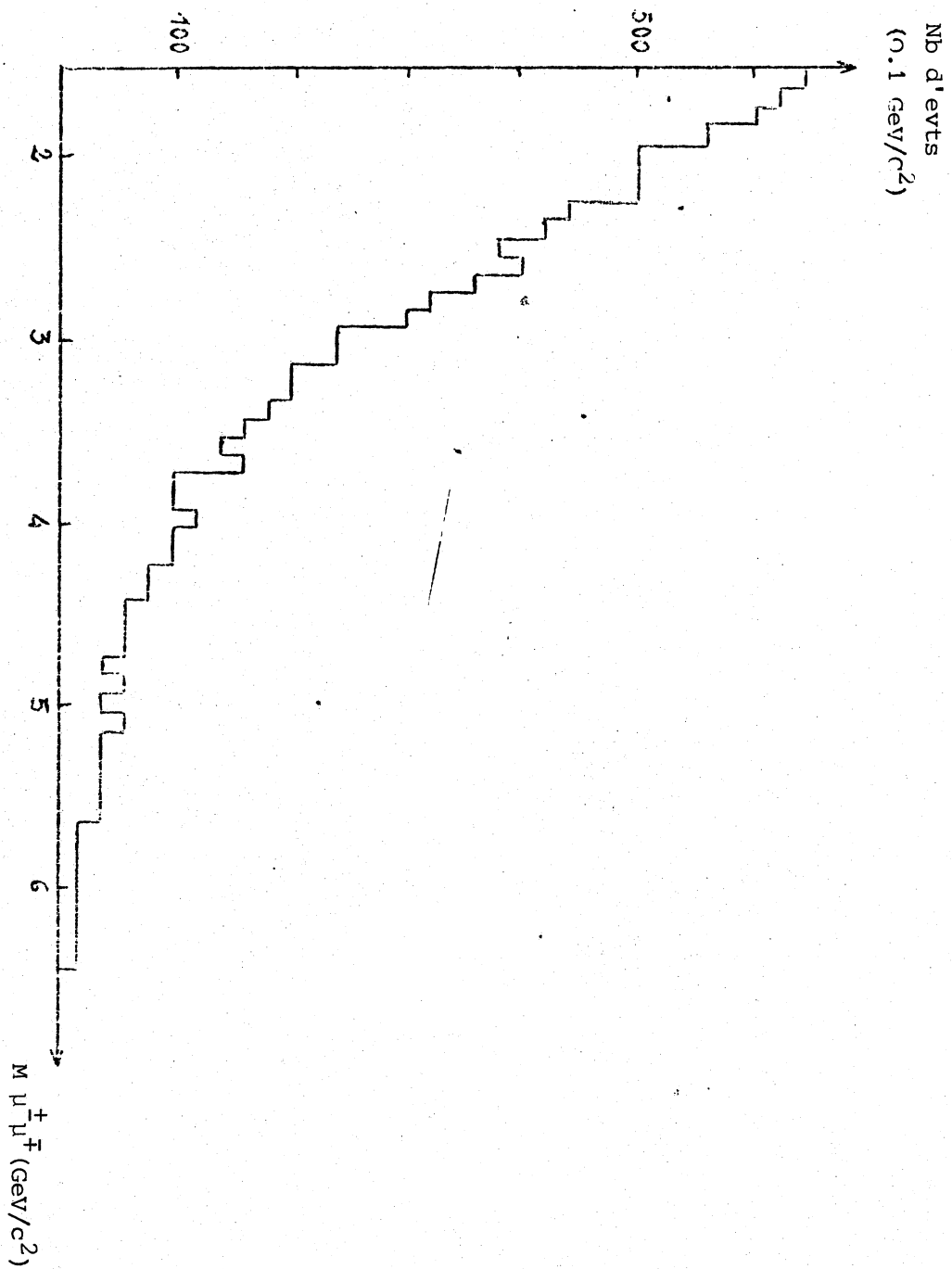


Fig. 17

Masse effective ($\mu^+ \mu^-$ hadron⁺)

V. COUPURE LARGE AU VERTEX

Nous réalisons alors une première sélection des traces provenant du vertex d'interaction, suffisamment large pour ne pas perdre de bons événements et permettre ultérieurement une étude plus détaillée du bruit de fond restant après la coupure en temps. La figure 18 montre quelle est la distribution au vertex d'interaction des coordonnées y et z de toutes les traces : le pic central a une largeur totale à mi-hauteur de l'ordre de 7 cm en y et 4 cm en z , ce qui correspond à des déviations standard respectives de 3. cm et 1.7 cm. Une coupure à ± 15 cm représente une coupure supérieure ou égale à 5 écarts standard et ne rejette donc aucun bon événement.

VI. RÉJECTION DES TRACES NON EN TEMPS

Nous nous proposons maintenant de faire une sélection plus stricte des muons en utilisant l'information temporelle de compteurs BH.

Pour cela, nous comparons la coordonnée Z_{ext} de l'extrapolation des traces mesurées dans les chambres optiques jusqu'à l'hodoscope BH et la coordonnée Z_c calculée à partir du contenu du CTD correspondant au compteur touché par la trace étudiée.

Le temps donné par le CTD est représentatif avec une bonne précision de la coordonnée de la particule puisque la variation du temps en fonction de la distance parcourue par la particule et compte tenu de la réponse des circuits électroniques utilisés est inférieur à ± 2 ns.

Après correction du temps zéro dans le CTD et application du facteur de conversion α qui relie la distance parcourue par la lumière dans le scintillateur à son temps de transit, la quantité :

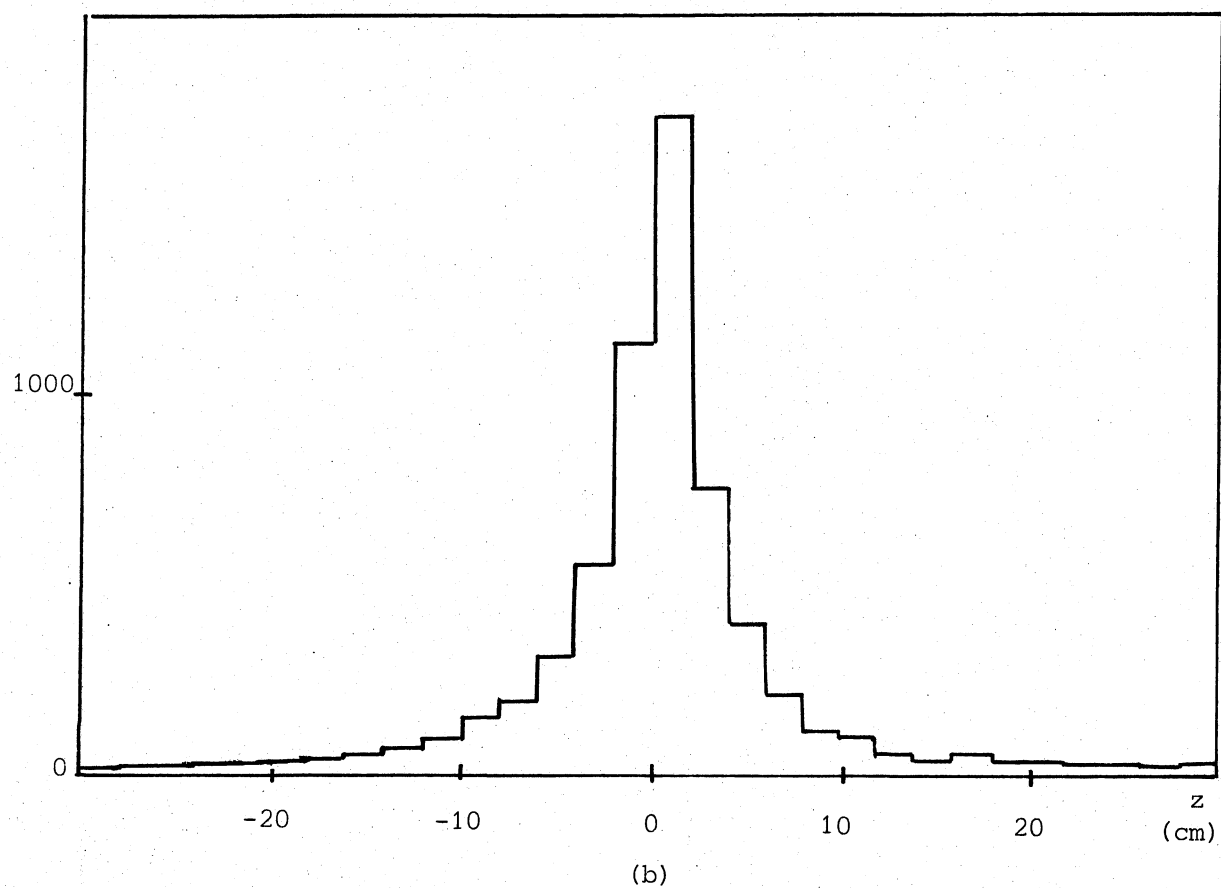
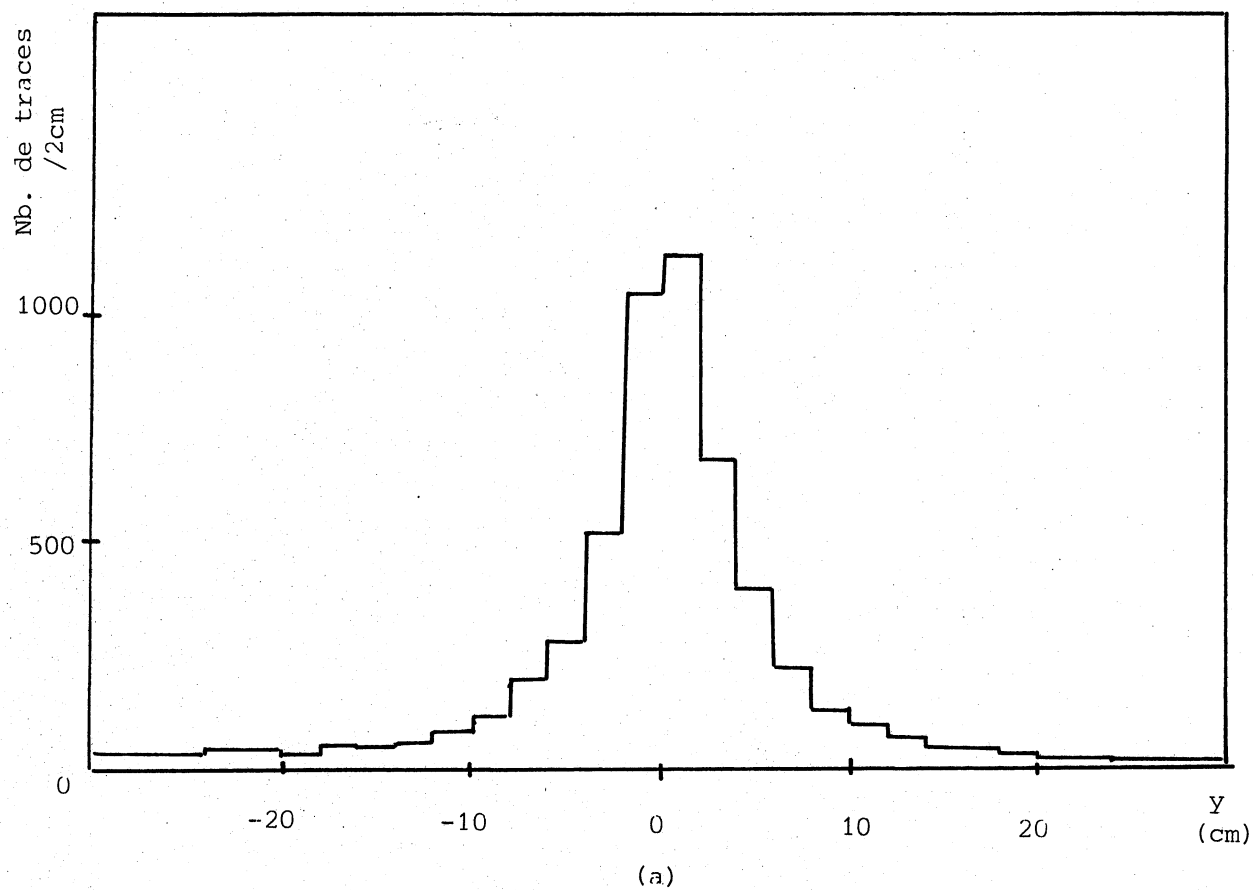


Fig. 18 Distributions au vertex d'interaction

$$\Delta t = \alpha Z_{\text{ext}} - T_{\text{BH}} \quad (\text{corrigé})$$

exprime la différence de temps entre l'instant de passage effectif de la particule dans le compteur et l'instant où serait passée la particule si elle était produite dans l'interaction du déclenchement : Δt est donc nul à ± 2 ns près si la particule considérée est bien contemporaine au déclenchement.

On peut noter qu'à cause de la longueur importante des compteurs (2m), l'information des registres qui a conduit à la première réjection des hadrons était donnée à ± 10 ns près environ alors que celle-ci est à ± 2 ns près.

La figure 19 a montre la distribution de cette quantité Δt pour les traces constituant des couples $\mu^+\mu^-$ du lot d'événements préalablement sélectionnés. On y voit un clair pic centré sur zéro et de largeur totale à mi-hauteur de 2 ns. On voit également deux accumulations à $\pm (9 \pm 2)$ ns du pic central qui correspondent à des déclenchements où l'un des muons au moins n'est pas contemporain du déclenchement mais correspond plutôt à un muon qui a traversé BH avant ou après le temps de protection passé-futur de ± 10 ns. Nous vérifions d'ailleurs que la plupart des traces non en temps (80%) sont de même signe que le faisceau, d'impulsion compatible avec celui ci et traversent les compteurs de BH situés sur la ligne de passage du faisceau

Cette analyse est confirmée par l'étude de la quantité Δt pour les traces correspondant à deux muons de même signe que le faisceau. Nous voyons sur la figure 19 b que les pics latéraux sont beaucoup plus importants et nous vérifions que les scintillateurs touchés sont dans la plupart des cas ceux situés dans la ligne de faisceau (compteurs BH 10 ou BH 11). La comparaison des figures 19 a et 19 b montre que plus que 90% des traces sont en temps (à ± 3 ns) dans le cas de vrais dimuons alors que 20% seulement sont en temps dans le cas où les deux muons sont de même signe.

Nous effectuons donc une sélection des événements où les deux muons sont en temps à ± 3 ns près : cette coupure élimine 15% d'événements dans l'expérience I. Nous remarquons de plus que cette coupure n'affecte pas de façon sensible le signal du ψ .

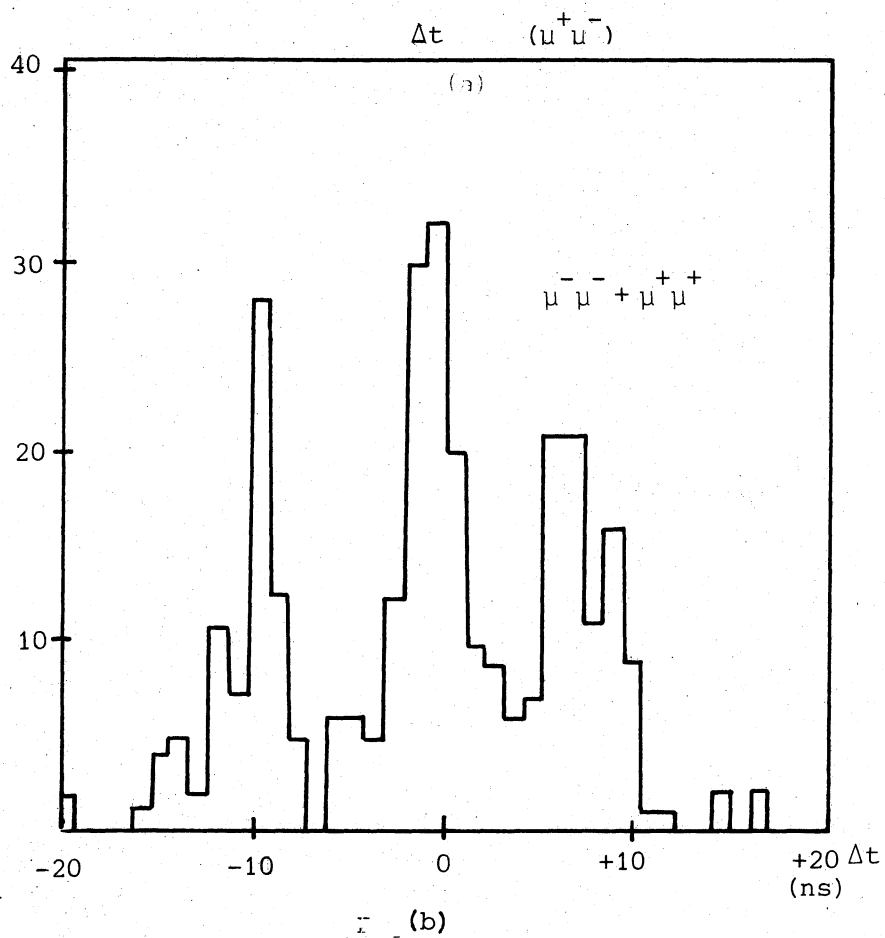
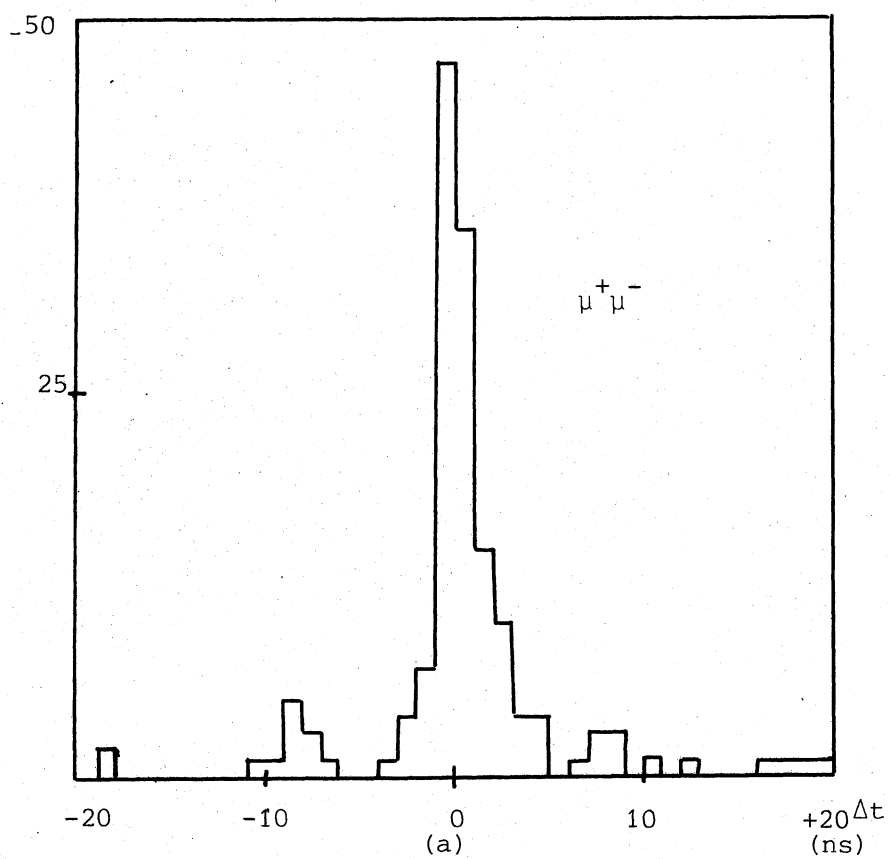


Figure 19 - Distribution de Δt au niveau de BH
a) $\mu^-\mu^-$ b) $\mu^-\mu^-$ et $\mu^+\mu^+$

VII. COUPURES EN IMPULSION

La cinématique de la désintégration leptonique d'un π de 39.5 GeV/c montre que l'impulsion du muon varie de 22 GeV/c à 39.5 GeV/c et que la moitié environ des muons ainsi produits a une impulsion supérieure de 31 GeV/c.

D'autre part, l'impulsion d'un muon de désintégration du ψ ne peut guère excéder 30 GeV si on admet que trois hadrons de 3 GeV sont créés dans l'interaction ; l'étude de la production du ψ montre que le pourcentage d'événements où P_μ est supérieure à 30 GeV/c est négligeable en prenant pour masse de recul la masse d'un nucléon au repos. Une coupure sur les impulsions des muons à $(30 + \Delta P_\mu)$ GeV/c permet donc une diminution du bruit de fond sans affecter le signal correspondant au ψ (Fig. 20).

D'autre part, les muons dont la somme des impulsions est supérieure à 39.5 GeV/c dans la limite des erreurs ne proviennent certainement pas d'une même interaction et sont également rejetés. Ces deux coupures en impulsion réalisées, nous conservons 70% des événements $\mu^+\mu^-$ du lot précédent et seulement 30% des événements où les deux muons ont le signe du faisceau ; les événements où les deux muons ont un signe contraire à celui du faisceau ne sont pas affectés par cette coupure dans les limites statistiques.

VIII. COUPURES AU VERTEX D'INTERACTION

Le rapport du nombre d'événements avec deux muons du même signe que le faisceau au nombre de vrais candidats dimuons (soit ~ 1) montre qu'il existe encore une grande quantité de muons du faisceau et du halo dans ces lots.

Il faut améliorer la réjection des muons du halo ou du faisceau en demandant que les traces extrapolées jusqu'au plan du vertex de l'interaction ne soient pas trop distantes du faisceau incident. Cette coupure permet également, dans des proportions que nous déterminerons ultérieurement, d'éliminer des événements où les muons proviennent de la désintégration de deux π issus de l'interaction ou de l'interaction secondaire d'un

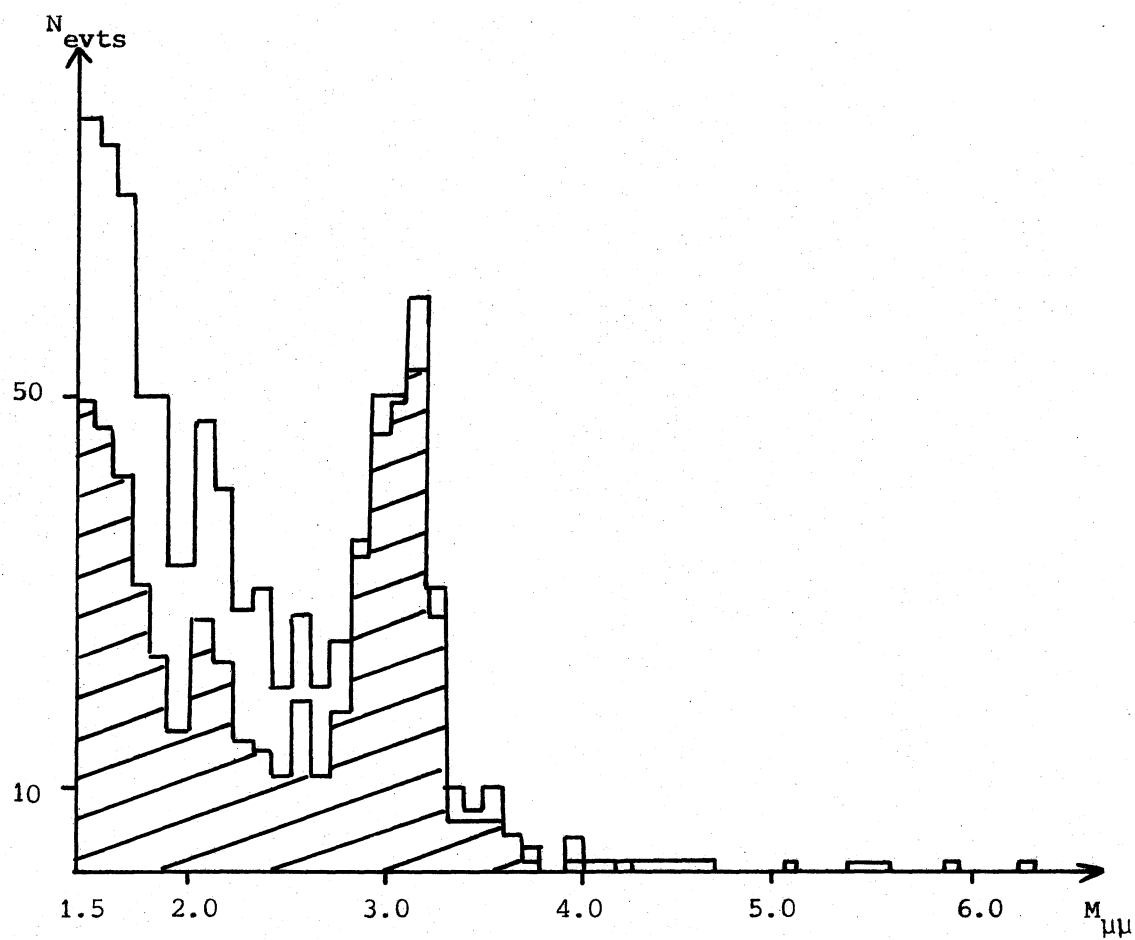


Fig. 20 Effet de la coupure en impulsion sur le spectre de masse des dimuons.

hadron issu de l'interaction primaire.

Soient donc $\Delta y = y_{\text{vtx}} - y_{\text{faisceau}}$

$$\Delta z = z_{\text{vtx}} - z_{\text{faisceau}}$$

et soient σ_y et σ_z les erreurs sur cette distance telles qu'elles ont été calculées au chapitre précédent. On remarque sur la figure 21 une topologie bien différente de $\Delta y/\sigma_y$ suivant que l'on considère la trace de signe opposé au faisceau (fig. 21 a) ou de même signe (fig. 21 b) pour les $\mu^+\mu^-$, à savoir un nombre plus important de traces à grand Δy et à petit σ_y (c'est à dire essentiellement grande impulsion) pour les traces analogues au faisceau. On remarque par ailleurs que de façon générale les "bons événements" sont situés à l'intérieur du cône défini par les droites $y = \pm \sigma_y$. Cette remarque qualitative est vraie aussi en z et il convient de la préciser en faisant aussi l'histogramme de la quantité $\Delta z/\sigma_z$ (fig. 22).

Les déviations standard estimées par les largeurs à mi-hauteur sont de l'ordre de :

0.45 pour $\Delta y/\sigma_y$	(μ^-)
0.45 pour $\Delta y/\sigma_y$	(μ^+)
0.35 pour $\Delta z/\sigma_z$	(μ^-)
0.4 pour $\Delta z/\sigma_z$	(μ^+)

Nous avons alors réalisé sur chacune des coordonnées de chaque trace une coupure à 1σ : compte tenu de la surestimation des erreurs, cette coupure correspond à une réjection par coordonnée d'environ 1% de bonnes traces, soit au total une réjection d'environ 4% des bons événements, à comparer avec la réjection globale des candidats $\mu^+\mu^-$ (75%), et des événements avec deux muons de même signe, (96% et 84% selon que les deux muons ont le signe du faisceau ou le signe opposé respectivement).

L'étude de la distance relative entre les deux traces dans le plan du vertex d'interaction permet une estimation du bruit de fond restant (Fig. 23).

Nous voyons que cette distance relative présente un pic marqué aux petites valeurs pour les $\mu^+\mu^-$: on s'attend à ce que cette distribution soit de la forme $e^{-d^2/4\sigma^2}$ où $\sigma \approx \sigma_y \approx \sigma_z$, en supposant les distributions en Δy et Δz des deux traces gaussiennes et de même largeur; la distribution

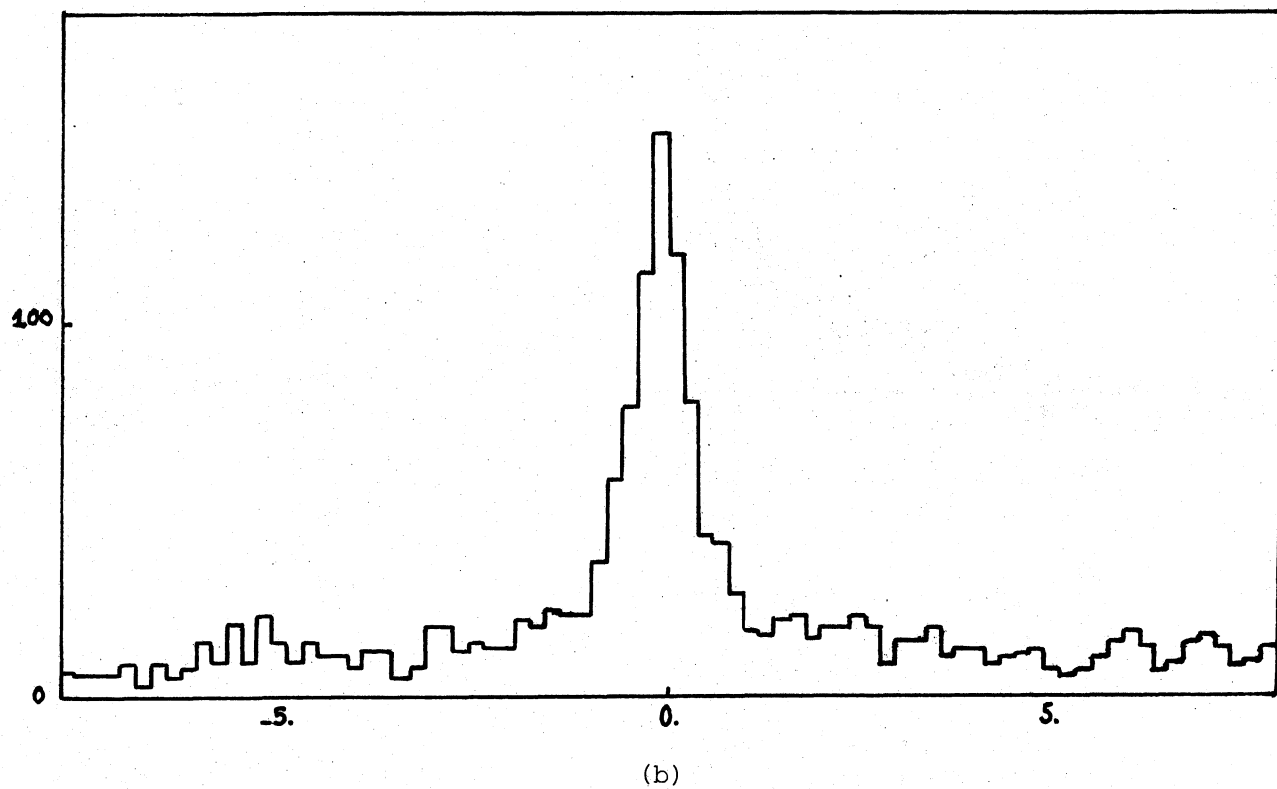
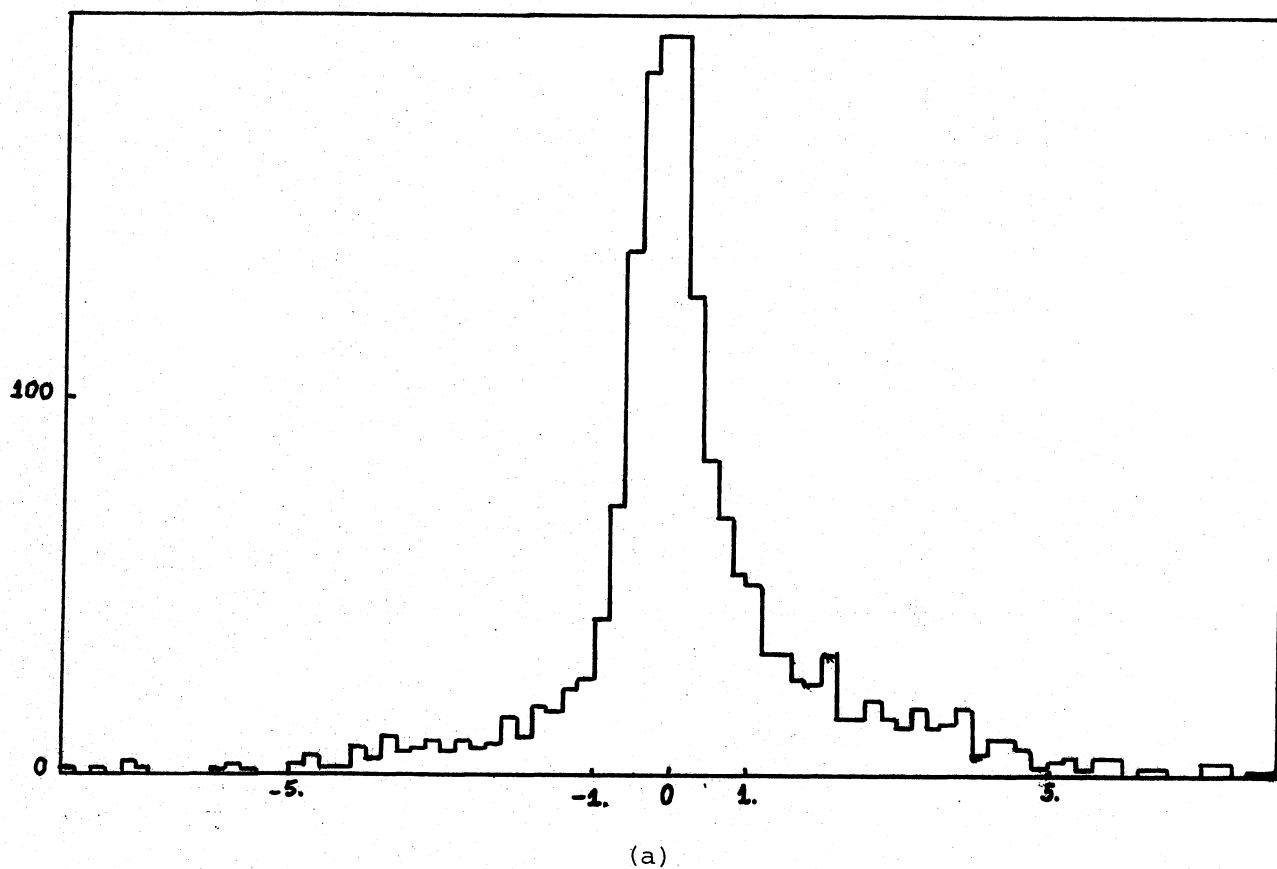


Figure 21 : $\Delta z / \sigma z$ pour $\mu^+\mu^-$

(a) μ^γ de signe opposé au faisceau

(b) μ du même signe que le faisceau

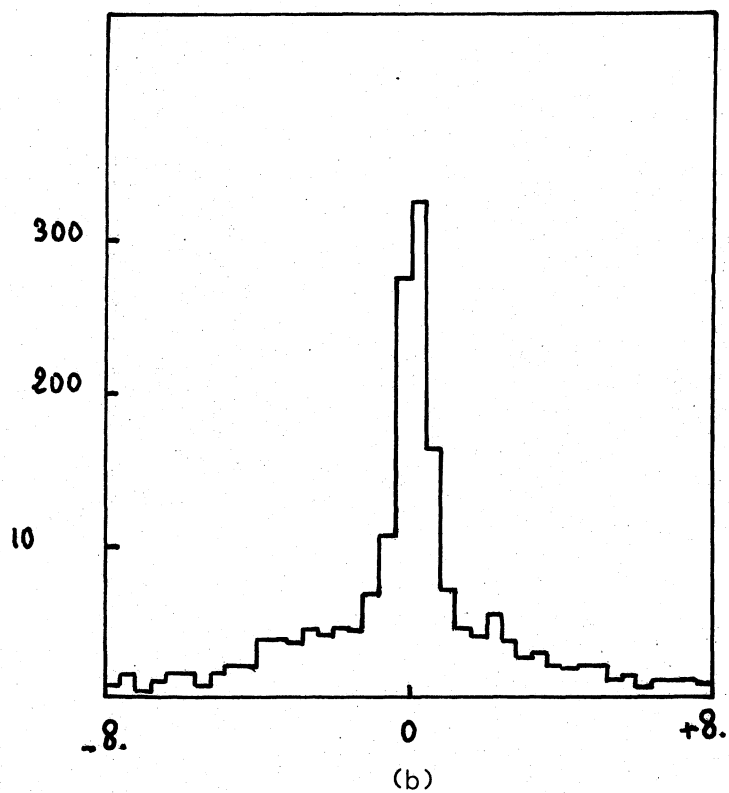
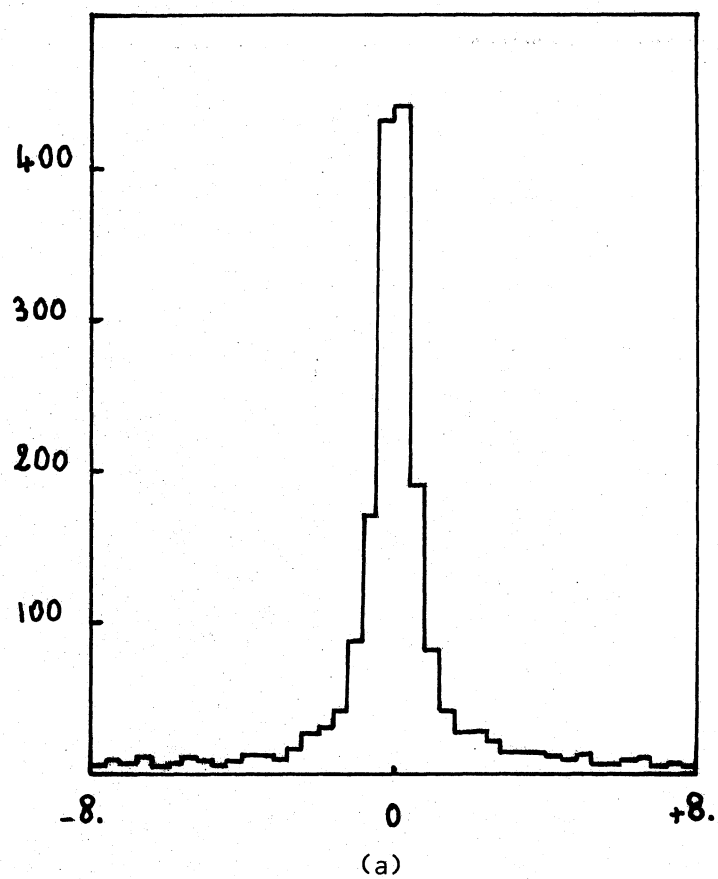


Figure 22 : $\Delta z / \sigma z$ pour $\mu^+ \mu^-$

- (a) μ de signe opposé au faisceau
- (b) μ de même signe que le faisceau

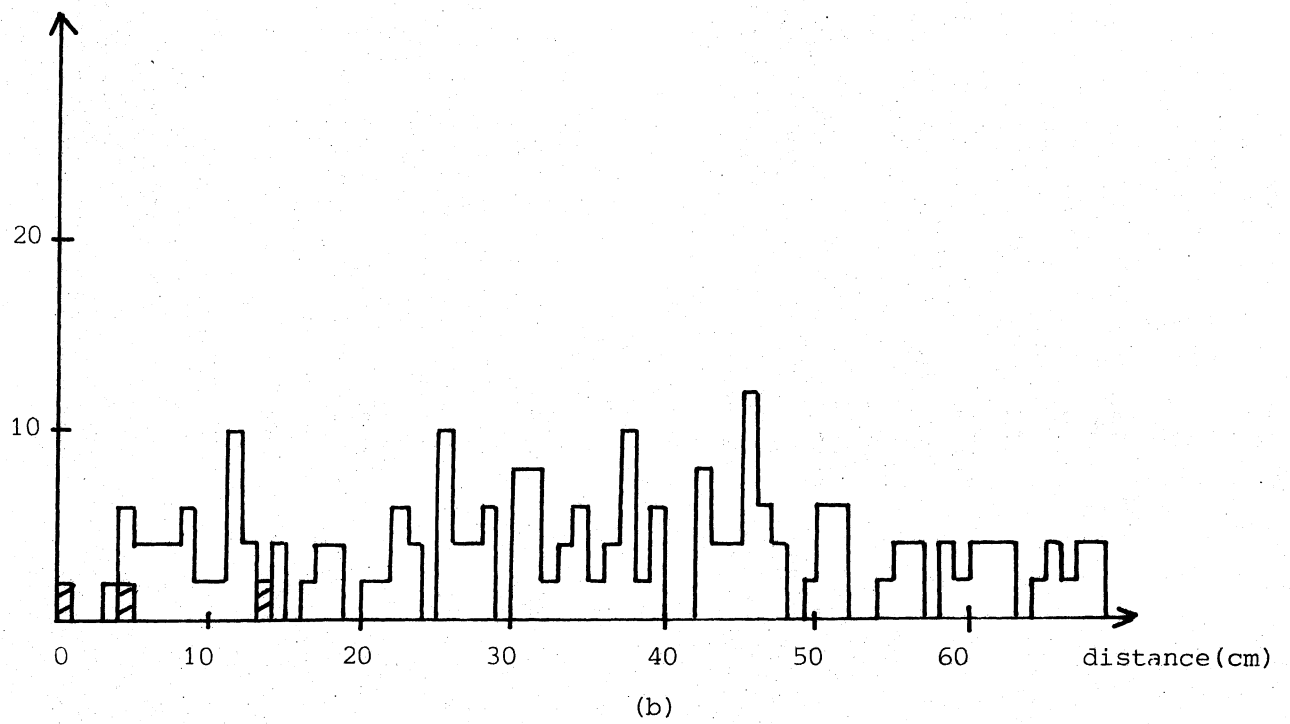
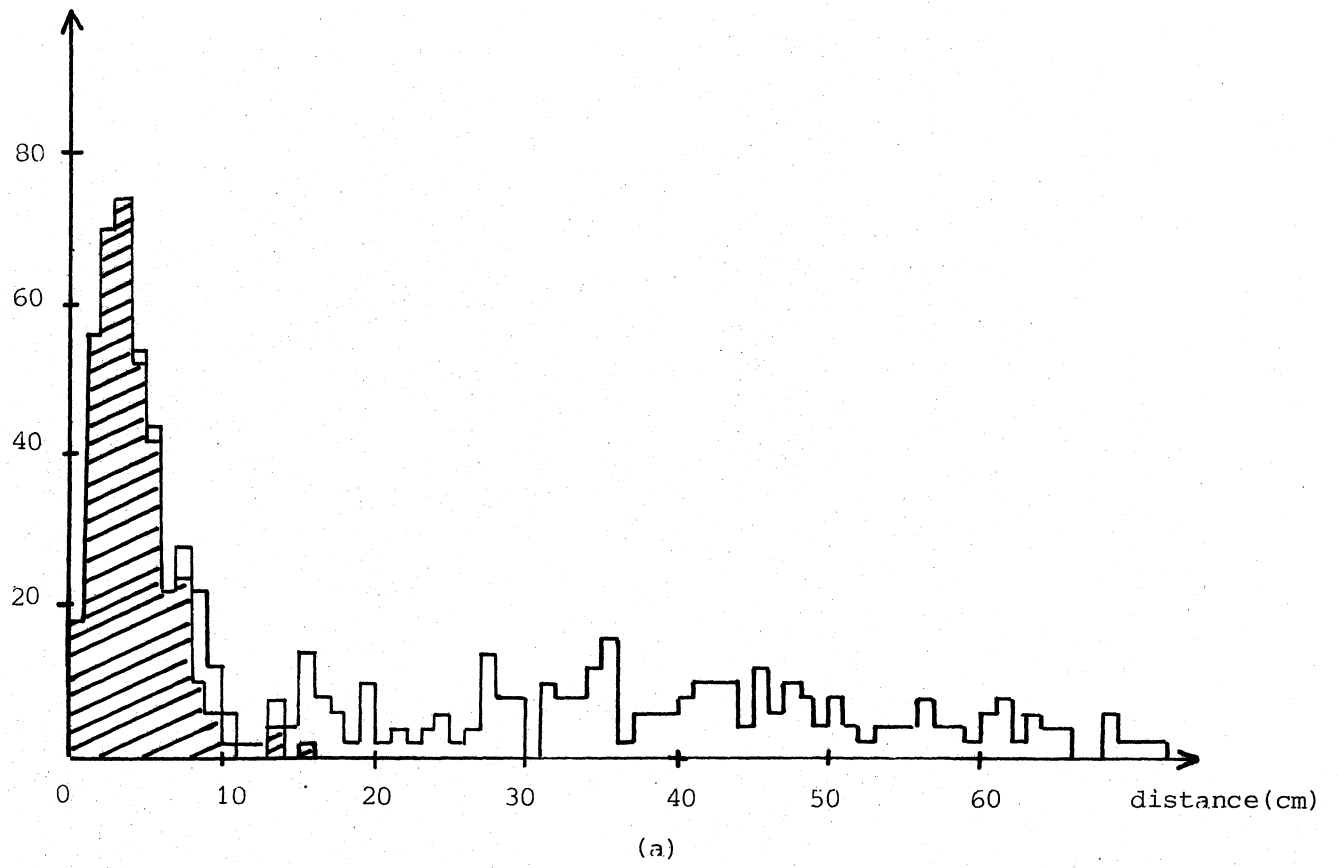


Fig. 23

observée est en effet compatible avec cette forme avec $\sigma \approx 3$ cm. Par extrapolation du bruit de fond évalué à grande distance sous le signal, on estime le rapport signal/bruit à 10 pour les distances relatives inférieures à 10 cm avant coupures. La coupure que nous effectuons entraîne une réjection de 80% pour les événements où 2 muons de même signe sont distants de moins de 10 cm et de 10% pour les couples $\mu^+\mu^-$ distants eux aussi de moins de 10 cm : si on admet alors que la réjection est la même pour les muons de même signe que pour le bruit de fond sous le signal en $\mu^+\mu^-$, on estime le bruit de fond restant à 2% environ.

Dans l'expérience II, nous effectuons une coupure sur l'abscisse du vertex d'interaction, celui-ci étant défini par la moyenne pondérée des intersections de chaque trajectoire des muons avec le faisceau dans les plans y et z. Nous obtenons des distributions du vertex d'interaction très différentes selon l'intervalle de masse des dimuons que nous considérons (fig. 24), la masse étant calculée en supposant que l'interaction a eu lieu dans la cible de tungstène :

- la distribution du vertex pour le ψ ($2.7 < M < 3.5 \text{ GeV}/c^2$) est centrée sur la cible de tungstène, avec un bruit de fond très faible de part et d'autre de ce pic (fig. 24b).
- les événements de faible masse ($2.0 < M < 2.5 \text{ GeV}/c^2$) ont également un pic à l'abscisse de la cible de tungstène mais ont un bruit de fond plus important du fait de l'angle d'ouverture plus petit du dimuon; de plus, ces données montrent une contribution importante d'événements produits dans l'absorbeur, essentiellement des ψ dont la masse calculée se trouve déplacée vers le bas du fait de l'assignation erronée de leur vertex dans la cible de tungstène (fig. 24a)
- les événements de grande masse montrent également un pic net à l'abscisse de la cible de tungstène mais on observe une accumulation importante de dimuons dont le vertex d'interaction se trouve en amont de celle-ci; ceux-là sont dus en particulier à des ψ produits dans la cible d'hydrogène dont la masse est artificiellement augmentée par l'assignation du vertex dans la cible de tungstène (fig. 24c).

Nous effectuons une sélection des événements pour lesquels l'abscisse du vertex d'interaction se trouve à une distance de la cible de

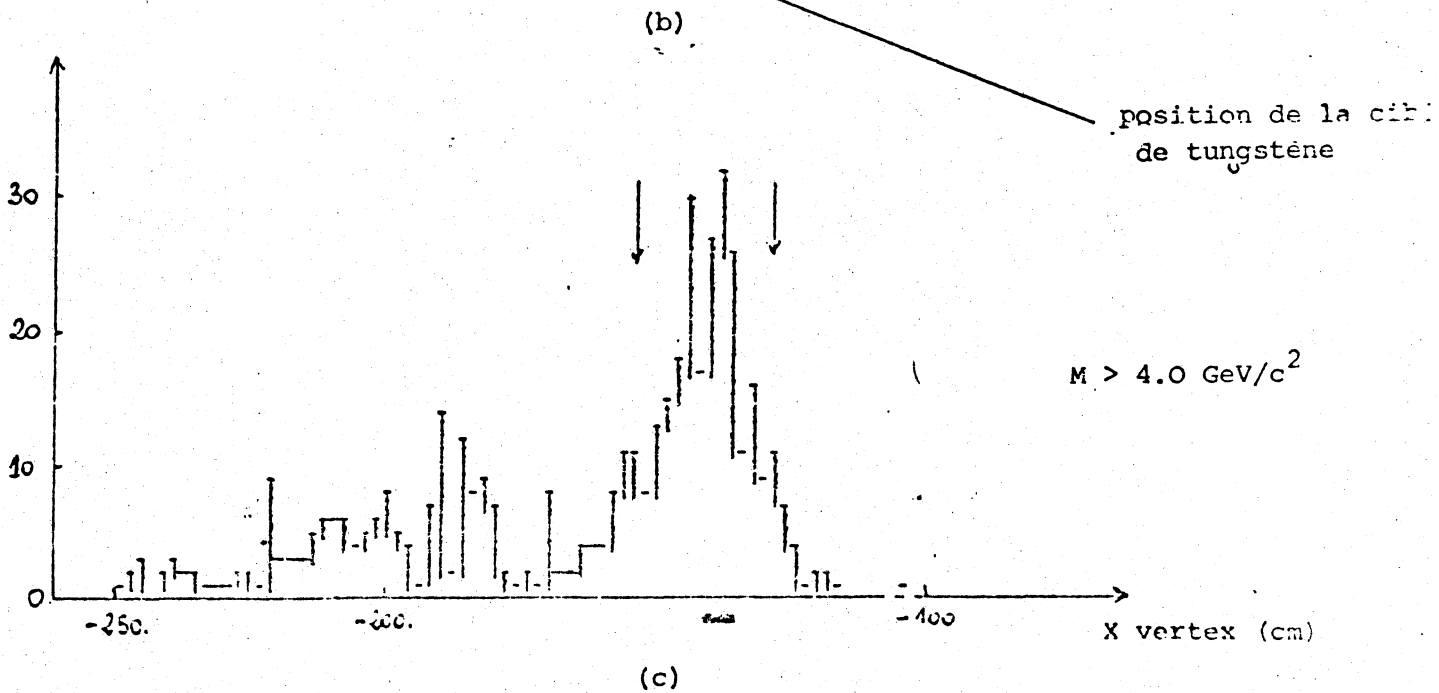
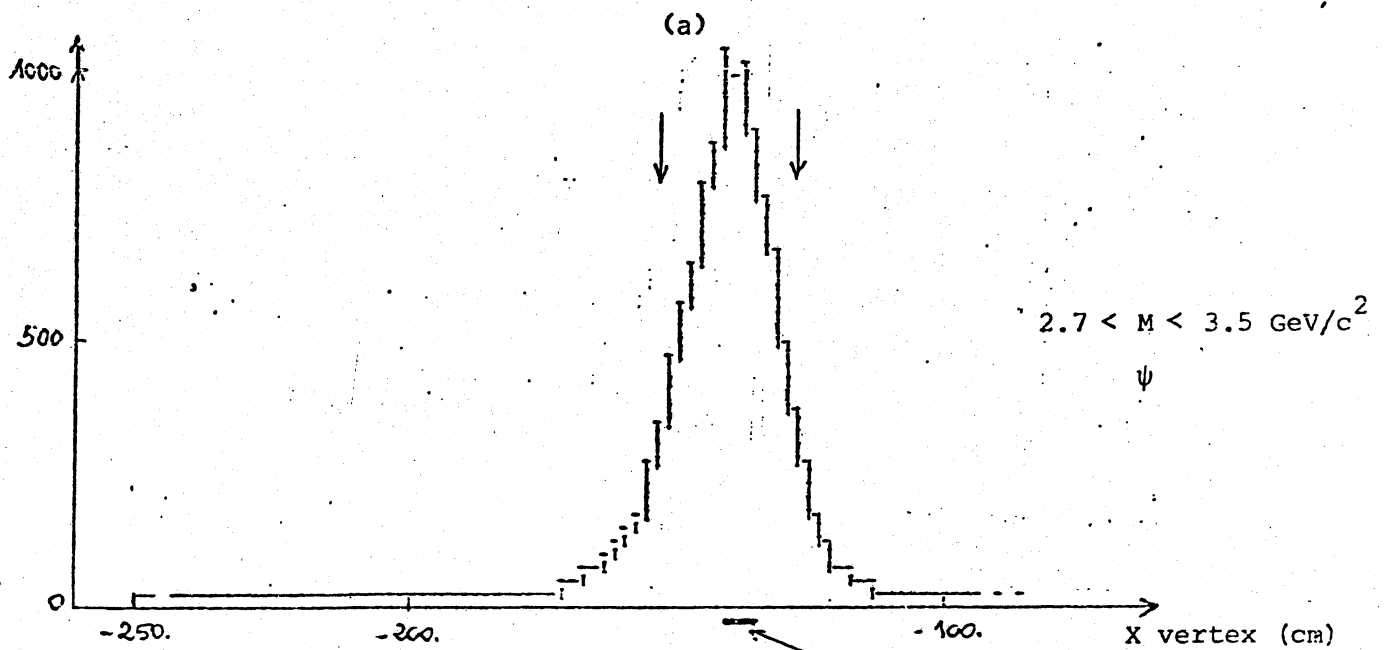
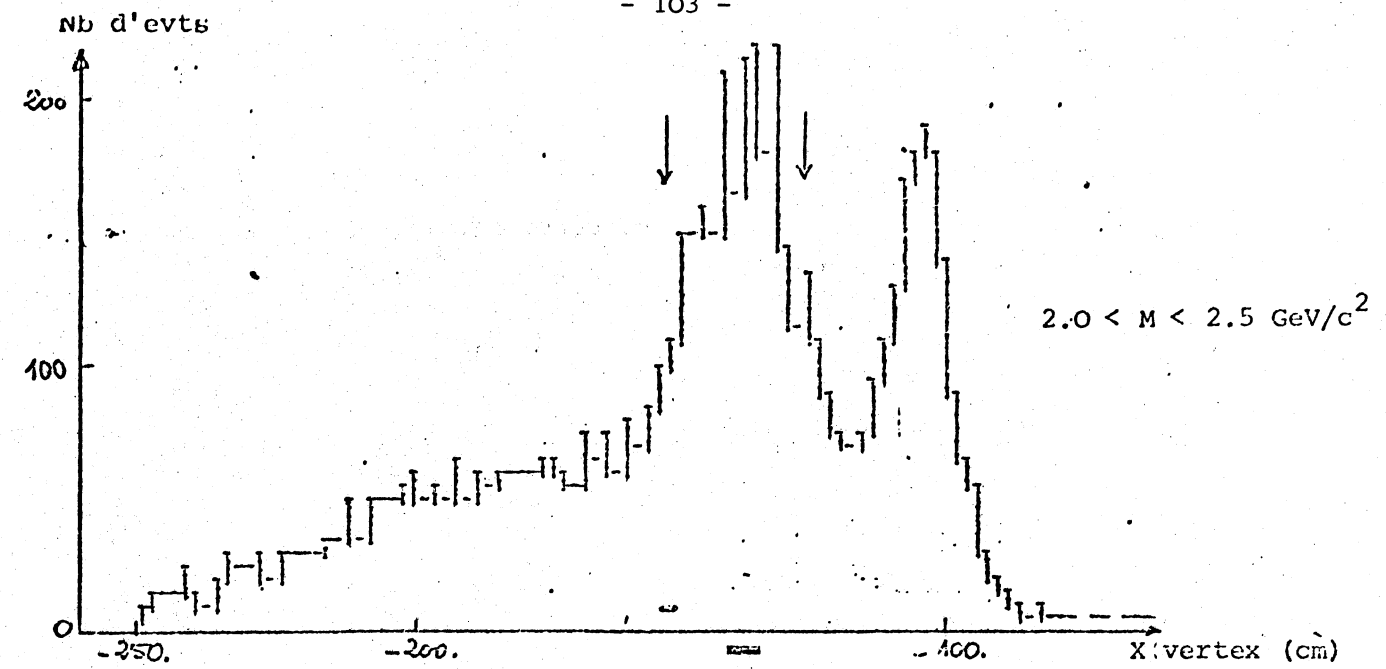


Fig. 24. Distribution du vertex d'interaction pour divers intervalles de masse

a) 2.0 < M < 2.5

b) 2.7 < M < 3.5

c) M > 4.0 GeV/c²

les flèches verticales montrent la coupure effectuée

tungstène comprise entre -14 cm et $+11\text{ cm}$; cette coupure est indiquée par les flèches verticales sur la figure 24. Elle élimine environ 65% des dimuons de masse comprise entre 2.0 et $2.5\text{ GeV}/c^2$ et 21% de dimuons de masse comprise entre 2.7 et $3.5\text{ GeV}/c^2$. Le nombre de ψ perdus avec cette réjection est estimé à 3% par le programme de Monte-Carlo et cet effet est introduit dans le calcul de l'acceptance.

La soustraction du bruit de fond dû à une mauvaise assignation du vertex pose en fait deux problèmes :

- l'estimation du nombre d'événements produits dans l'hydrogène ou dans l'absorbeur et dont la masse calculée au niveau de la cible de tungstène se trouve compatible avec celle d'un ψ : cette estimation est de $(1.0 \pm 0.5)\%$, obtenue par une interpolation du bruit de fond de la figure 24b sous le signal de la cible de tungstène en tenant compte des distributions du vertex attendues pour les dimuons issus de la cible d'hydrogène et de l'absorbeur;
- l'estimation du nombre d'événements pour lesquels une assignation erronée du vertex à la cible de tungstène confère au dimuon une masse inférieure à celle du ψ : ceux-là peuvent être gênants pour l'étude du ψ dans la mesure où la détermination des sections efficaces se fait après extrapolation du continuum de faible masse sous le ψ et sa soustraction du signal du ψ . Pour cette estimation, nous considérons la distribution du vertex analogue à celle de la figure 24a pour des données prises en l'absence de cible de tungstène : la statistique est très faible mais nous observons que le nombre d'événements qui satisfont alors la coupure au vertex est de l'ordre de $(4 \pm 2)\%$. Le continuum sous le ψ étant relativement faible, de l'ordre de 10% en π^- et inférieur à cette valeur en π^+ , la correction du nombre de dimuons de faible masse est alors négligeable.

Le nombre d'événements où les deux muons ont le même signe que le faisceau représente également 2% du nombre de vrais dimuons. Il faut maintenant voir dans quelles conditions le nombre de paires de muons de même signe est représentatif du bruit de fond en $\mu^+\mu^-$ et, pour cela, faire une estimation des divers bruits de fond qui peuvent subsister.

IX. ESTIMATION DES DIVERS BRUITS DE FOND

Nous pouvons envisager divers processus capables de contaminer le lot de dimuons obtenu : ce sont la désintégration simultanée de deux π issus de l'interaction, la coïncidence entre la désintégration d'un π et la production d'un "prompt" muon (muon de désintégration d'un méson charmé associé à la production du ψ), la production d'une paire de muons par matérialisation d'un photon (processus de Bethe-Heitler), lui-même issu d'un π^0 produit dans l'interaction et enfin la création d'une paire de muons lors d'une interaction secondaire d'un hadron produit dans l'interaction primaire.

Les deux premiers processus envisagés peuvent être estimés à partir du nombre de paires de muons de même signe que l'on observe dans l'expérience ; un calcul rapide montre d'autre part que la production associée de charme et la matérialisation de Bethe-Heitler sont négligeables ; la contamination par interactions secondaires nécessite un examen plus sérieux que nous avons réalisé à l'aide d'un programme de simulation.

1. DESINTEGRATION DE DEUX π

On peut donner d'abord une estimation rapide du nombre de vrais dimuons produits et le comparer au nombre de désintégrations simultanées de π qu'on attend :

la section efficace de production de paires de muons de masse supérieure à $1.4 \text{ GeV}/c^2$ (y compris la désintégration du ψ) sur cible de Cuivre est de l'ordre de 350 nb (π^- de 40 GeV), ce qui correspond à une longueur de production de dimuons de :

$$L_0 \approx \frac{A}{\rho N_0 \sigma} \approx 3 \times 10^7 \text{ cm}$$

soit donc un nombre de dimuons attendu pour N_{inc} particules incidentes

$$N_d \approx N_{inc} \frac{L_a}{L_o} (1 - e^{-L/L_a}) \approx 4 \times 10^{-7} N_{inc}$$

pour une longueur L de 20 cm de Cuivre (L_a = longueur d'absorption ≈ 15 cm).

La longueur de désintégration d'un π est de l'ordre de :

$$L_{\pi} \approx \gamma \beta c \tau = \frac{P}{m} \times 780 \approx 4 \times 10^4 \text{ cm pour une impulsion moyenne de } 7 \text{ GeV/c}$$

La probabilité de désintégration d'un π est alors

$$P_{\pi} \approx \text{Prob}(\text{non absorption}) \times \text{Prob}(\text{désintégration})$$

$$\approx \int_0^{150} e^{-x/L_a} \cdot e^{-x/L_{\pi}} \frac{dx}{L_{\pi}}$$

$$\approx 4 \times 10^{-4}$$

en tenant compte de la présence des scintillateurs de la cible active. Soit donc 16×10^{-8} la probabilité de désintégration de deux pions, soit encore un nombre de paires de muons créés par ce processus de l'ordre de :

$$N_{\pi} \approx 16 \cdot 10^{-8} \times N_{inc} \times (1 - e^{-L/L_a}) \times \bar{n}_{+-} \\ \approx 2.4 \cdot 10^{-7} N_{inc}$$

où nous avons pris un nombre moyen de couples $\pi^+ \pi^-$ produits dans l'interaction primaire (et où les pions ont une impulsion supérieure à 5 GeV/c pour que les muons produits soient observables) égal à 2.

Nous ajoutons la condition que le muon produit ait une impulsion pas trop différente du pion, soit $P_{\mu} > 0.9 P_{\pi}$ (afin que le muon soit "vu" comme venant de la cible) : cette condition est satisfaite par environ

25% des muons produits, de telle sorte que le nombre de muons observés sera de l'ordre de

$$N_{\pi} \approx 2.4 \times 10^{-7} N_{inc} \times (0.25)^2 \\ \approx 2 \times 10^{-8} N_{inc}$$

soit donc un rapport N_{π}/N_d de l'ordre de 5%. Cette estimation doit être en fait une limite supérieure dans la mesure où il est difficile de considérer le pourcentage de faux dimuons de masse supérieure à $1.4 \text{ GeV}/c^2$ dans ce lot.

Un autre aspect qualitatif du problème est de remarquer que ces faux dimuons seront constitués le plus souvent d'un muon de désintégration du π le plus énergétique, produit vers l'avant dans l'interaction primaire et dont la charge est celle de la particule incidente, et d'un muon de désintégration d'un autre pion quelconque. On s'attend ainsi à ce que le nombre de paires de muons de signe du faisceau soit bien supérieur à celui de paires de muons de signe opposé à celui du faisceau (ce qu'on observe effectivement) et du même ordre de grandeur que le nombre de paires $\mu^+ \mu^-$ de même origine.

Nous avons précisé ces résultats en utilisant un programme de simulation utilisant les données de production de hadrons dans une interaction primaire simulées par Grant [68], où les pions secondaires étaient forcés de se désintégrer et où les muons étaient affectés d'un poids proportionnel à la probabilité de désintégration. Les muons ainsi produits étaient extrapolés jusqu'à l'hodoscope de Birmingham en tenant compte de la perte d'énergie, du champ magnétique et de la diffusion multiple, et devaient satisfaire la logique de déclenchement introduite dans le programme et le critère de provenance du vertex après une extrapolation vers l'arrière à partir de leurs positions mises en mémoire à la sortie du premier absorbeur.

Nous obtenons ainsi le rapport :

$$N_{\pi}/N_d \simeq 1\% \pm 1\%$$

Nous concluons donc, compte tenu de la proportion de dimuons de même signe du faisceau que nous observons, que le pourcentage de bruit de fond dû aux désintégrations de pions dans notre lot d'événements est de l'ordre de 2% au maximum.

2. PRODUCTION D'UN "PROMPT" MUON

La production d'un muon lors de l'interaction primaire a pour seule origine connue celle d'un méson charmé se désintégrant en donnant naissance à un muon. Les sections efficaces de production de D sont mal connues mais on peut remarquer que l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision (8.6 GeV) est à peine suffisante pour produire à la fois ψ , D et $\bar{D}$, dont la somme des masses est déjà de l'ordre de $6.6 \text{ GeV}/c^2$.

Celà étant, si on suppose une section efficace multipliée par le rapport de branchement de l'ordre de $10 \text{ } \mu\text{b}$ par noyau de cuivre, on arrive à une longueur de production L_c d'environ 10^6 cm , soit à un nombre de prompts muons.

$$N_c \approx 10^{-5} N_{inc}$$

c'est à dire que le nombre de faux dimuons créés par association d'un prompt muon et d'un muon de désintégration d'un pions est de l'ordre de

$$4 \times 10^{-9} N_{inc}$$

ce qui, compte tenu de la gamme de masse que l'on observe, conduit à une quantité négligeable.

3. PROCESSUS DE BETHE-HEITLER

On peut estimer rapidement l'importance de ce processus en considérant les longueurs de radiation et de production. En première approximation :

$$N_{BH} \approx N_{inc} \times 2 \times n_{\pi_0} \times \frac{L_a}{X_0} \times \frac{L_R}{L_{BH}}$$

où $\bar{n}_{\pi_0}$ est le nombre moyen de π^0 d'énergie supérieure à 10 GeV (pour que les muons sortent du second absorbeur, L_R la longueur de radiation dans le cuivre ($\approx 1.4 \text{ cm}$) et L_{BH} la longueur de production de paires $\mu^+\mu^-$ par matérialisation d'un photon, avec $\frac{1}{X_0} = \frac{1}{L_a} + \frac{1}{L_R} \approx \frac{1}{L_a}$ qui correspond à la probabilité de non absorption du π^0 émis.

soit $\sigma_{BH} \approx 2 \text{ } \mu\text{b}$ à 20 GeV/c dans le béryllium et , soit $L_{BH}(\text{Be}) \approx 4 \times 10^6 \text{ cm}$ d'où, sur le cuivre, en supposant : $\left(\frac{L_{BH}}{L_R}\right)_{\text{Be}} = \left(\frac{L_{BH}}{L_R}\right)_{\text{Cu}}$

$$L_{BH} (Cu) \approx 2 \times 10^5 \text{ cm}$$

$$N_{BH} \approx 10^{-6} N_{inc} \quad \text{avec } \bar{n}_{\pi_0} (10 \text{ GeV}) \approx 0.1$$

Dans cette estimation, nous n'avons pas tenu compte de la distribution en masse de la paire ($\mu^+ \mu^-$) produite : l'angle d'ouverture de la paire de muons est donné en première approximation par le rapport de la masse du muon à l'énergie du photon [] : pour un photon de 10 GeV (respectivement 30 GeV) l'angle d'ouverture est donc de 10 mrad (resp. 3 mrad) et la masse reconstruite sera donc de l'ordre de $0.5 \text{ GeV}/c^2$ dans les deux cas en considérant $P_1 = P_2 = P_\gamma/2$ dans l'expression de la masse du dimuon

$$M = \sqrt{P_1 P_2} \theta$$

On peut donc négliger le processus de Bethe-Heitler dans l'estimation des bruits de fond aux dimuons de masse supérieure à $1.4 \text{ GeV}/c^2$.

4. INTERACTIONS SECONDAIRES

Comme dans le cas précédent, le spectre de masse des paires de muons produits et la variation de la section efficace en fonction de l'énergie jouent un grand rôle, ainsi que le critère de provenance du vertex et le calcul de la masse effective. Pour tenir compte de tous ces effets, nous avons utilisé le programme de simulation que nous avons déjà mentionné pour l'étude des désintégrations de pions.

La multiplicité et le spectre en impulsion des hadrons issus de l'interaction primaire sont à nouveau donnés dans ce programme par la simulation de Grant ; les hadrons sont alors forcés à donner un dimuon avec un poids proportionnel à la section efficace de production de dimuons. La variation de la section efficace en fonction de l'énergie a été introduite par paramétrisation des courbes expérimentales pour le continuum et pour le ψ . Les paramètres cinématiques du dimuon, x_F , P_T et $\cos \theta$ ont été tirés au hasard suivant les lois suivantes :

$$\text{en } x_F : \quad \begin{array}{ll} \exp \left\{ -(x_F - 0.3)^2 / 0.1 \right\} & \text{pour les pions} \\ \exp \left\{ -x_F^2 / 0.22 \right\} & \text{pour les protons et les antiprotons} \end{array}$$

$$x_F > -0.2$$

en p_T : $\exp -p_T / \langle p_T (M_{\mu\mu}) \rangle$
 avec $\langle p_T (M_{\mu\mu}) \rangle = .51 + 0.1 M_{\mu\mu}$ pour les π (GeV/c)
 $\langle p_T (M_{\mu\mu}) \rangle = .50 \pm 0.15 M_{\mu\mu}$ pour les p

L'angle azimuthal du dimuon est tiré suivant une distribution uniforme entre 0 et 2π .

Les paramètres à générer des muons issus de la désintégration du dimuon sont seulement Φ et $\cos \theta^*$ dans le système où le dimuon est au repos : ils sont tirés tous deux suivant une loi plate (une loi en $1 + \cos^2 \theta^*$ conduit à une variation d'acceptance de 10% environ mais altère assez peu le rapport des interactions secondaires aux interactions primaires).

Compte tenu de ces paramètres, nous réalisons deux passages du programme de simulation, le premier pour les interactions primaires et le second pour les interactions secondaires. La figure 25 montre à la fois la distribution en masse pour les interactions primaires

(que l'on obtient par extrapolation vers le vertex d'interaction des traces dont les paramètres sont pris à la sortie de l'absorbeur après diffusion multiple et condition de satisfaction à la logique de déclenchement)(fig. 25 a) ; et la distribution en masse pour les interactions secondaires (Fig. 25.b) : on y voit en particulier un décalage du ψ vers les petites masses d'environ $150 \text{ MeV}/c^2$, dû au fait que l'extrapolation vers le vertex se fait jusqu'au niveau de l'interaction primaire, soit en amont du point de production réel du dimuon et contribue donc à une diminution effective de l'angle d'ouverture du dimuon, lui-même proportionnel à sa masse. On remarque ainsi que la contribution au signal du ψ des interactions secondaires provient de masses générées qui lui sont supérieures ou de la queue supérieure du signal des ψ secondaires et est donc de l'ordre de $5\% \pm 3\%$ (en négligeant la production du ψ'). On remarque de plus que cette contribution est essentiellement concentrée aux faibles valeurs de x_F comme on peut s'y attendre. Nous tiendrons compte de cet effet dans les sections efficaces totales et différentielles. Compte-tenu de la décroissance plus rapide du continuum pour les protons que pour les pions, cet effet évalué pour les pions incidents constitue une limite supérieure pour des protons incidents.

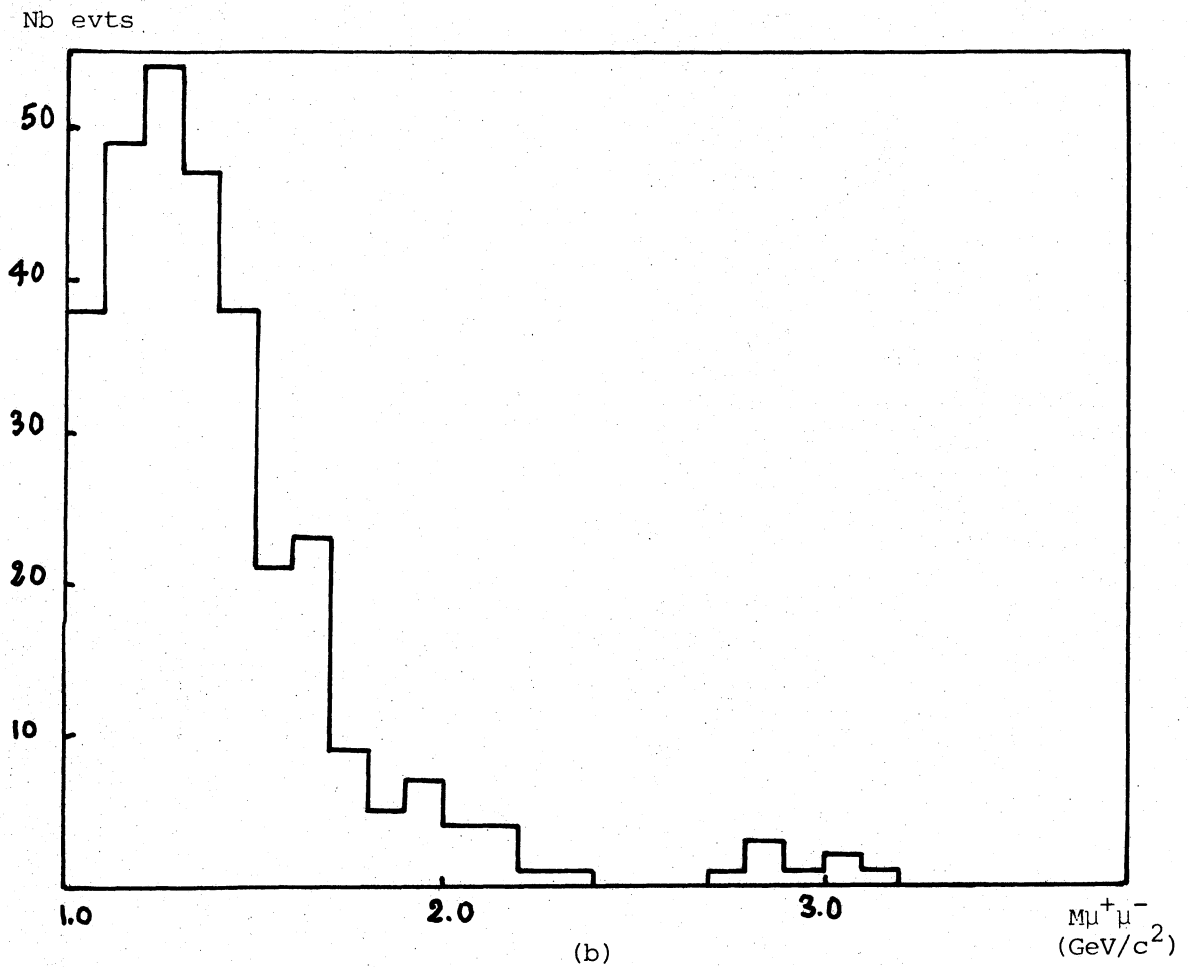
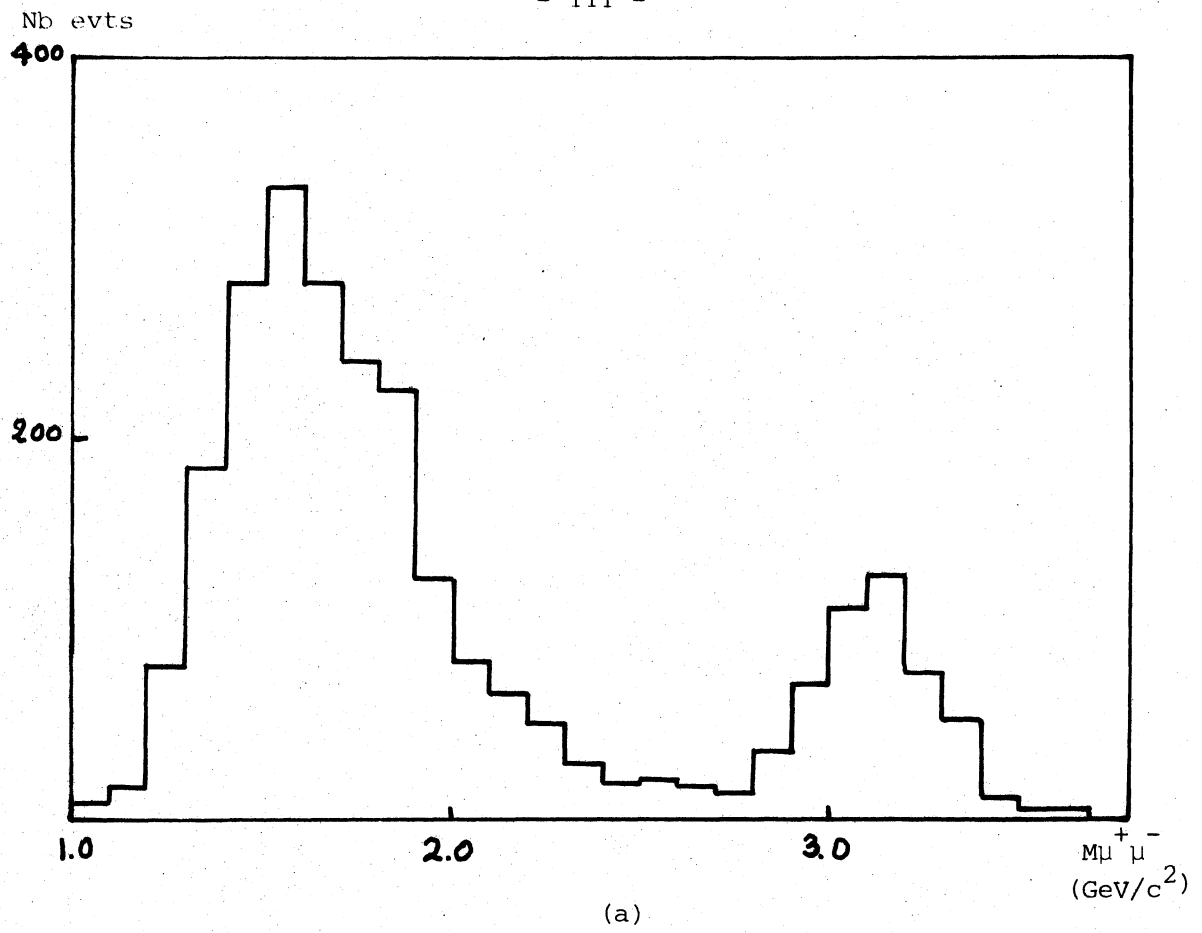


Figure 25 : Programme de Monte-Carlo

a) interactions primaires

b) interactions secondaires

NB. Masse générée supérieure à 1.5 GeV/c²

ADDENDUM 1.

Dans l'expérience II, nous avons effectué quelques runs avec des cibles de longueurs différentes, soit 4 et 10 cm. Nous pouvons constater que ces différences de longueur entraînent une différence du nombre de ψ par particule incidente compatible avec les longueurs considérées et donc qu'il n'y a aucune évidence d'une contamination du lot d'événements obtenus par interactions secondaires.

5. BILAN DES DIVERS BRUITS DE FOND

Les calculs de probabilité de chacun des bruits de fond envisagés et la simulation de certains d'entre eux conduisent à la conclusion que seules les désintégrations de pions et les interactions secondaires ont une contribution non négligeable aux sections efficaces considérées. Cet effet est de l'ordre de 1% pour les désintégrations de pions et est du même ordre de grandeur pour les vrais dimuons ($\mu^+\mu^-$) et les paires de muons de même signe que la particule incidente. Il est de l'ordre de 5% (avec de grandes erreurs) pour ce qui concerne la production de ψ par interactions secondaires et est essentiellement concentré aux faibles valeurs de x_F , dans l'expérience I, négligeable dans l'expérience II.

ADDENDUM 2.

Nous présentons la distribution en masse pour le lot d'événements obtenus dans l'expérience II en $\mu^+\mu^-$ (fig. 26a) et $(\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-)$ (fig. 26b)

lorsque le faisceau incident est négatif. Nous remarquons en particulier la très faible quantité d'événements où les deux muons sont de même signe dans la région du ψ , ce qui confirme l'estimation d'une très faible quantité de muons de désintégration de π de masse comparable à celle du ψ .

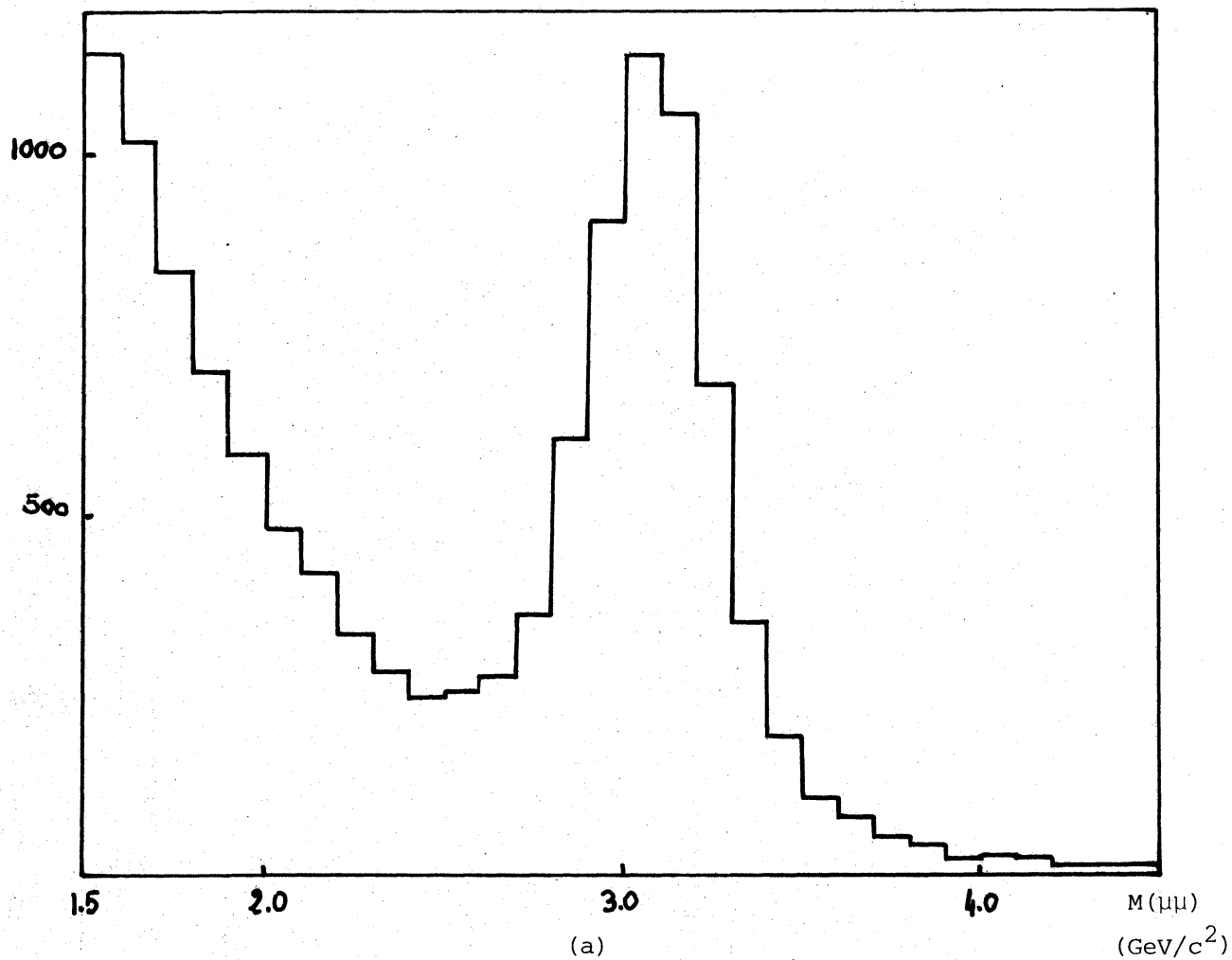
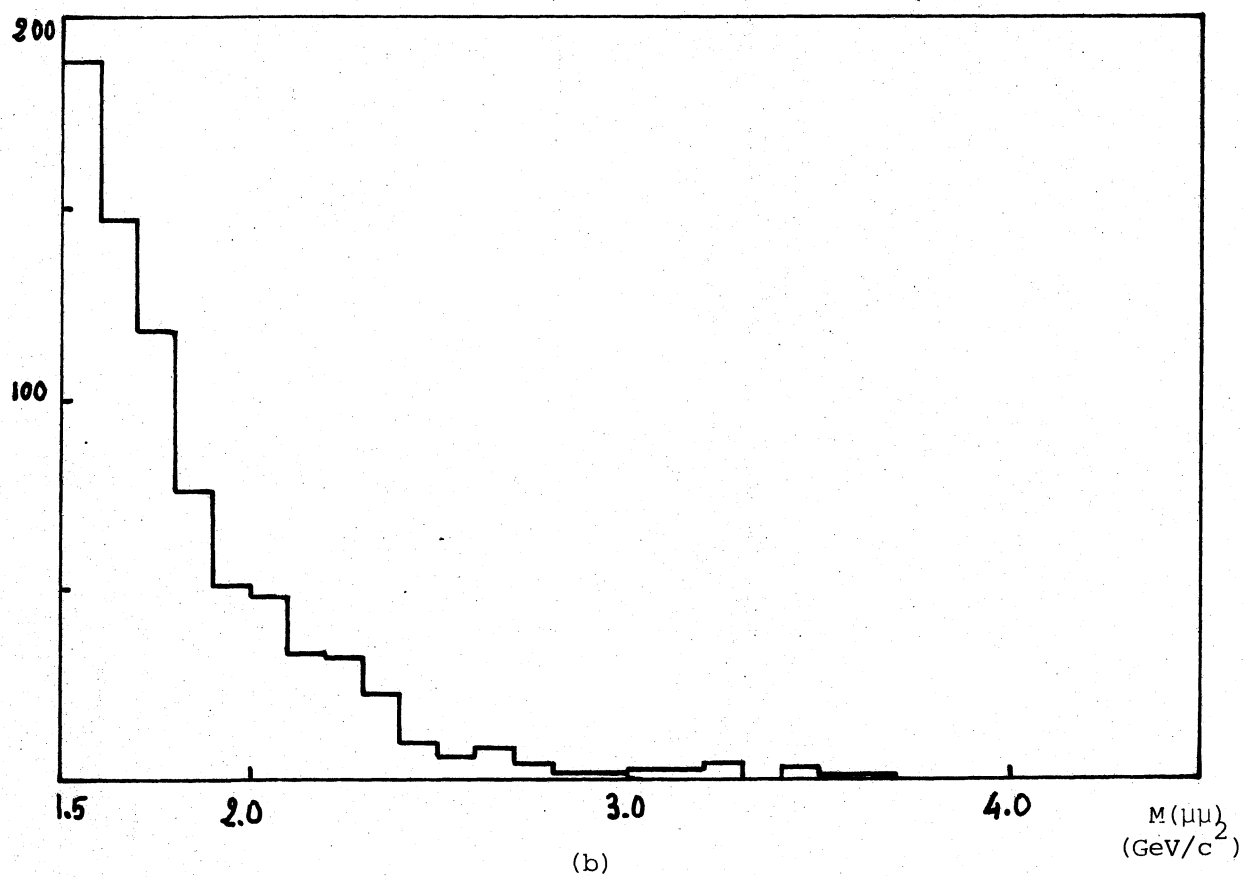
Nb ($\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$)

Figure 26 : Spectre de masse des paires de muons observés en faisceau négatif (statistique partielle)

a) vrais muons ($\mu^+\mu^-$)

b) $\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$

X. OBTENTION DU LOT FINAL D'ÉVÉNEMENTS

A la suite des diverses coupures que nous avons introduites dans le chapitre et compte tenu des estimations du bruit de fond restant, nous pouvons établir une table du lot d'événements en indiquant les erreurs statistiques pour l'intervalle de masse correspondant au ψ :

	Intervalle de masse	1.5 - 1.9 1.9 - 2.7 2.7 - 3.5 > 3.5			
		1.5 - 1.9	1.9 - 2.7	2.7 - 3.5	> 3.5
EXP. I	Faisceau négatif	474	464	815 $\pm$ 28	74
	Faisceau positif	123	105	197 $\pm$ 14	9
EXP. II	Faisceau négatif	3744	3483	8961 $\pm$ 95	817
	Faisceau positif	1826	1368	5003 $\pm$ 71	333

CHAPITRE VIII

DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES

Ayant un lot d'événements sélectionnés, la détermination des sections efficaces nécessite la connaissance de la nature de la particule incidente, la correction d'erreurs introduites par l'électronique et l'application de la correction d'acceptance.

I. NATURE DE LA PARTICULE INCIDENTE

La détermination de la nature de la particule incidente (π^+ , K^+ , p ou $\bar{p}$) qui a produit un dimuon se fait à l'aide des compteurs Cerenkov C1, C2 et C3 dans l'expérience I, des compteurs Cerenkov C1, C2, C3, C4, C5 et du Cédar dans l'expérience II (chapitre II et IV).

1 - EXPERIENCE I

Nous enregistrons trois informations relatives à ces compteurs, la présence (ou non) d'un signal supérieur au seuil de discrimination pour chaque compteur (soient trois registres, notés C1, C2 et C3), la réponse à

trois circuits de coïncidence décidant la signature (soient trois autres registres correspondants aux coïncidences $C1. C2. C3. \overline{C1. C2. C3}$ et $\overline{C1. C2. C3}$ notés respectivement π , K et p) et enfin les hauteurs d'impulsion dans chaque compteur données par les CAD.

Lorsqu'on considère la nature de la particule incidente pour les événements du lot final, nous remarquons seulement un désaccord entre registres de types différents de l'ordre de 5 à 6%.

Dans le cas où l'ambiguïté subsistant pouvait être attribuée à une particule rare, nous avons réalisé un examen supplémentaire en considérant, événement par événement, la hauteur d'impulsion dans les compteurs Cerenkov. De plus nous utilisons le compteur Cerenkov, noté CO; ce compteur validait le passage des K et des π et les hauteurs d'impulsion de ses signaux étaient analysées dans un C.A.D. Cette analyse a permis de lever la plupart des ambiguïtés et de définir le nombre de dimuons de masse supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c^2$ suivant :

	$\pi^\pm$	$K^\pm$	$p(\bar{p})$
Faisceau négatif	1719	61	47
Faisceau positif	384	14	37

2 - EXPERIENCE II

Nous disposons ici d'informations supplémentaires grâce à l'introduction des hodoscopes de faisceau H1 et H2, du compteur Cedar et des compteurs de plexiglas C4 et C5.

Les compteurs des hodoscopes de faisceau H1 et H2 sont munis de convertisseurs temps-digital (C.T.D.) qui permettent de déterminer l'instant de passage de la particule par rapport à la référence de temps. Grâce

à un découpage de l'information temporelle de chaque compteur, nous pouvons connaître le nombre de particules incidentes simultanées à l'interaction et détecter la présence éventuelle d'une particule antérieure ou postérieure à celle qui a subi l'interaction pendant le temps d'acquisition des registres et modules d'électronique. Ces hodoscopes de faisceau nous permettent de ne garder que les événements où une seule particule est incidente en temps à ± 4 ns près; la réjection correspondante est de l'ordre de 13% des dimuons reconstruits.

Le compteur Cedar a été utilisé de deux façons différentes au cours de la prise de données; il a été ajusté la plus grande partie du temps de façon à déclencher sur les kaons, permettant ainsi une identification complète des trois particules mais nous l'avons également ajusté parfois de façon à signer les protons, ceci afin de vérifier l'accord entre compteurs Cerenkov à seuil et Cedar, au prix d'une perte de statistique pour les kaons. Une fois ajusté sur un type de particules, le Cedar en constitue sa signature essentielle dès lors que 4 compteurs sur 8 indiquent la présence d'un signal en temps à ± 4 ns.

Dans le cas où le Cédar est ajusté pour signer les kaons, l'identification des protons requiert l'absence de signal dans au moins 2 des compteurs Cerenkov à seuil C1, C2, C3 (soit pas de C.T.D. à ± 4 ns et une amplitude de signal inférieure à celle correspondant au passage d'un pion dans les C.A.D.) et la présence d'un signal en temps dans l'un au moins des compteurs en plexiglas C4 et C5 en plus d'une signature négative du Cédar.

Les pions sont définis par la présence d'un signal en temps dans au moins 2 compteurs C1, C2, C3 en plus d'une signature négative du Cédar.

Ces critères nous conduisent à une identification des dimuons de masse supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c^2$ que nous reproduisons ci-dessous :

	Cedar sur	π	K	p	Ambigus	Total
Faisceau	K^-	4032	158	94	768	5052
négatif	$\bar{p}$	2238	-	91	424	2733
Faisceau	K^+	2929	73	101	379	3462
positif	p	851	-	41	89	981

Nous remarquons la présence d'environ 13% de cas ambigus parmi lesquels nous observons que 60% à 70% correspondent clairement au passage d'un pion avant la particule qui a subi l'interaction; 25% indiquent un signal en temps dans C3, C4 et C5 et n'ont pas de signal dans les C.T.D. de C1 et C2 avant le stop commun, ils ont par contre des hauteurs d'impulsion correctes dans tous les compteurs $\checkmark$ Cerenkov; le lot de cas ambigus restants a des causes diverses. Nous avons décidé de garder ces événements en leur assignant un pion comme particule incidente dans la mesure de notre connaissance des fractions de particules incidentes dans le faisceau et de celle a posteriori des rapports de sections efficaces de production du ψ .

II. DETERMINATION DU FLUX INCIDENT

1. EXPERIENCE I

Le nombre de particules incidentes est donné directement par une quantité recueillie sur une échelle de comptage et que nous avons noté TC : celle-ci définit une particule hadronique pointant sur la cible et isolée à ± 10 ns. (cf. chapitre II). Nous avons observé deux types de variation du rapport du nombre de dimuons détectés au nombre TC de particules incidentes, l'un lié à la durée d'extraction des protons primaires et le second dû à une

détérioration du taux de bons événements lors de l'augmentation de l'intensité du faisceau incident. Voyons un peu plus en détail ces deux effets.

a) effet de la durée d'extraction des protons primaires.

Si nous considérons la variation du nombre de dimuons produits par particule incidente dans diverses périodes stables de prise de données où les échelles de comptage étaient les mêmes, nous observons des fluctuations de l'ordre de $\pm 10\%$. Ces fluctuations sont essentiellement liées à la durée d'extraction des protons primaires. On remarque notamment que les fluctuations sont plus importantes au début de la prise de données qui correspond au début de fonctionnement du SPS et où la durée d'extraction était très variable et de l'ordre de 100 millisecondes seulement. Dans la suite de l'expérience, nous avons effectué une mesure systématique de cette durée d'extraction et nous avons noté un accroissement de celle-ci jusqu'à une valeur moyenne de l'ordre de 300 millisecondes, ce qui est encore petit.

Dans l'expérience II, nous avons à nouveau vérifié l'influence de la durée d'extraction sur le nombre de dimuons produits par particule incidente mais nous avons bénéficié d'une stabilité plus grande des conditions d'extraction (dont la durée était de l'ordre de la seconde) et nous estimons l'incertitude à $\pm 3\%$ seulement.

b) Effets dus à l'intensité.

Au cours de la prise de données, nous avons enregistré plusieurs bandes magnétiques de données en variant l'intensité du faisceau incident. Cette variation est de l'ordre de 20% lorsque l'intensité du faisceau passe de 10^6 à 3×10^6 particules/seconde. Nous l'interprétons comme une détérioration du taux de bons événements parce que la logique de déclenchement n'offrait pas une réjection suffisante aux interactions de deux particules incidentes très rapprochées dans le temps. Pour tenir compte de cet effet et pour se ramener à intensité très basse ($\lesssim 10^5$ /seconde), on applique un facteur correctif égal à :

$$0.80 \pm 0.09$$

sur la quantité TC.

c) Valeurs finales de TC.

A la suite de ces deux corrections et d'une correction appliquée pour tenir compte d'un changement d'échelle de comptage de TC lors de la prise de données en faisceau négatif, nous obtenons pour l'expérience I un nombre total de particules incidentes sur la cible égal à :

$$TC = (4.04 \pm 0.05) 10^{10} \quad \text{en faisceau négatif}$$

VIII.1

$$TC = (1.37) 10^{10} \quad \text{en faisceau positif}$$

où l'erreur de $\pm 1.2\%$ est l'estimation de l'erreur sur la correction des échelles de comptage.

La correction de 0.80 ± 0.09 que nous avons déterminée correspond aux valeurs suivantes de la quantité TC :

$$TC = (3.23 \pm 0.36) 10^{10} \quad \text{en faisceau négatif}$$

VIII.2

$$TC = (1.10 \pm 0.12) 10^{10} \quad \text{en faisceau positif.}$$

Les erreurs rapportées ci-dessus n'interviennent que dans la normalisation absolue des sections efficaces. Les comparaisons des rapports des sections efficaces particule/antiparticule, p/π^- et K^+/π^- sont tributaires de l'erreur introduite par le changement d'échelle de comptage.

2. EXPERIENCE II

Le comptage du nombre de particules incidentes y est effectué par des échelles de comptage $\Sigma H1.(\overline{V2} + \overline{V3})$ et $\Sigma H2(\overline{V2} + \overline{V3})$ où $\Sigma H1$ (resp. $\Sigma H2$)

représente un "OU" logique sur les compteurs de l'hodoscope de faisceau H1 (resp.H2), et où V2 et V3 sont des compteurs destinés à assurer la protection contre les muons du halo.

Les compteurs des hodoscopes faisceau H1 et H2 ont plusieurs avantages :

- les corrections de temps mort sont faibles (inférieures à 2%) puisque chaque compteur voit moins d'un huitième du faisceau.
- l'effet du bruit de fond est mesuré par le taux de comptage dans les éléments les plus extérieurs; il est de l'ordre de 1% à haute intensité;
- le nombre moyen d'éléments touchés par une particule du faisceau est déterminé par l'étude de données spéciales sans absorbeur avec un déclenchement sur le faisceau = 1.03 pour H1 et 1.02 pour H2; l'inefficacité est également obtenue par cette étude et est de l'ordre de 4%.

Nous vérifions de plus que l'action de V2 est en accord avec un temps mort calculé pour des largeurs d'impulsion de 25 ns; nous observons enfin que V3 n'entraîne pas de variation du comptage en fonction de l'intensité (rappelons que 92% du faisceau passe par le trou central de V3).

Le nombre de particules incidentes est alors défini par :

$$\Sigma H = \left[\frac{\Sigma H1 (V2 + V3)}{1.03} + \frac{\Sigma H2 (V2 + V3)}{1.02} \right]_{\text{corr}}$$

avec correction de temps mort effectuée run par run.

Nous obtenons ainsi :

$$\begin{array}{ll} \Sigma H = (2.80 \pm 0.08) \times 10^{11} & \text{faisceau négatif, Cédar sur } \bar{p} \\ (4.56 \pm 0.14) \times 10^{11} & \text{" " , Cédar sur } K^- \text{ (VIII 2 bis)} \\ (1.13 \pm 0.03) \times 10^{11} & \text{faisceau positif, Cédar sur } p \\ (3.98 \pm 0.11) \times 10^{11} & \text{" " , Cédar sur } K^+ \end{array}$$

III. POURCENTAGES DE PARTICULES DANS LE FAISCEAU.

Le pourcentage des diverses particules dans le faisceau a été déterminé dans l'expérience I. au moyen d'échelles de comptage qui enregistraient les sorties de coïncidences $C1.C2.C3(\pi^\pm)$, $C1.\overline{C2}.\overline{C3}(K^\pm)$ et $\overline{C1}.\overline{C2}.\overline{C3}(p \text{ ou } \bar{p})$.

Nous obtenons les pourcentages suivants :

$\pi^- (93.9 \pm 1.)\%$	$K^- (3.3 \pm 0.3)\%$	$\bar{p} (2.6 \pm 0.3)\%$
$\pi (72.7 \pm 1.)\%$	$K^+ (3.6 \pm 0.3)\%$	$p (23.7 \pm 2.)\%$

Dans l'expérience II nous ne pouvons déterminer ces pourcentages que par l'étude des runs à basse intensité. Parmi ceux-ci, deux méthodes sont utilisées pour la détermination des pourcentages de particules rares :

- l'utilisation de l'échelle de comptage qui enregistre le nombre de particules ayant illuminé au moins 6 compteurs du Cédar pour les runs de déclenchement normal (échelle notée Cédar x 6)
- l'utilisation de l'algorithme servant à la détermination de la particule interagissante (cf. paragraphe I de ce chapitre) pour des événements où le déclenchement est fait sur une particule du faisceau sans production de dimuons (notés "runs faisceau").

Les pourcentages obtenus par les diverses méthodes sont présentés ci-dessous :

Cedar x 6	K^- 3.47%	$\bar{p}$ 2.83%	K^+ 3.45%	p 21.9%
Cedar(runs faisceau)	K^- 3.3%	$\bar{p}$ 2.4%	K^+ 3.4%	p 22.8%
Cerenkov à seuil(runs faisceau)		$\bar{p}$ 2.8%		p. 21.2%

La composition du faisceau est déterminée essentiellement par les informations du Cedar dans la mesure où les compteurs Cerenkov à seuil ont une inefficacité apparente due au passage éventuel d'un pion (avant le passage du proton ou de l'antiproton) qui stoppe prématurément leur C.T.D.

Nous obtenons :

$$\begin{array}{lll} \pi^- (93.9 \pm 1.) & K^- (3.4 \pm 0.3)\% & \bar{p} (2.7 \pm 0.3)\% \\ \pi^+ (74.6 \pm 1.) & K^+ (3.4 \pm 0.3)\% & p (22. \pm 1.)\% \end{array}$$

IV. CALCUL D'ACCEPTANCE.

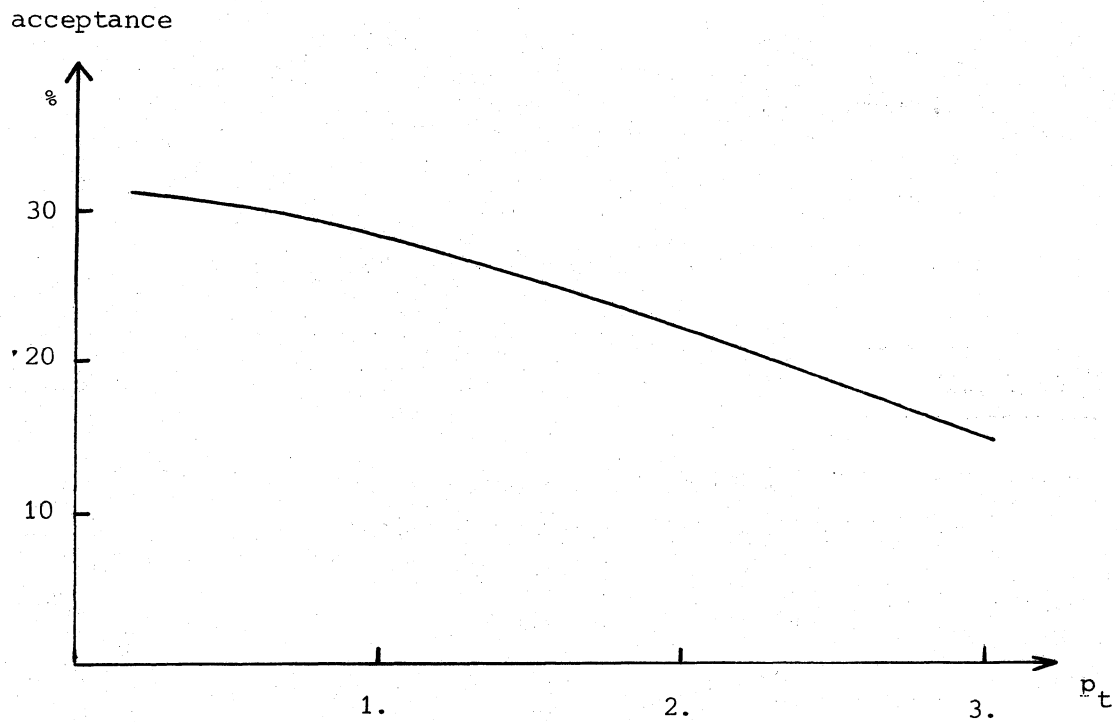
Le calcul d'acceptance a été effectué en fonction des paramètres cinématiques intéressants $M_{\mu\mu}$, x_F et p_T dans les domaines :

$$\begin{aligned} 1.5 < M_{\mu\mu} < 7 \quad \text{GeV}/c^2 \\ -0.5 < x_F < 1. \\ 0. < p_T < 3. \quad \text{GeV}/c \end{aligned}$$

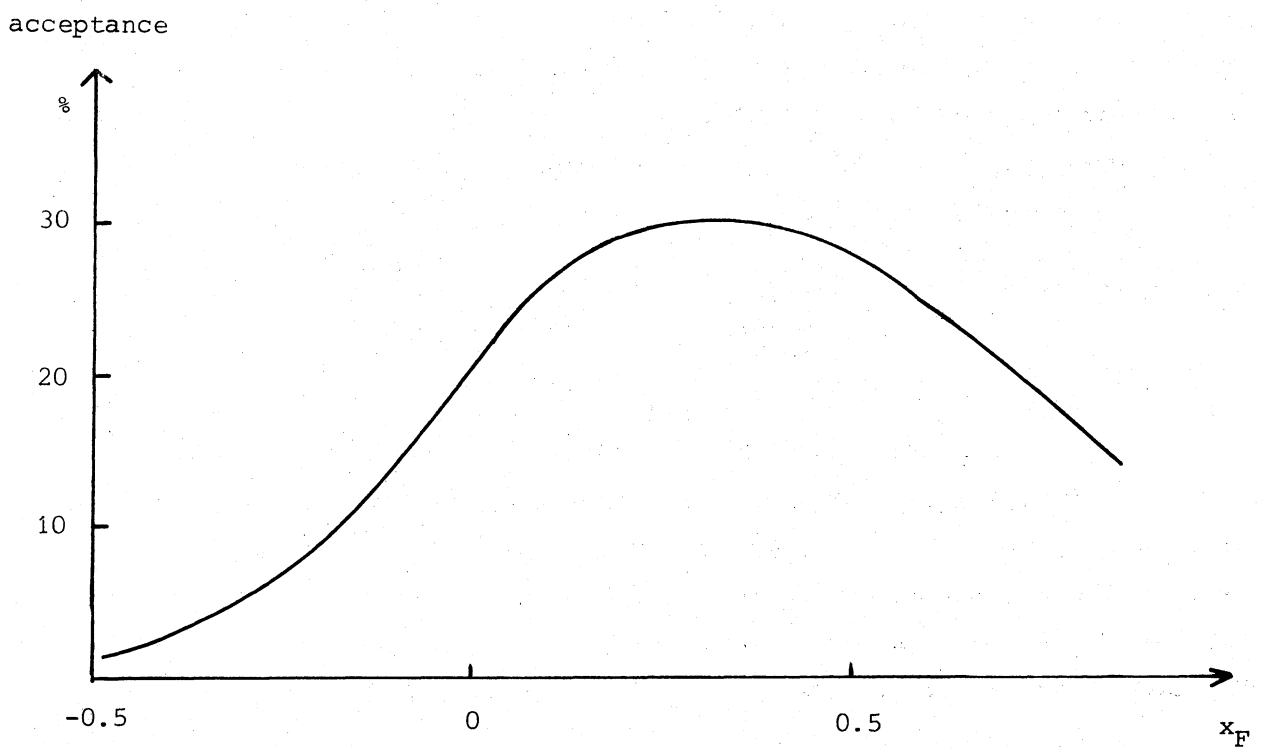
L'acceptance a été calculée pour le ψ en supposant une distribution plate en $\cos^2 \theta^*$, θ^* étant l'angle, dans le système de référence du dimuon au repos, entre les direction d'un des muons et de la particule incidente. Les paramètres cinématiques x_F et p_T ont été générés suivant une loi plate de façon à obtenir une acceptance en fonction de x_F et p_T indépendants des modèles, nous avons d'autre part calculé une acceptance en fonction de x_F seulement par intégration sur la variable p_T , en supposant une distribution en p_T de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \propto e^{-1.15 p_T^2}$$

La figure 27 montre l'acceptance du ψ en fonction de p_T pour $x_F = 0$ et en fonction de x_F par intégration sur p_T . On remarquera la variation relativement lente de l'acceptance en fonction de ces deux variables. L'acceptance des dimuons du continuum a été calculée en supposant une loi de distribution de l'angle de désintégration θ^* en $1 + \cos^2 \theta^*$; cette loi conduit à une différence d'acceptance au niveau du ψ inférieure à 10%. Dans la détermination



(a)



(b)

Fig. 27 Acceptance pour le ψ

a) en fonction de p_T pour $x_F = 0.2$

b) en fonction de x_F , $\forall p_T$

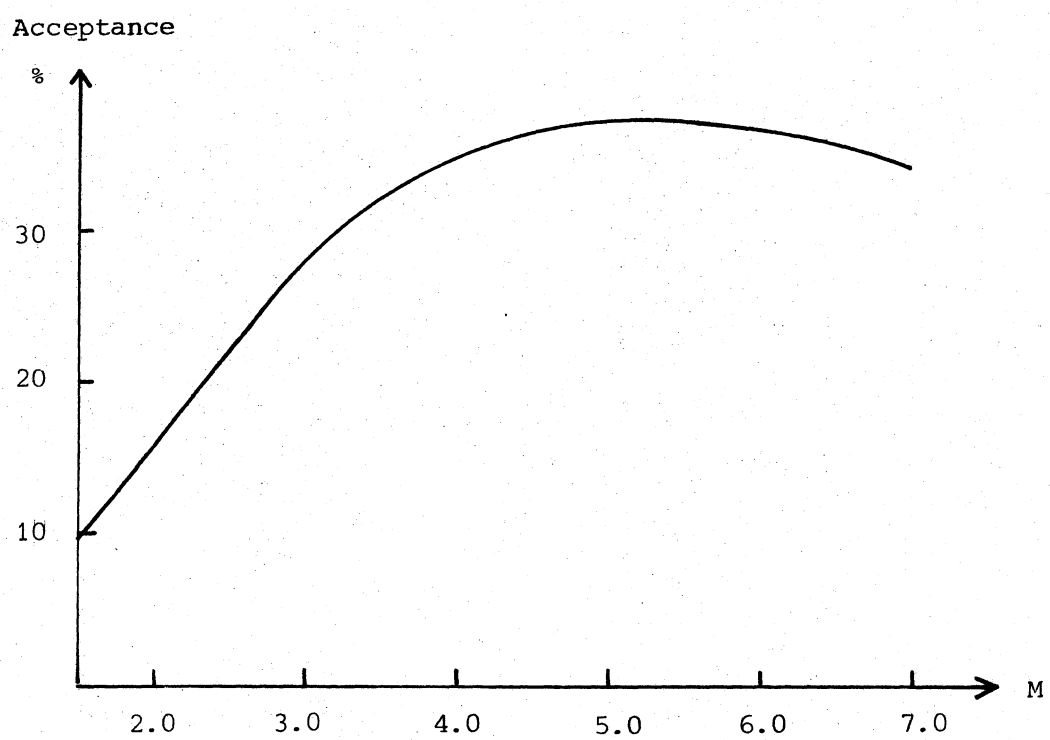


Fig. 28 Acceptance en fonction de la masse du dimuon

de la section efficace du ψ qui nécessite la soustraction du continuum sous le ψ , nous avons choisi d'utiliser l'acceptance du continuum pour les intervalles de masse $[1.5 - 2.7]$ et $[4.0 - 7.0]$ GeV/c^2 et celle du ψ dans l'intervalle $[2.7 - 4]\text{GeV}/c^2$. La soustraction du continuum sous le ψ se faisant par extrapolation de la distribution de masse des dimuons observée entre 1.5 et 2.7 GeV/c^2 , cette méthode minimise l'erreur due à l'acceptance dans la détermination de la section efficace du ψ .

La figure 28 montre l'acceptance en fonction de la masse du dimuon dans le continuum par intégration sur p_T et pour $x_F = 0.25$. Cette figure est donnée à titre indicatif puisque la distribution en p_T varie légèrement avec la masse du dimuon.

V. OBTENTION DES SECTIONS EFFICACES.

Les sections efficaces par noyau sont obtenues à partir du nombre N_d de dimuons créés (soit le nombre de dimuons observés pondéré par l'acceptance) et du nombre N_{inc} de particules incidentes par la formule :

$$\sigma(\text{cm}^2) = \frac{N_d}{N_{inc}} \frac{A}{\rho \ell N_0} \quad \text{VIII.4}$$

où A et ρ sont respectivement le nombre de masse et la densité (en g/cm^3) de la cible considérée, ℓ la longueur effective de la cible et N_0 le nombre d'Avogadro.

Ces sections efficaces sont égales à

Cu	π^-	640 ± 7	K^-	593 ± 10	$\bar{p}$	$820 \pm 30 \text{ mb [77]}$
	π^+	626 ± 23	K^+	560 ± 30	p	$794 \pm 10 \text{ mb [76]}$
W	π^-	1400 ± 20	K^-	1270 ± 30	$\bar{p}$	$1650 \pm 80 \text{ mb [77]}$
	π^+	1420 ± 70	K^+	1220 ± 100	p	$1630 \pm 20 \text{ mb [76]}$

Les sections efficaces sur le tungstène sont obtenues par interpolation des données sur d'autres noyaux (Al, Cu, Sn, Pb, U) à la même énergie sauf pour K^+ qui nécessite aussi une interpolation en énergie entre 30 et 50 GeV.

La longueur d'absorption qui en résulte est :

$$L_o = \frac{A}{\rho N_o \sigma_{abs}}$$

d'où on obtient une longueur de cible effective ℓ :

$$\ell = L_o (1 - e^{-L/L_o})$$

correspondant à une longueur réelle de cible L.

Pour l'expérience I, l'introduction de la longueur de cible de cuivre, des fractions de particules incidentes et du nombre total TC de particules incidentes conduisent aux résultats numériques de la table 8 qui permet la détermination des rapports de sections efficaces relatives à celle induite par π^- .

	π^-	K^-	$\bar{p}$	π^+	K^+	p
L_o (cm)	18.5 ± 0.2	19.9 ± 0.3	14.4 ± 0.5	18.9 ± 0.6	$21.1 \pm 1.$	14.09 ± 0.2
$\sigma \times \frac{TC}{N_\psi}$ (barn)	1.07 ± 0.01	$28.3 \pm 1.$	$42. \pm 4$	1.37 ± 0.05	$25.3 \pm 1.$	4.5 ± 0.5
σ/N_ψ (nb)	0.033 ± 0.001	0.88 ± 0.03	1.3 ± 0.1	1.25 ± 0.004	2.30 ± 0.08	0.41 ± 0.04

Table 8

Les sections efficaces par événement pondéré par l'acceptance que nous venons d'établir ont été calculées avec les valeurs finales de TC que nous avons données à la fin du paragraphe III. Les erreurs qui lui sont associées ne tiennent pas compte de l'erreur de normalisation absolue de la quantité TC et sont donc utilisées seulement pour la comparaison entre sections efficaces relatives aux différentes particules incidentes.

Pour obtenir la section efficace absolue de production du ψ par collision π^- -Cu, on doit par contre inclure l'erreur de normalisation sur TC; on obtient alors :

$$B_{\mu\mu} \sigma(\pi^- + \text{Noyau Cu} \rightarrow \psi + X) / N_{\psi} = 0.033 \pm 0.004 \quad \text{VIII.5}$$

On peut donner une indication de la sensibilité de l'appareillage utilisé dans l'expérience I en exprimant le nombre d'événements observés par nanobarn; pour le ψ , en prenant une acceptance moyenne de 0.3, on obtient une sensibilité égale environ à :

10 événements observés/nanobarn

pour la réaction $\pi^- + \text{Cu} \rightarrow \psi + X$

└─→ $\mu\mu$

Pour l'expérience II, la procédure est plus compliquée puisqu'il faut :

- séparer la prise de données suivant la nature de la particule sur laquelle est ajusté le Cédar;
- corriger le nombre de particules incidentes pour tenir compte de la coupure en multiplicité dans les hodoscopes faisceau (13%)
- lorsque le Cédar est ajusté sur les kaons, corriger le nombre de protons et d'antiprotons pour tenir compte du passage éventuel d'un pion dans les compteurs Cerenkov à seuil avant le passage du proton (ou de l'anti-proton), qui stoppe prématurément le CTD des compteurs Cerenkov (26% et 22% respectivement).

- lorsque le Cédar est sur les protons, corriger le nombre de protons pour tenir compte du même effet du passage prématuré d'un proton (cet effet est négligeable dans le cas des K^+ , K^- et $\bar{p}$) (2.5%).
- tenir compte du pourcentage de kaons parmi les pions lorsque le Cedar signe les protons ou les antiprotons : cet effet est de 3% pour les π^- et de 1% environ seulement pour les π^+ compte-tenu de la section efficace de production du ψ par K^+ .

L'introduction de la longueur de cible de tungstène (6cm) et de la quantité ΣH pour les diverses périodes de prises de données conduisent aux résultats numériques de la table 8 bis.

	π^-	K^-	$\bar{p}$	π^+	K^+	p
L_o (cm)	11.3 ± 0.2	12.5 ± 0.3	9.6 ± 0.5	11.1 ± 0.5	13.0 ± 1	9.7 ± 0.1
ℓ	4.66 ± 0.03	4.77 ± 0.02	4.46 ± 0.06	4.63 ± 0.05	4.81 ± 0.09	4.47 ± 0.02
$N_{inc} \times 10^{10}$						
Cedar en K	37.0 ± 0.8	1.3 ± 0.1	1.1 ± 0.1	24.9 ± 0.6	2.20 ± 0.1	7.81 ± 0.4
Cedar en p	23.1 ± 0.5	-	0.67 ± 0.06	7.04 ± 0.15	-	2.20 ± 0.1
Après corrections						
$N_{inc} \times 10^{10}$						
Cedar en K	37.0 ± 0.8	1.3 ± 0.1	0.81 ± 0.1	24.9 ± 0.6	1.2 ± 0.1	6.1 ± 0.4
Cedar en p	22.4 ± 0.5	-	0.67 ± 0.06	7.0 ± 0.15	-	2.15 ± 0.1
σ/N_ψ (nb)						
Cedar en K	0.0092 ± 0.0002	0.25 ± 0.02	0.44 ± 0.04	0.0137 ± 0.0004	0.27 ± 0.02	0.058 ± 0.004
Cedar en p	0.0152 ± 0.0004	-	0.53 ± 0.05	0.0488 ± 0.0015	-	0.165 ± 0.008

Table 8 bis.

Les coefficients des deux dernières lignes, qui donnent la section efficace de production du ψ en nanobarn noyau/événement pondéré tiennent compte de l'erreur (de l'ordre de 2%) sur le nombre de particules incidentes. Il faut aussi en tenir

compte dans la détermination des rapports de sections efficaces puisque nous avons des lots d'événements différents selon que le Cedar est ajusté sur les kaons ou les protons.

La section efficace absolue de production du π par π^- incident exprimée en nb/noyau est donc donnée par la formule :

$$B_{\mu\mu} \sigma(\pi^- + W \rightarrow \psi + X) / N_{\psi} = 0.0092 \pm 0.0002 \quad \text{Cedar sur } K^-$$

$$0.0152 \pm 0.0004 \quad \text{Cedar sur } \bar{p} \quad \text{VIII 5bis}$$

soit une sensibilité moyenne de

26 événements observés/nanobarn

pour la réaction $\pi^- + W \rightarrow \psi + X$

└─ $\mu\mu$

et de 230 événements observés/nanobarn

pour la réaction : $\pi^- + \text{nucléon} \rightarrow \psi + X$

QUATRIEME PARTIE

PRESENTATION ET DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS

Nous consacrons cette dernière partie à la présentation et à la discussion des résultats obtenus.

Le premier chapitre est consacré à la présentation des résultats : outre la section efficace totale de production du ψ par interaction π^- -Noyau, nous présentons les sections efficaces relatives aux autres particules sous forme de rapports à la section efficace en π^- ; nous remarquons en particulier la faible valeur du rapport proton-antiproton) ; nous présentons également les sections efficaces différentielles en fonction de x_F et p_T pour les pions incidents.

Nous comparons ces résultats avec ceux des autres expériences dans le même chapitre : la normalisation est difficile en raison des acceptances différentes et des diverses cibles considérées; il apparaît cependant que nos résultats sont en accord avec ceux établis dans le même domaine d'énergie et diffèrent fortement avec ceux établis à plus haute énergie. Ces différences impliquent des modes de production de ψ différent suivant l'énergie : dans le modèle des quarks, ces différences s'expriment en fonction de la quantité $M_\psi^2/s \approx x_1 x_2$ où x_1 et x_2 sont les fractions d'impulsion longitudinale emportées par les quarks interagissant.

Nous envisageons dans le second chapitre certains modèles et nous voyons comment peuvent s'interpréter les différents résultats en tenant compte des fonctions de structure des quarks dans le degré actuel de leur connaissance. Nous essayons en particulier de dégager quelles sont les contributions relatives des divers mécanismes de production du ψ (annihilation de quarks légers, annihilation de quarks charmés et fusion de gluons) par un ajustement des diverses constantes de couplage sur nos données et sur les données à 200 GeV/c obtenues dans l'expérience NA 3.

C H A P I T R E IX

PRÉSENTATION DES RÉSULTATS ET COMPARAISON

AVEC LES AUTRES EXPÉRIENCES

Les sections efficaces de production du ψ pour les diverses particules incidentes sont présentées sous forme de rapports à la section efficace induite par π^- , puis sous forme de rapports de la production induite par une particule à celle induite par son antiparticule ; cette présentation élimine les erreurs systématiques dues à la normalisation absolue et constitue de plus un moyen puissant de test des mécanismes de production du ψ que nous utiliserons dans le prochain chapitre.

Nous établissons également la section efficace absolue induite par

π^- et nous la situons par rapport aux résultats obtenus à des énergies différentes. Pour rendre l'exposé plus complet, nous présentons aussi la variation de la section efficace induite par collisions proton-nucléon en fonction de l'énergie, telle qu'elle a été observée dans diverses expériences.

Nous présentons ensuite les sections efficaces différentielles en fonction des paramètres cinématiques intéressants, x_F variable de Feynman, p_t impulsion transverse du ψ et $\cos \theta^*$, où θ^* est l'angle de désintégration du ψ dans un repère que nous définirons ; la définition de la variable de Feynman x_F relative au ψ que nous avons adoptée est la suivante :

$$x_F = \frac{2 p_L^*}{\sqrt{s}}$$

où p_L^* est l'impulsion longitudinale du ψ dans le système du centre de masse de la réaction et où $\sqrt{s}$ est l'énergie totale dans le centre de masse de la réaction.

I. RAPPORTS DES SECTIONS EFFICACES TOTALES

Les rapports des sections efficaces totales sont obtenus à partir des nombres de ψ pondérés par l'acceptance obtenus pour chacune des particules incidentes considérées et des coefficients de normalisation relative indiqués dans les tables 8 (exp. I) et 8 bis (exp. II) du chapitre précédent.

Ces rapports sont extrêmement sensibles à la méthode de soustraction du continuum et, à un degré moindre, de la queue de la désintégration du ψ' sous le ψ .

Pour les pions incidents, l'évaluation du nombre de ψ produits se fait par l'ajustement sur le spectre de masse des dimuons ($M > 1.5 \text{ GeV}/c^2$) de la fonction :

$$\frac{dN}{dM} = (N - N_1 - N_2) A e^{-A(M-1.5)} + \frac{N_1}{\sqrt{2\pi} \sigma_1} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{M-M_1}{\sigma_1} \right)^2} + \frac{N_2}{\sqrt{2\pi} \sigma_1} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{M-M_2}{\sigma_1} \right)^2} \quad (\text{IX.1})$$

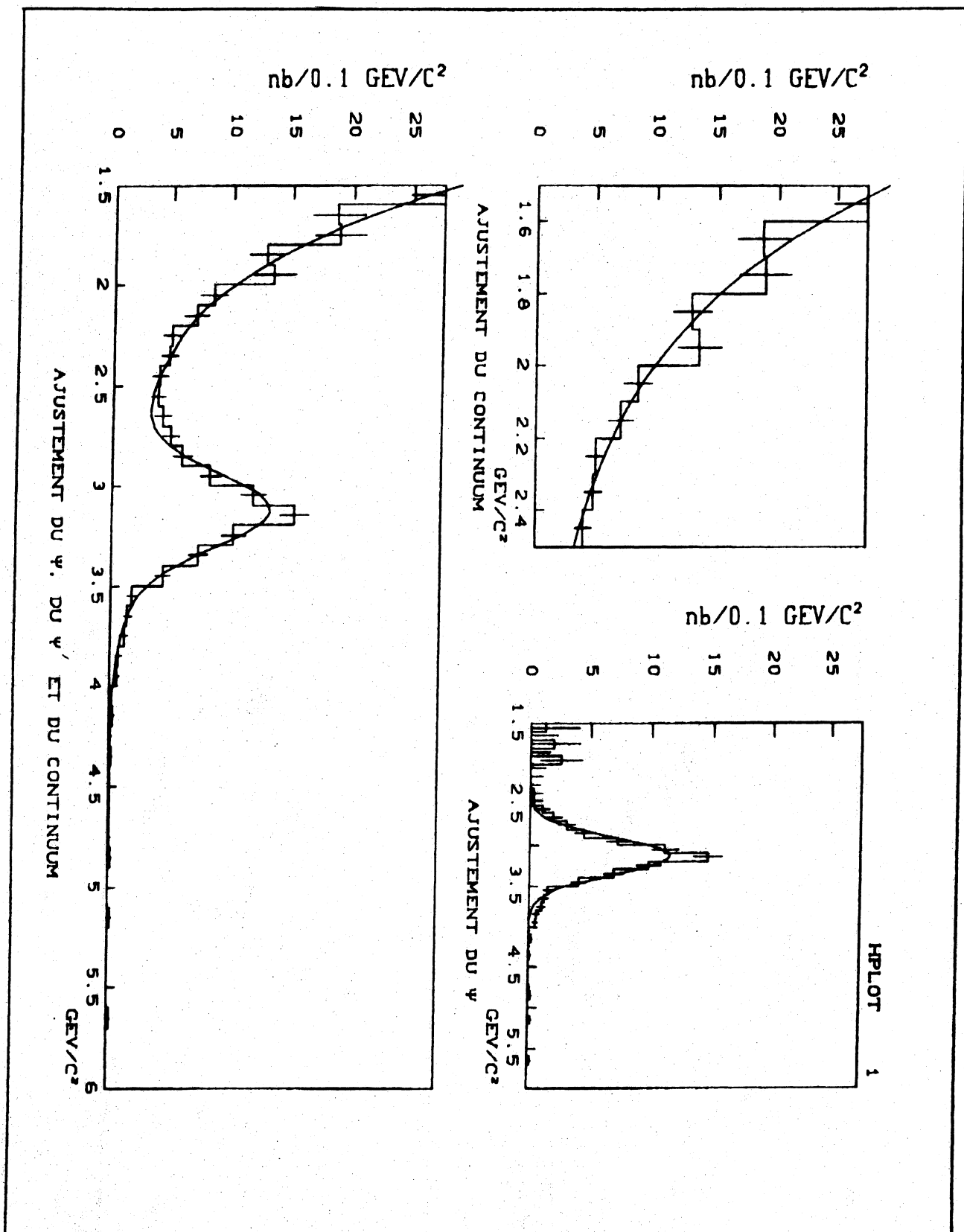


Fig. 29

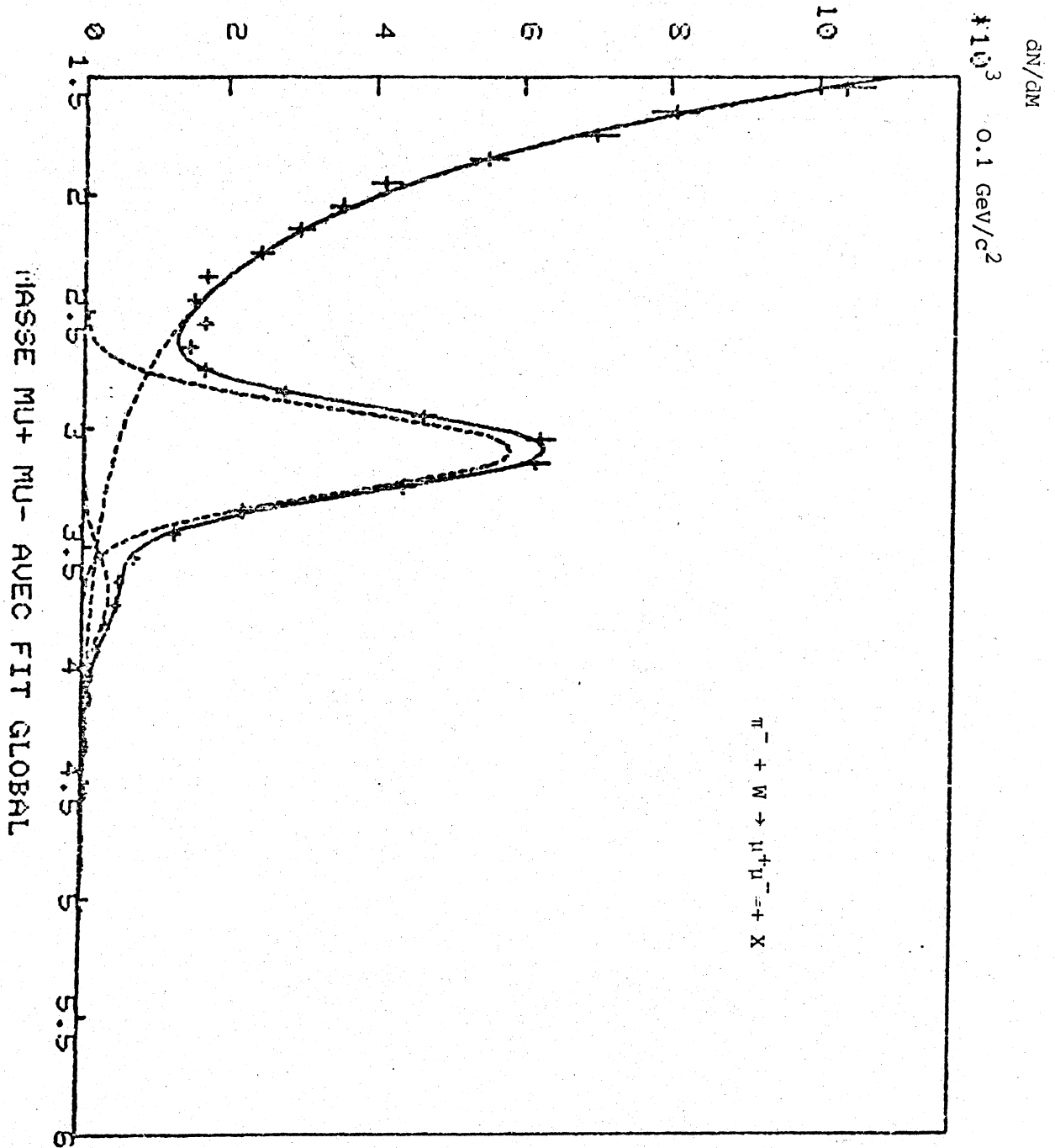


Fig. 30

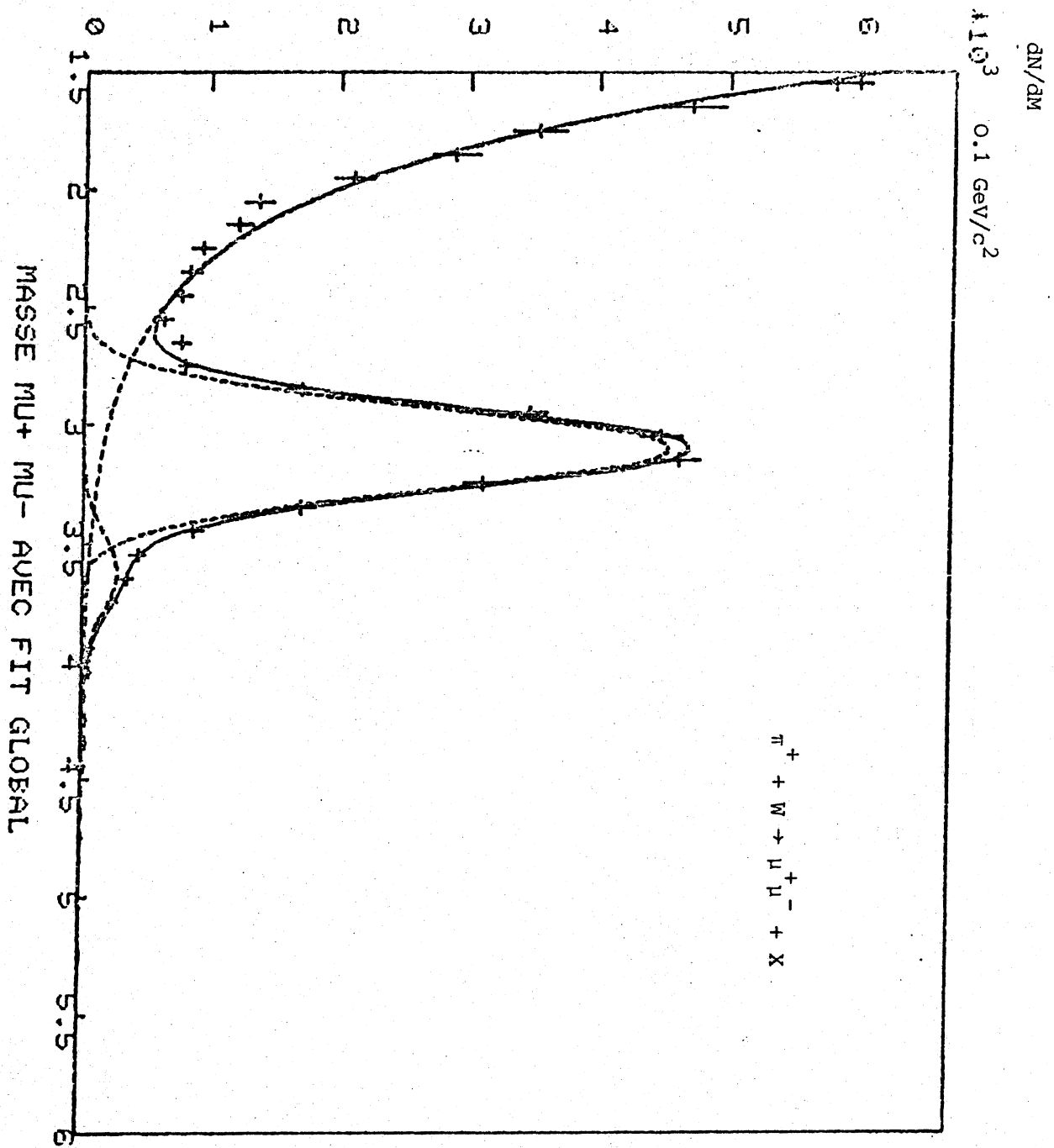


Fig. 31

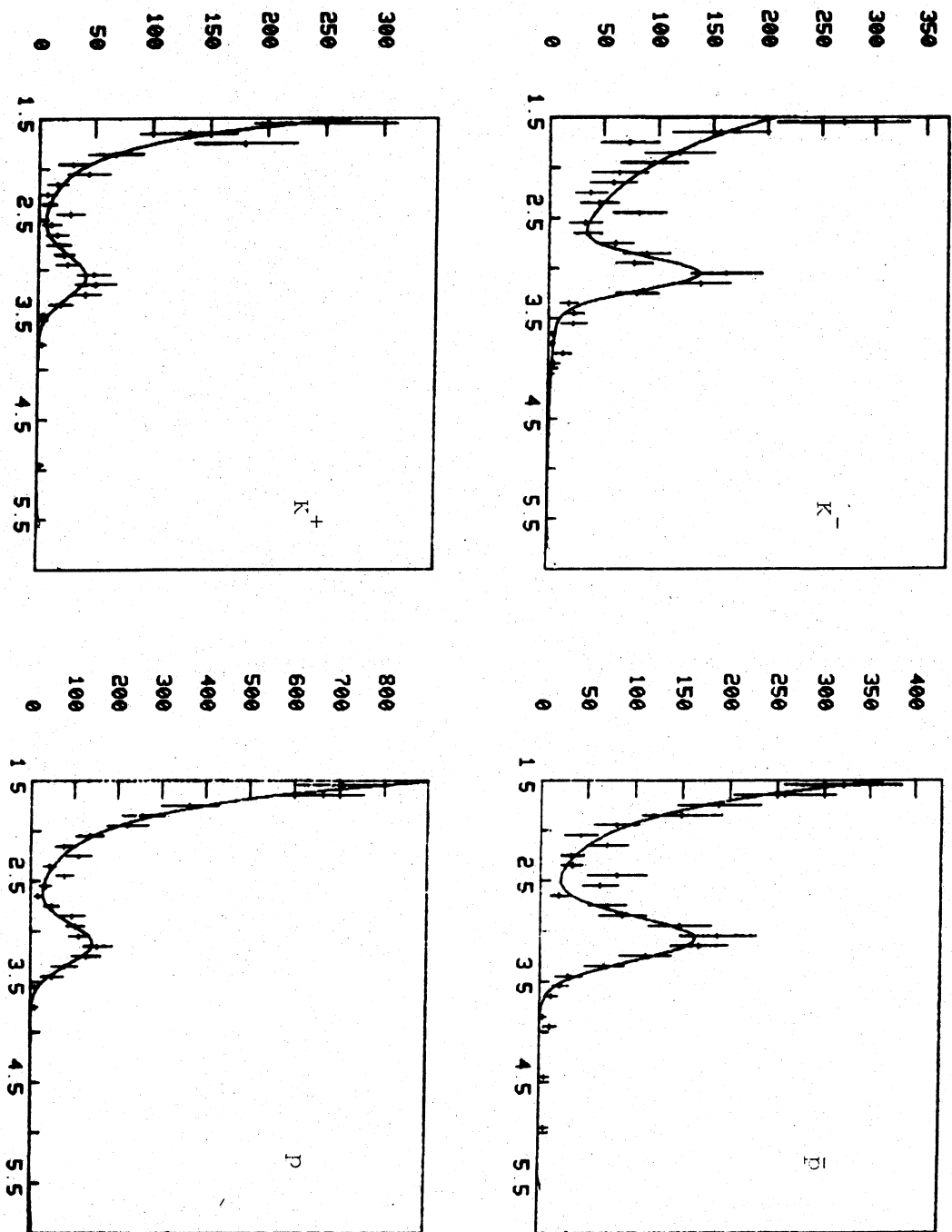


Fig. 32

Dans cette expression, le premier terme exprime la décroissance exponentielle du continuum avec une pente A que nous ajustons sur les données ; le second et le troisième termes sont des gaussiennes destinées à rendre compte du ψ et du ψ' : les paramètres que nous ajustons pour celles-ci sont leurs centres M_1 et M_2 (masses du ψ et du ψ'), leurs largeurs (supposées égales, soit σ_1) et le nombre d'événements qu'elles contiennent (N_1 pour le ψ et N_2 pour le ψ'). La normalisation totale de l'expression est assurée en demandant que l'intégrale de la fonction sur le domaine de masse considéré redonne le nombre N d'événements pondérés. Ces ajustements sont montrés sur les figures 29 (π^- , exp.I, $x_F > 0$), 30 (π^- , exp.II, $x_F > -0.5$) et 31 (π^+ , exp.II, $x_F > -0.5$).

	N_1 (ψ)	N_2 (ψ')	A (contin.)	M_1 (ψ)	M_2 (ψ')	σ_1 (ψ et ψ')	χ^2 (total)	degrés de liberté
π^-	31617 $\pm$ 430	1445 $\pm$ 104	2.12 ± 0.04	3097 ± 3	3687 ± 29	190 ± 3	66	30
π^+	18481 $\pm$ 340	766 $\pm$ 70	2.5 ± 0.05	3098 ± 4	3680 ± 27	184 ± 3	79	30

Table 9

Valeurs des paramètres de l'ajustement de la fonction (IX.1) pour des pions incidents (exp.II)

A en $(\text{GeV}/c^2)^{-1}$, M_1 , M_2 et σ_1 en MeV/c^2 .

Le problème de la soustraction du bruit de fond sous le ψ pour les particules rares ($K^\pm$, p et $\bar{p}$) est plus délicat en raison de la statistique plus faible. Pour l'expérience I (où nous avons respectivement 22, 6, 19 et 8 événements observés produits par K^- , K^+ , $\bar{p}$ et p dans l'intervalle de masse comprise entre 2.7 et 3.5 GeV/c^2), nous avons simplement supposé nulles les contributions du continuum et du ψ' . Pour l'expérience II (où le nombre d'événements pondérés est plus important, soit 700, 220, 900 et 900 événements dans le même intervalle de masse pour K^- , K^+ , $\bar{p}$ et p) nous avons pu effectuer la soustraction du continuum par ajustement d'une exponentielle décroissante

(le ψ' n'étant cependant pas significatif à ce niveau de statistique). Ces ajustements sont montrés sur la figure 32, à nouveau pour $x_F > -0.5$. Nous faisons également les mêmes ajustements pour la région positive de x_F seulement dans l'expérience II.

Dans ces conditions, nous établissons d'une part les rapports des sections efficaces totales de chaque particule relative à celle induite par π^- et les rapports "particule/antiparticule", soit :

$$R(H/\pi^-) = \frac{\sigma(H + N \rightarrow \psi + X)}{\sigma(\pi^- + N \rightarrow \psi + X)} \quad H = \pi^-, \pi^+, K^-, K^+, p \text{ et } \bar{p}$$

$$R(H/A^-) = \frac{\sigma(A^+ + N \rightarrow \psi + X)}{\sigma(A^- + N \rightarrow \psi + X)} \quad H^+ = \pi^+, K^+, p$$

et nous les présentons dans la table 10 ci-dessous.

		π^-	π^+	K^-	K^+	$\bar{p}$	p
$R(H/\pi^-)$	exp. I $x_F > 0$	1	0.87 ± 0.14	1.1 ± 0.2	0.85 ± 0.5	1.1 ± 0.2	0.16 ± 0.05
	exp. II $x_F > 0$	1	1.00 ± 0.06	0.89 ± 0.12	0.26 ± 0.05	0.81 ± 0.12	0.10 ± 0.02
	exp. II $x_F > -0.5$	1	1.05 ± 0.06	0.88 ± 0.11	0.31 ± 0.06	1.13 ± 0.14	0.14 ± 0.021
$R(H/A^-)$	exp. I $x_F > 0$	0.87 ± 0.14		0.9 ± 0.4		0.15 ± 0.06	
	exp. II $x_F > 0$	1.0 ± 0.06		0.29 ± 0.07		0.12 ± 0.03	
	exp. II $x_F > -0.5$	1.05 ± 0.06		0.35 ± 0.07		0.12 ± 0.03	

Table 10 Rapports des sections efficaces totales pour les expériences I et II

On peut d'ores et déjà remarquer la faible valeur du rapport "proton/antiproton" à laquelle on s'attend, dans un modèle de quarks, si les

quarks légers jouent un rôle significatif dans la production du ψ : ce point sera développé dans le chapitre suivant.

Peu d'expériences de production hadronique de dimuons ont été réalisées avec plusieurs hadrons incidents, permettant ainsi des comparaisons directes ; ce sont essentiellement celles réalisées à F.N.A.L. avec des $\pi^\pm$, $K^\pm$, p et $\bar{p}$ sur diverses cibles nucléaires à 225 GeV/c [46, 53] et au CERN avec des $\pi^\pm$, $K^\pm$, p et $\bar{p}$ sur platine à 200 GeV/c [56] .

Les résultats de l'expérience de F.N.A.L. ont été présentés sous forme de sections efficaces absolues dans le domaine de x_F positif pour chaque particule incidente sur cible de carbone. Nous les reproduisons ci-dessous (table 11) mais à partir de celles-ci, nous calculons les rapports des sections efficaces relatives à celle induite par π^- , de façon à avoir une comparaison directe avec nos valeurs. Les erreurs que nous calculons sur les rapports sont extraites des erreurs sur les sections efficaces absolues et il faut donc les considérer comme des limites supérieures puisqu'une partie des erreurs systématiques dans le calcul des sections efficaces totales doit se compenser dans les rapports.

Les résultats de l'expérience NA3 réalisée au CERN sont présentés sous forme de rapports des sections efficaces relativement à celle induite par π^- sur tout le domaine de x_F (table 11 bis) ; la comparaison est alors plus délicate puisque la distribution en x_F varie suivant la nature de la particule considérée.

hadron H	π^-	π^+	K^+	$\bar{p}$	p
$B_{\mu\mu} \sigma(H + C \rightarrow \psi + X)$ (nb/noyau) FNAL	$88. \pm 12.$	$82. \pm 12.$	$49. \pm 15.$	$85. \pm 40.$	$53. \pm 7.$
R (H/π^-)	1	0.93 ± 0.19	0.56 ± 0.19	0.97 ± 0.48	0.60 ± 0.11

Table 11

Sections efficaces absolues de production du ψ sur noyau de Carbone à 225 GeV/c ($x_F > 0$) [53] et résultats de nos calculs des sections efficaces relatives à celle induite par π^- .

hadron H	π^+	K^-	K^+	$\bar{p}$	p
$R(H/\pi^-)$ NA3	1.01 ± 0.02	1.1 ± 0.1	0.78 ± 0.08	0.83 ± 0.12	0.59 ± 0.10

Table 11 bis

Sections efficaces de production du ψ à 200 GeV/c relatives à celle induite par π^- (quel que soit x_F) [56]

Si on suppose des distributions en x_F comparables pour les kaons et les pions, comme on peut le faire au vu des données expérimentales à 40 GeV/c (voir ci-dessous) et à 200 GeV/c [56], on assiste à une augmentation sensible du rapport $R(K^+/K^-)$ avec l'énergie. Si on suppose d'autre part que les distributions en x_F des protons et des antiprotons sont symétriques par rapport à $x_F = 0$ à 200 GeV/c [56], on observe également une croissance sensible du rapport $R(p/\bar{p})$ avec l'énergie. Ces variations peuvent s'interpréter dans le cadre du modèle des quarks par le fait que les quarks de valence doivent avoir une contribution plus importante à basse énergie qu'à haute énergie.

Ces quelques constatations marquent la grande utilité de rapports obtenus dans de mêmes expériences pour la détermination quantitative de l'importance relative des divers mécanismes pouvant contribuer à la production du ψ .

II. SECTION EFFICACE ABSOLUE POUR PI MOINS INCIDENT

La section efficace absolue de production du ψ par π^- incident s'obtient à partir du nombre N_1 de ψ qui a été ajusté sur la courbe expérimentale dN/dM par la méthode décrite dans le paragraphe précédent. Le coefficient de passage du nombre de ψ à la section efficace absolue a été calculé pour les deux expériences dans le chapitre VIII (formules VIII.5 et VIII.5bis).

On obtient ainsi les sections efficaces suivantes :

$B_{\mu\mu}$	$\sigma(\pi^- + \text{Cu} \rightarrow \psi + X) = 61 \pm 9$	nb/noyau	exp. I	$x_F > 0$
$B_{\mu\mu}$	$\sigma(\pi^- + W \rightarrow \psi + X) = 154 \pm 2.5$	nb/noyau	exp. II	$x_F > 0$
$B_{\mu\mu}$	$\sigma(\pi^- + W \rightarrow \psi + X) = 178 \pm 3.$	nb/noyau	exp. II	$x_F > -0.05$

soit, en introduisant le rapport de branchement

$$B_{\mu\mu} = 0.07 \pm 0.01$$

et une loi de dépendance de la section efficace au nombre de masse du noyau cible de la forme

$$\sigma(\pi^- + A \rightarrow \psi + X) = A^{0.93 \pm 0.03} \sigma(\pi^- + \text{Nucléon} \rightarrow \psi + X)$$

tirée de la référence [56], on obtient :

$\sigma(\pi^- + \text{Nucléon} \rightarrow \psi + X) = 18. \pm 4$	nb/nucléon	exp. I	$x_F > 0.$
16.4 ± 1.4		exp. II	$x_F > 0.$
$23.2 \pm 2.$		exp. II	$x_F > -0.05$

Ces valeurs obtenues dans les deux expériences sont compatibles entre elles et sont compatibles avec celles obtenues à 43 GeV/c sur cibles de béryllium et de cuivre à Serpukhov [51] :

$$\sigma(\pi^- + A \rightarrow \psi + X) = (18. \pm 6.) A^{0.92 \pm 0.06} \quad \text{pour } x_F > 0$$

et celles obtenues à 40 GeV/c sur cible de cuivre [50] :

$$\sigma(\pi^- + \text{Cu} \rightarrow \psi + X) = 980 \pm 120 \text{ nb/noyau} \quad \text{pour } x_F > 0$$

$$\sigma(\pi^- + \text{nucléon} \rightarrow \psi + X) = 20.6 \pm 4 \text{ nb/nucléon}$$

La variation de la section efficace de production du ψ par π^- incident en fonction de l'énergie est indiquée sur la figure 33 à partir des

$\sigma(\pi^- \text{ nucléon} \rightarrow \Psi + X)$
(nb/nucléon)

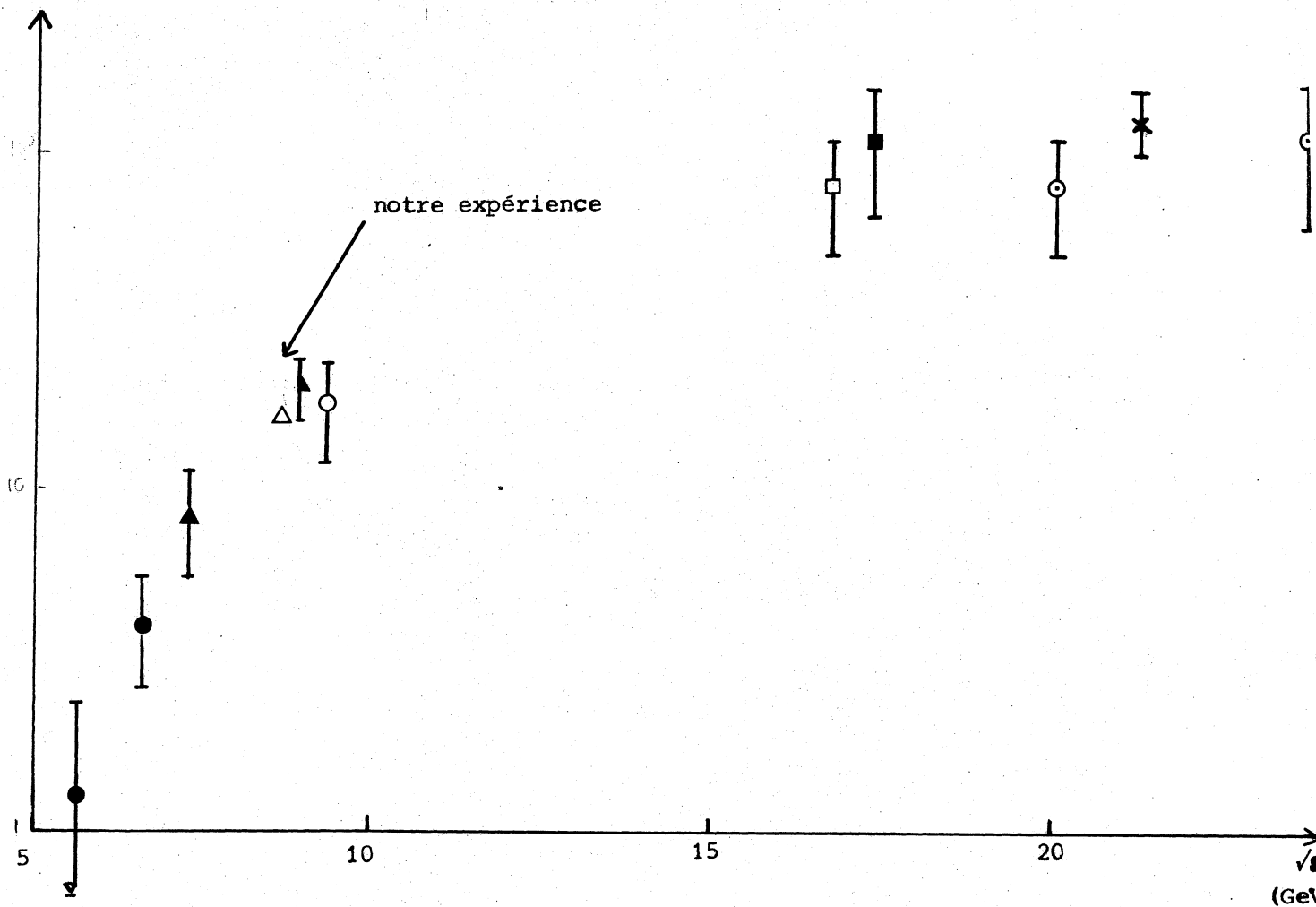


Fig. 33 Variation de la section efficace $\sigma(\pi^- + \text{nucléon} \rightarrow \Psi + X)$ en fonction de l'énergie

Références

- [58] Le Britton et al
- △ notre expérience
- ▲ [50] Yu. Bushnin et al
- [51] M. Antipov et al
- [52] M.A. Abolins et al.
- [44] K.J. Anderson et al (FNAL)
- ⊙ [56] J. Badier et al (NA3)
- × [53] K.J. Anderson et al (FNAL)

données expérimentales publiées ; dans le cas où la section efficace est donnée en nb/noyau, nous utilisons la loi de dépendance en A de la forme indiquée ci-dessus et nous tenons compte de l'erreur due à cette dépendance.

Nous étudierons la variation de la section efficace en fonction de l'énergie dans le cadre théorique du modèle des quarks.

b) Production du ψ' et rapport signal/bruit de fond

Les paramètres de l'ajustement de l'expression XI.1 sur la courbe $\frac{dN}{dM}$ nous permettent aussi de donner une estimation du nombre N_2 de ψ' obtenus après correction d'acceptance ainsi que du nombre de dimuons du continuum sous le ψ : ce dernier nombre s'obtient par intégration du terme exponentiel de l'expression ajustée entre 2.7 et 3.5 GeV/c².

Nous présentons ces résultats dans la table 12 pour les π^- et les π^+ sous forme de rapports au nombre de ψ dans les colonnes 1 (ψ') et 3 (continuum) ; dans la deuxième colonne de la table, nous donnons le rapport de la section efficace de production du ψ' à celle du ψ en tenant compte de leurs rapports de branchement respectifs $B'_{\mu\mu}$ et $B_{\mu\mu}$, où :

$$B'_{\mu\mu} = B_{\mu\mu}(\psi') = (0.8 \pm 0.2) 10^{-2}$$

	$N(\psi')/N(\psi)$	$\sigma(\psi')/\sigma(\psi)$	$N(\mu\mu)/N(\psi)$
π^-	$(4.6 \pm 1.)\%$	$(40. \pm 13.)\%$	$(12. \pm 2.)\%$
π^+	$(4.1 \pm 0.9)\%$	$(36. \pm 12.)\%$	$(5. \pm 1.)\%$

Table 12 Rapports de production du ψ' et du continuum sous le ψ à la production du ψ .

Ces résultats sont à comparer avec ceux obtenus au CERN dans l'expérience Goliath à 150 GeV/c [55]

$$\sigma(\psi')/\sigma(\psi) \approx (15 \pm 4.25)\%$$

et à FNAL par le groupe Chicago-Princeton [53] à 225 GeV/c

$$B'\sigma(\psi')/B\sigma(\psi) \approx (2.1 \pm 0.06)\%$$

$$\sigma(\psi')/\sigma(\psi) \approx (18. \pm 4.5)\%$$

Il faut noter que la résolution de notre expérience est moins bonne que celle obtenue à Goliath mais que les résultats de l'expérience de Goliath sont donnés avec une erreur de 25% environ, qui est à peine la précision actuelle avec laquelle on connaît le rapport de branchement du ψ' en deux muons.

Nous remarquons d'autre part que le rapport de production du continuum sous le ψ au signal du ψ est bien différent entre π^+ et π^- comme le prédit le modèle de Drell-Yan.

III. PRÉSENTATION DES SECTIONS EFFICACES TOTALES NUCLÉON-NUCLÉON DES AUTRES EXPÉRIENCES

Bien que nous ne présentons pas ici de section efficace totale de production du ψ par collision proton-noyau, nous indiquons à l'aide de la figure 34 ci-dessous quelles sont les sections efficaces totales de production du ψ par collision nucléon-noyau. Les problèmes de normalisation des diverses sections efficaces sont liés au choix de la loi de dépendance en A de la section efficace sur noyau (nous choisissons une loi en $A^{0.93}$) et au fait que la plupart des expériences ont accès à un domaine de x_F limité et que l'extrapolation dépend de la connaissance de la section efficace différentielle en x_F ; dans le cas où seule l'information $B \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0}$ est fournie, nous ferons l'approximation qui consiste à poser

$$\sigma_{\text{tot}} \approx \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0}$$

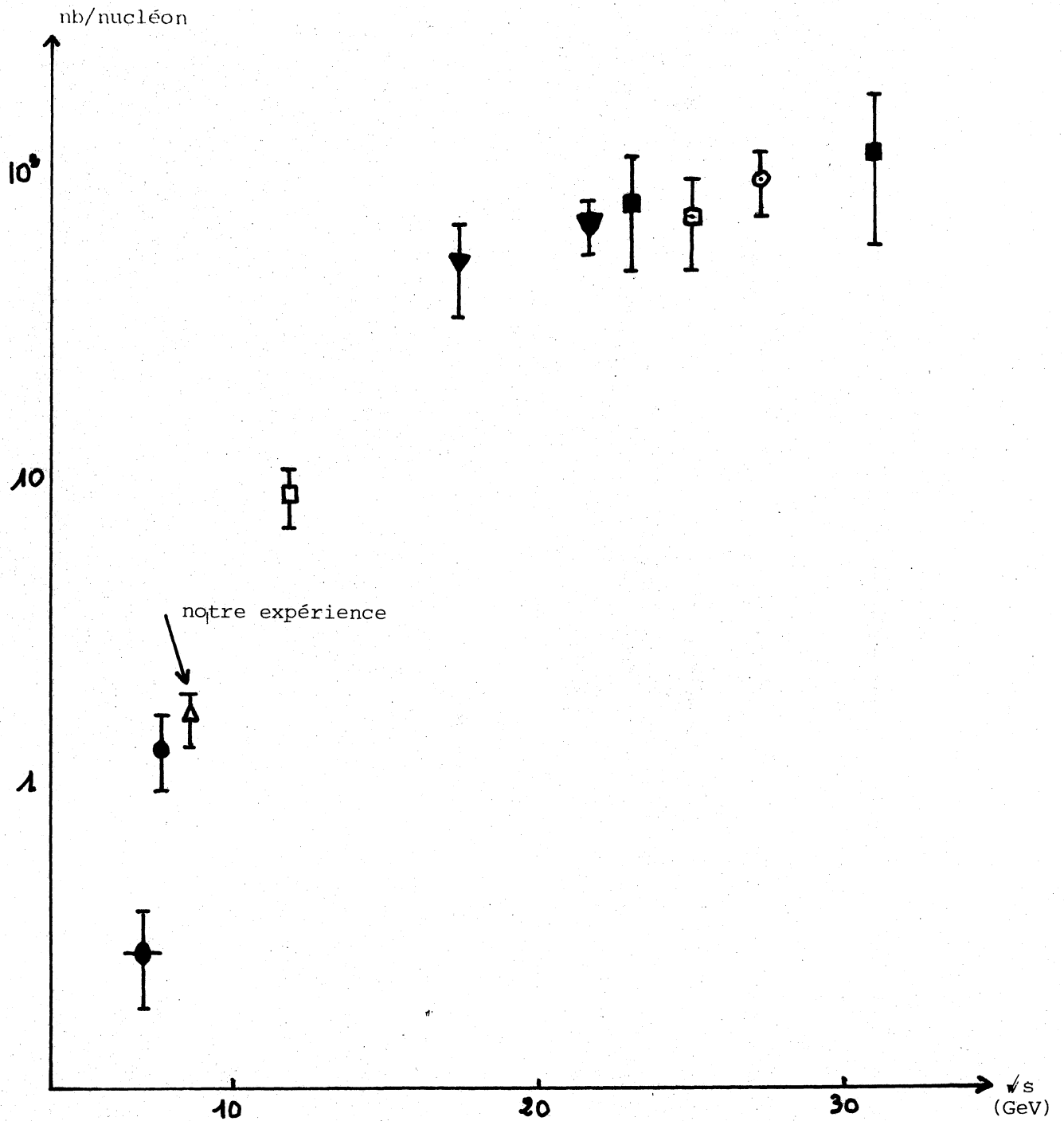


Figure 34 - Variation de la section efficace ($p + \text{nucléon} \rightarrow \psi + X$)

- | | |
|---------------------------|------------------------|
| ● J.J. Aubert et al. [36] | ▼ Anderson et al. [44] |
| ● Bamberger et al. [49] | ⊙ Synder et al. [42] |
| △ Notre expérience | ■ Cobb et al. [45] |
| □ Antipov et al. [51] | ◻ Binkley et al. [43] |

qui est due à la forme particulière de la section efficace différentielle en fonction de la rapidité y .

Notons que les résultats obtenus aux ISR permettent de suivre la variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie sur un domaine de $\sqrt{s}$ plus important que pour les collisions pion-nucléon.

La comparaison avec la figure 33 indique une variation en $\sqrt{s}$ plus rapide pour la section efficace nucléon-nucléon que pour la section efficace induite par pions. Cette différence de pente peut être interprétée par l'absence de couplage "quark de valence-antiquark de valence" en collisions nucléon-noyau et par la forme plus abrupte de la fonction de structure de la mer que de celle des quarks de valence.

IV. VARIATION DE LA SECTION EFFICACE EN FONCTION DE x_F

Nous présentons ici les sections efficaces différentielles en fonction de x_F , dont nous rappelons la définition adoptée :

$$x_F = 2 \frac{P_L^*}{\sqrt{s}}$$

où P_L^* est l'impulsion longitudinale du ψ dans le système du centre de masse de la réaction et où $\sqrt{s}$ est l'énergie totale dans ce système.

Les nombres d'événements observés par intervalle de x_F dans l'expérience I sont montrés en traits pleins sur les figures 35a. (π^-) et 35b (π^+) ; les points affectés de barres d'erreurs statistiques sont obtenus après correction d'acceptance, soustraction des interactions secondaires (de l'ordre de % pour x_F inférieur à 0.2 et négligeables au dessus) et de la distribution en x_F du continuum sous le ψ : pour cette dernière correction, nous estimons le rapport continuum/signal du ψ à environ 20% pour les π^- et 10% pour les π^+ et nous soustrayons la contribution du continuum telle qu'elle est observée dans les intervalles de masse [1.9, 2.7] et [3.5, 5.7] GeV/c^2 .

La figure 36 montre les distributions en x_F du ψ obtenues dans

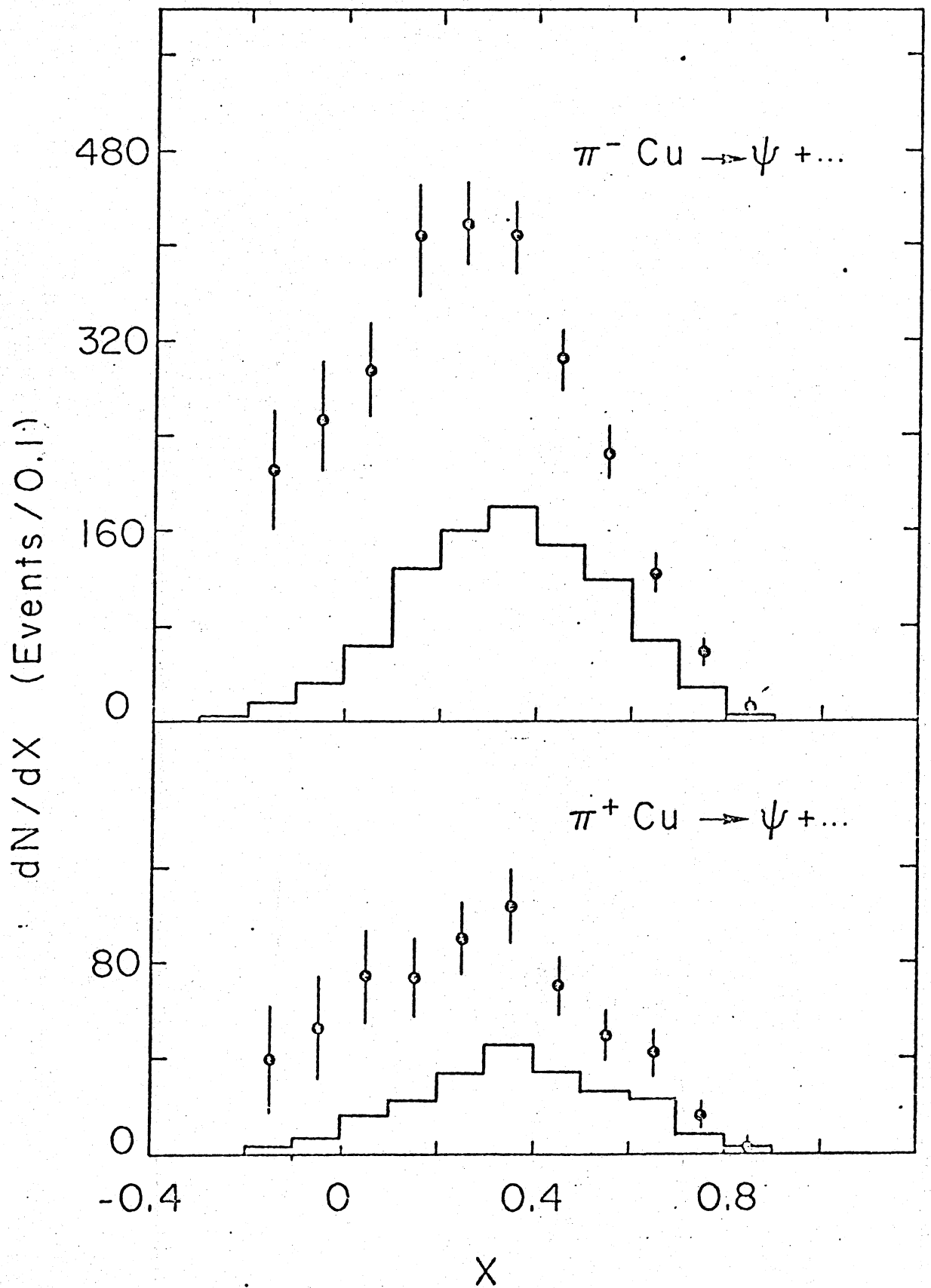


FIG. 35

l'expérience II pour les π^- (fig. 36) et les π^+ (fig. 36 bis), exprimées en nanobarn/0.1 unité de x_F /noyau W. Les corrections aux nombres d'événements observés sont à nouveau dues à l'acceptance et à l'effet des interactions secondaires et du continuum sous le ψ . Nous n'avons pas tenu compte de l'erreur de normalisation absolue ; les erreurs indiquées sur les points expérimentaux sont purement statistiques.

La statistique accrue de l'expérience II nous permet d'avoir une meilleure précision, notamment en ce qui concerne les valeurs négatives de x_F .

Nous observons une dissymétrie de la distribution $\frac{d\sigma}{dx_F}$ induite par les pions par rapport à l'axe $x_F=0$ comme on peut s'y attendre compte tenu de la différence entre les fonctions de structure du pion et du nucléon. Le maximum de la distribution se trouve aux alentours de $x_F \approx 0.15$.

Nous ajustons successivement les courbes expérimentales $\frac{d\sigma}{dx_F}$ (fig. 36) et $E^* \frac{d\sigma}{dx_F}$ pour les π^+ et les π^- par les expressions suivantes :

$$E^* \frac{d\sigma}{dx_F} = A (0.9 - x_F)^a$$

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = B (0.9 - x_F)^b$$

où E^* est l'énergie du ψ dans le système du centre de masse et où 0.9 est la valeur maximum que peut prendre x_F en raison de la définition que nous avons adoptée pour cette variable. Les résultats des ajustements pour les valeurs de $x_F > 0.25$ sont présentés et comparés aux résultats cités dans d'autres expériences (table 13). La valeur de 0.25 a été choisie pour s'affranchir des effets du maximum dans la distribution de x_F .

Nous pouvons faire deux remarques :

-la paramétrisation de la forme $(0.9 - x_F)^a$ ne conduit pas exactement au même exposant qu'une paramétrisation en $(1 - x_F)^a$;

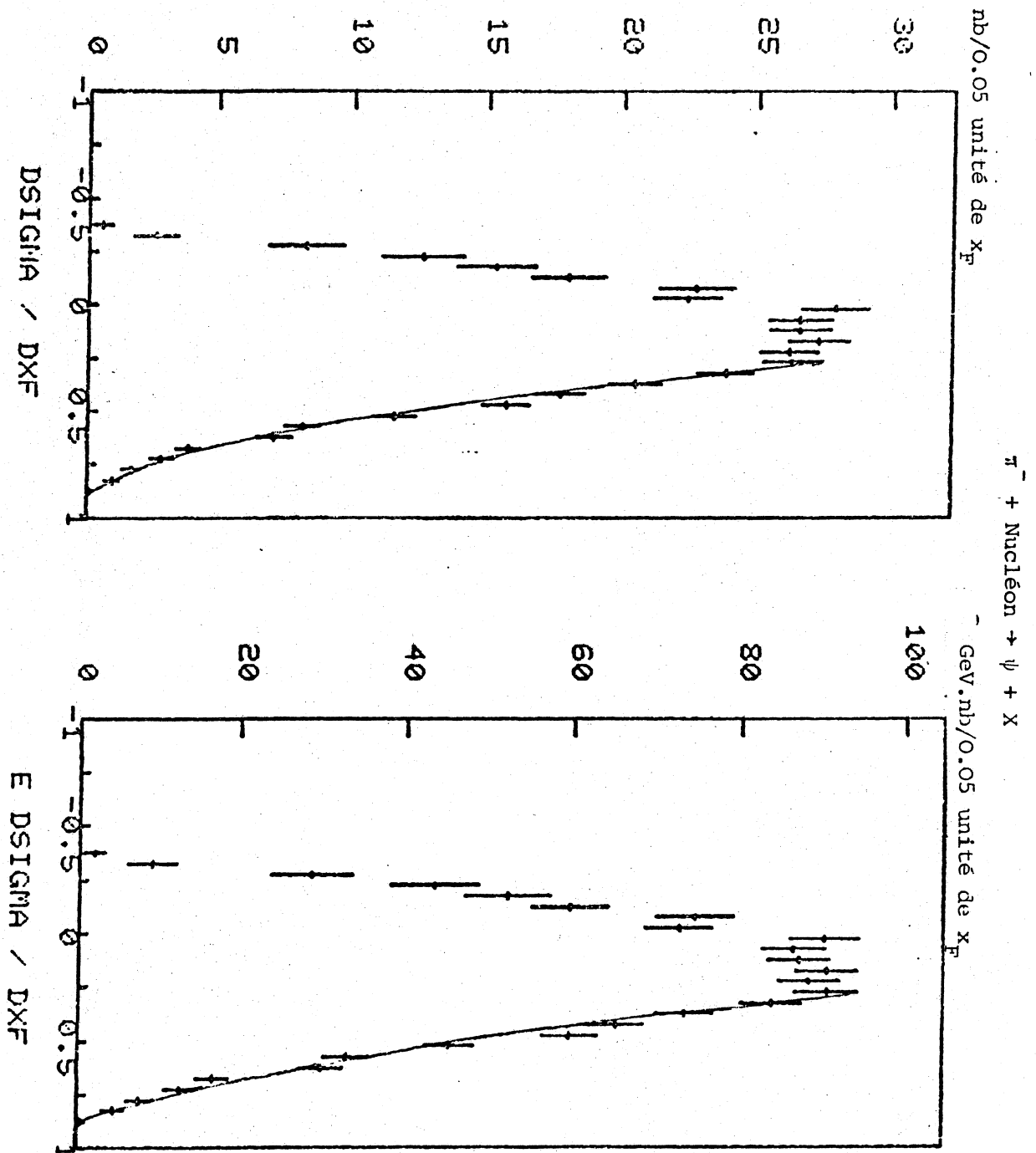


Fig. 36

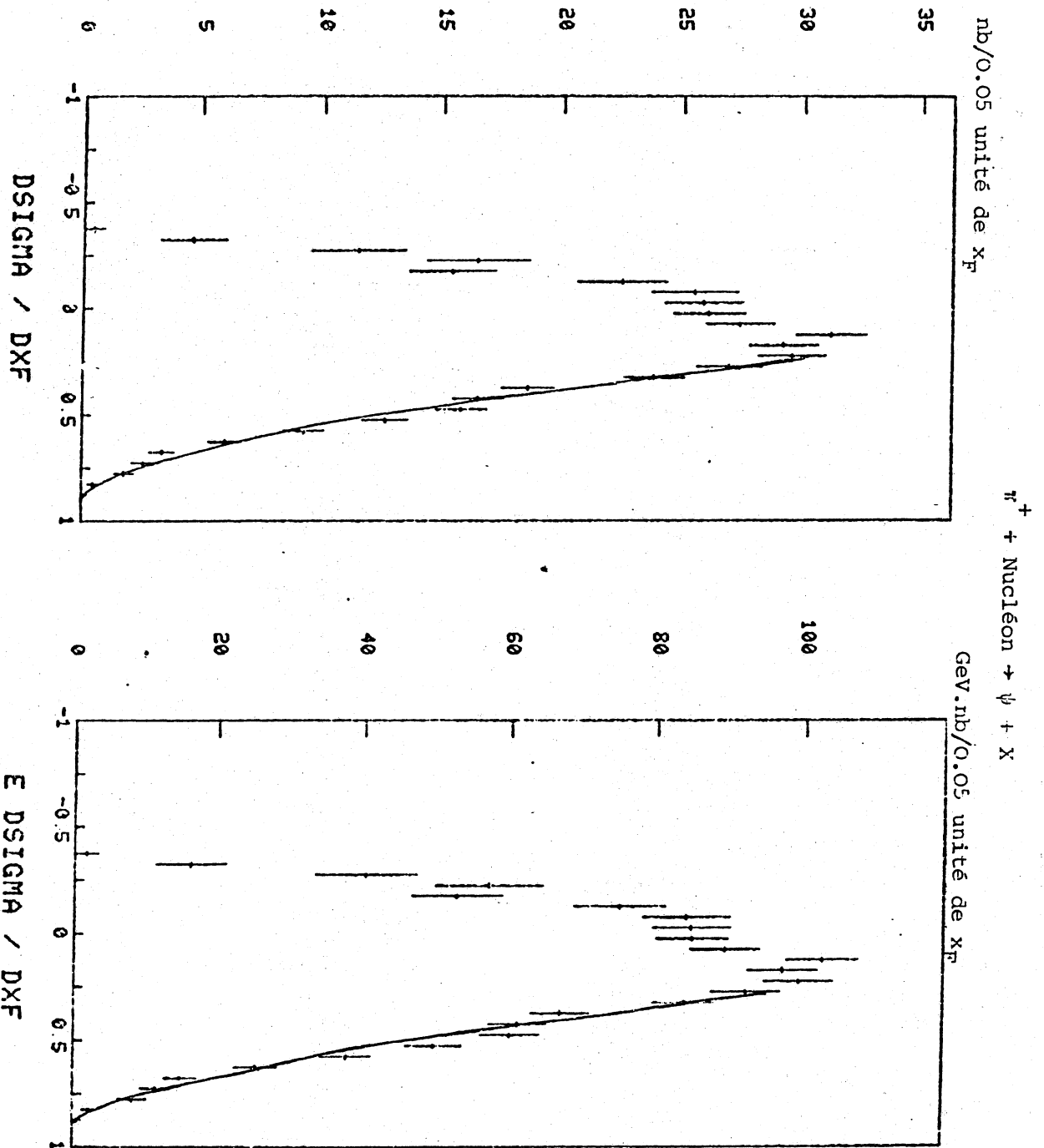


Fig. 36 bis

Expérience	$\sqrt{s}$ GeV	Faisceau et cible	Ajustement		
			domaine de x_F	forme ajustée	paramètres obtenus
notre expérience	8.64	$\pi^- W$	$x_F > 0.25$	$d\sigma/dx_F \propto (0.9 - x_F)^a$	$a = 1.63 \pm 0.05$
				$E^* d\sigma/dx_F \propto (0.9 - x_F)^b$	$b = 1.44 \pm 0.05$
		$\pi^+ W$	$x_F > 0.25$	$d\sigma/dx_F \propto (0.9 - x_F)^a$	$a = 1.70 \pm 0.07$
				$E^* d\sigma/dx_F \propto (0.9 - x_F)^b$	$b = 1.49 \pm 0.07$
GJ Blunar[39]	20	$\pi^- Fe$	$x_F > 0.5$	$d\sigma/dx_F \propto e^{-\alpha x}$	$= 6.2 \pm 0.8$
JG Branson	20.8	$\pi^- C$	$x_F > 0.$	$E d\sigma/dx_F \propto (1 - x_F)^b$	$b = 1.93 \pm 0.2$
		$\pi^+ C$			$b = 1.33 \pm 0.21$
		$\pi^+ Sn$			$b = 1.50 \pm 0.28$
Yu. Bushnin [50]	7.4	$\pi^- Cu$	$x_F > 0.$	$\frac{E}{P} \frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1+x_F)^{n_1} (1-x_F)^{n_2}$	$n_1 = 7.0 \begin{smallmatrix} +1.9 \\ -1.6 \end{smallmatrix}$ $n_2 = 2.8 \begin{smallmatrix} +1.0 \\ -0.8 \end{smallmatrix}$
	8.8				$n_1 = 4.0 \pm 1.7$ $n_2 = 1.8 \begin{smallmatrix} +0.8 \\ -0.7 \end{smallmatrix}$
M.A Abo- lins [52]	17	$\pi^- Be$	$x_F > -0.2$	$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_0 - x_F)^c$	$c = 2.5 \pm 0.13$ $x_0 = 0.18 \pm 0.01$
K.J. Anderson[53] G.E. Hogan	20.8	$\pi^- C$	$x_F > 0.2$	$E \frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^b$	$b = 1.65 \pm 0.04$ $a = 2.22 \pm 0.5$
		$\pi^+ C$		$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^a$	$b = 1.75 \pm 0.06$ $a = 2.34 \pm 0.07$
		$\pi^- Cu$			$b = 1.78 \pm 0.04$ $a = 2.38 \pm 0.05$
		$\pi^+ W$			$b = 1.70 \pm 0.03$ $a = 2.25 \pm 0.04$
J. Badier [56]	20	$\pi^- Pt$	$x_F > 0.2$	$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^a$	$a = 2.98 \pm 0.03$

Table 13 Présentation des ajustements de la section efficace différentielle $d\sigma/dx_F$ pour pions et comparaison avec les autres expériences.

-de telles paramétrisations n'ont de toute façon pas une interprétation physique très évidente dans le cadre du modèle des quarks ; ceci est dû à la complexité de la relation entre x_F et les x_1 et x_2 de Bjorken des constituants qui produisent le ψ et au mélange de plusieurs constituants et de plusieurs mécanismes dans la production (sauf le cas d'une collision proton-proton à haute énergie si un seul type de constituants prédominait la production).

On s'attend néanmoins à un exposant a plus proche de 1 à basse énergie qu'à haute énergie compte tenue de l'importance plus grande des quarks de valence à basse énergie et de la fonction de structure de ceux-ci dans le pion. On observe effectivement que l'exposant a a passé de :

$$\begin{aligned} 1.63 \pm 0.05 \quad (\sqrt{s} = 8.6 \text{ GeV}, \pi^- W) & \text{ dans notre expérience à} \\ 2.38 \pm 0.05 \quad (\sqrt{s} = 20.8 \text{ GeV}, \pi^- \text{Cu}) & \text{ à FNAL [53]} \\ 2.98 \pm 0.03 \quad (\sqrt{s} = 20. \text{ GeV}, \pi^- \text{Pt}) & \text{ à NA3 [56] .} \end{aligned}$$

Nous présentons sur la figure 37 les distributions $d\sigma/dx_F$ obtenues pour les particules rares K^+ , p et $\bar{p}$. La figure 38 permet la comparaison directe de $d\sigma/dx_F$ entre ces particules rares et les π^- puisqu'on y présente les rapports

$$\frac{d\sigma/dx_F \text{ (H + nucléon} \rightarrow \psi + X)}{d\sigma/dx_F \text{ (}\pi^- + \text{nucléon} \rightarrow \psi + X)}$$

avec une normalisation arbitraire. On observe que les K^- présentent une distribution comparable à celle des π^- alors que les antiprotons et les protons montrent une variation plus abrupte de leur distribution. Ces comportements sont prédits par le modèle des quarks, qui prédit aussi une distribution $d\sigma/dx_F$ pour les K^+ comparable au premier ordre à celle du π^- si on suppose que les fonctions de structure des kaons ne sont pas très différentes de celles des pions. La statistique est cependant trop faible pour conclure de façon nette pour les K^+ et pour tenter une paramétrisation de ces rapports en fonction de x_F pour les particules rares.

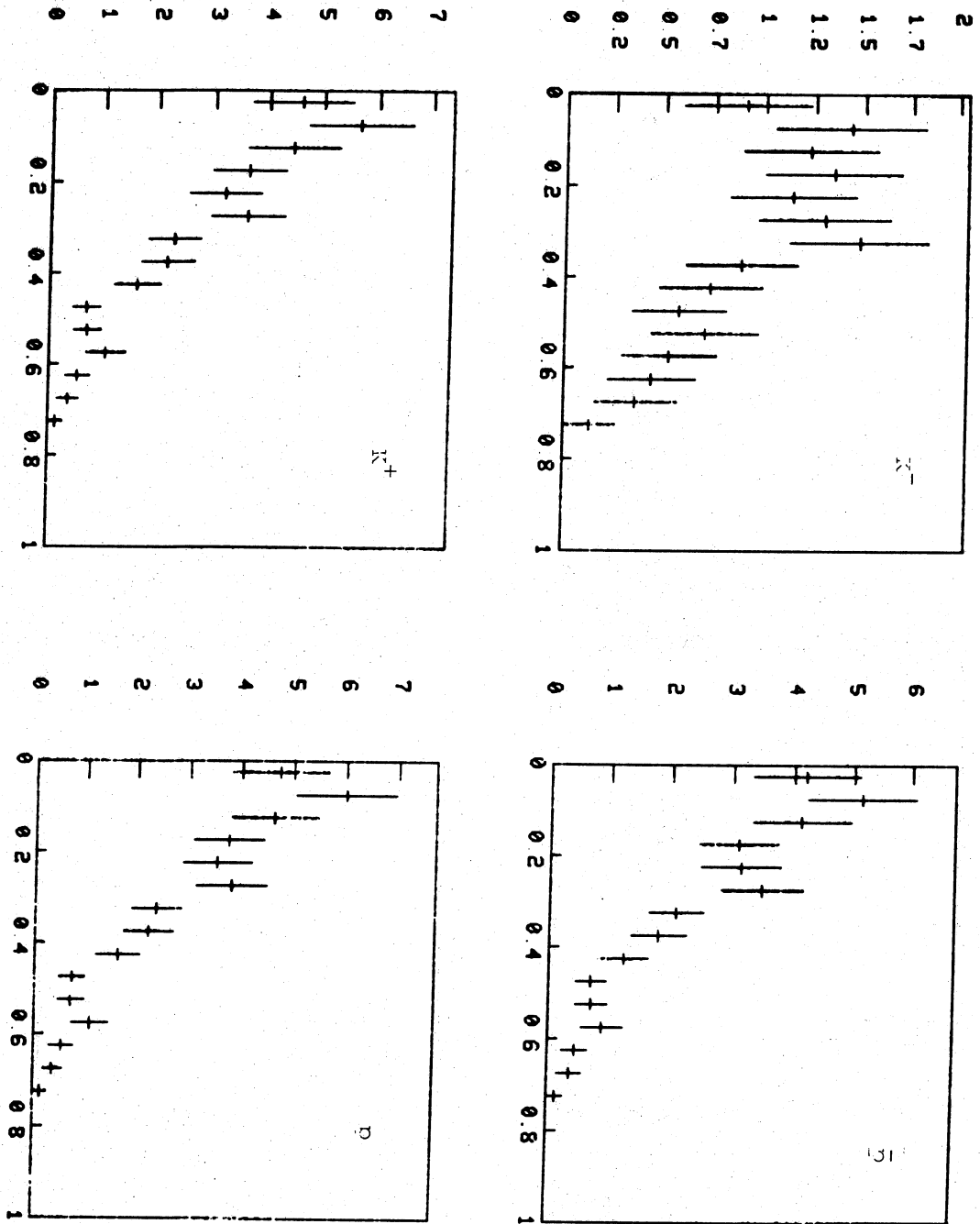


Fig. 37, $\frac{d\sigma}{dx_F}$ (H + nucleon $\rightarrow \psi + X$)

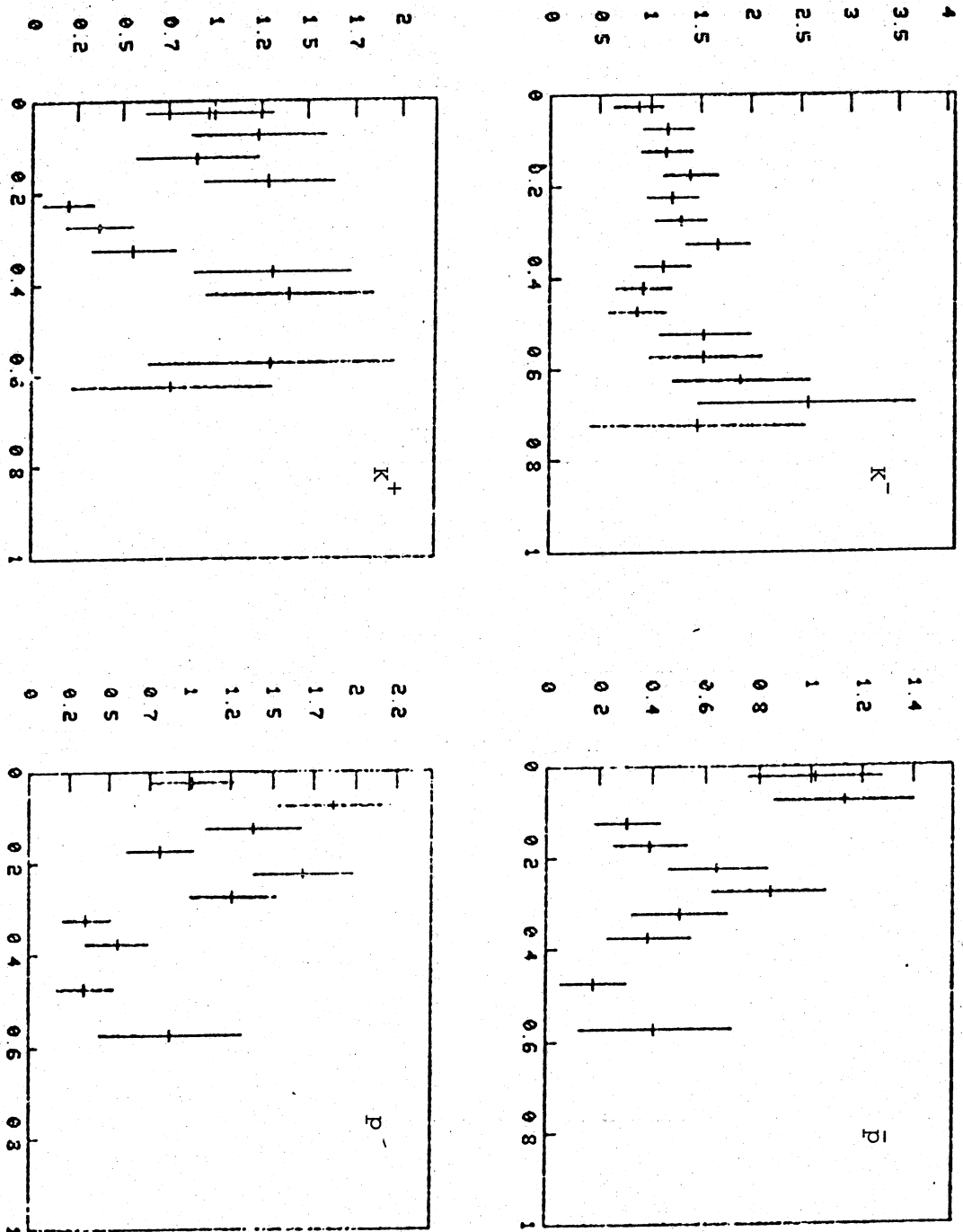


Fig. 38 $\frac{d\sigma/dx_F}{d\sigma/dx_F}(\pi^- + \text{nucleon} \rightarrow \psi + X)$

V. VARIATION DE LA SECTION EFFICACE EN FONCTION DE p_T

Les figures 39 à 40 présentent respectivement les distributions $\frac{dN}{dp_T^2}$ pour $\pi^\pm$ obtenues dans l'expérience I, $\frac{d\sigma}{dp_t^2} (\pi^- + \text{nucléon} \rightarrow \Psi + X)$ et $\frac{d\sigma}{dp_T^2} (\pi^+ + \text{nucléon} \rightarrow \Psi + X)$ pour $x_F > -0.5$ dans l'expérience II.

Dans tous les cas nous paramétrisons les distributions obtenues par une expression du type

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \propto \exp(-B p_T^2)$$

L'ajustement de cette expression sur les données expérimentales conduit aux valeurs de B suivantes

		π^-	π^+
expérience I	$x_F > 0.$	1.300 ± 0.1	1.5 ± 0.1
expérience II	$x_F > 0.$	1.21 ± 0.02	1.20 ± 0.02
expérience III	$x_F > -0.5$	1.15 ± 0.02	1.16 ± 0.02

Ce coefficient B permet de calculer $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$.

Nous indiquons ces quantités dans la table 14 afin de les comparer aux valeurs obtenues dans les autres expériences.

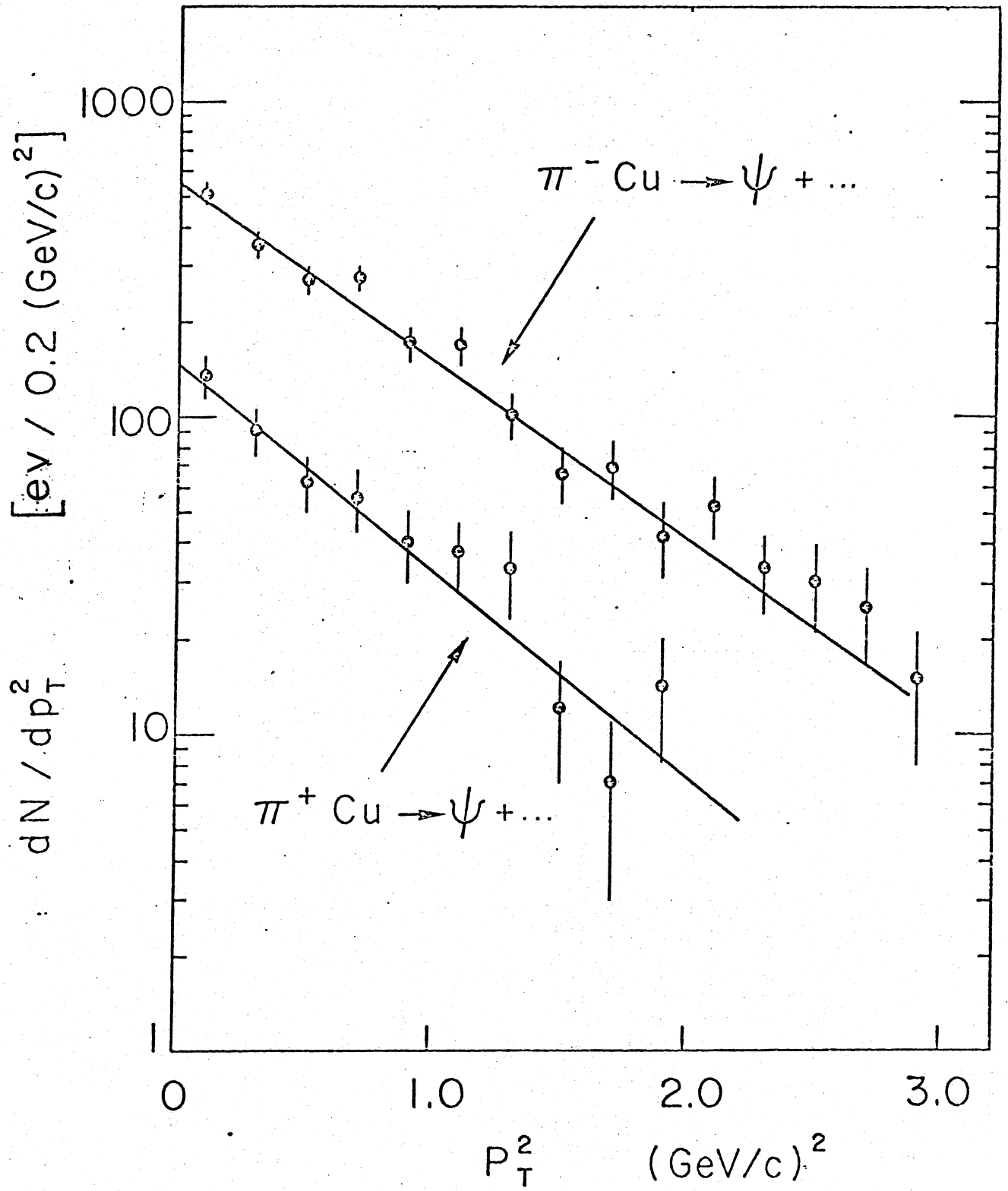


Fig. 39

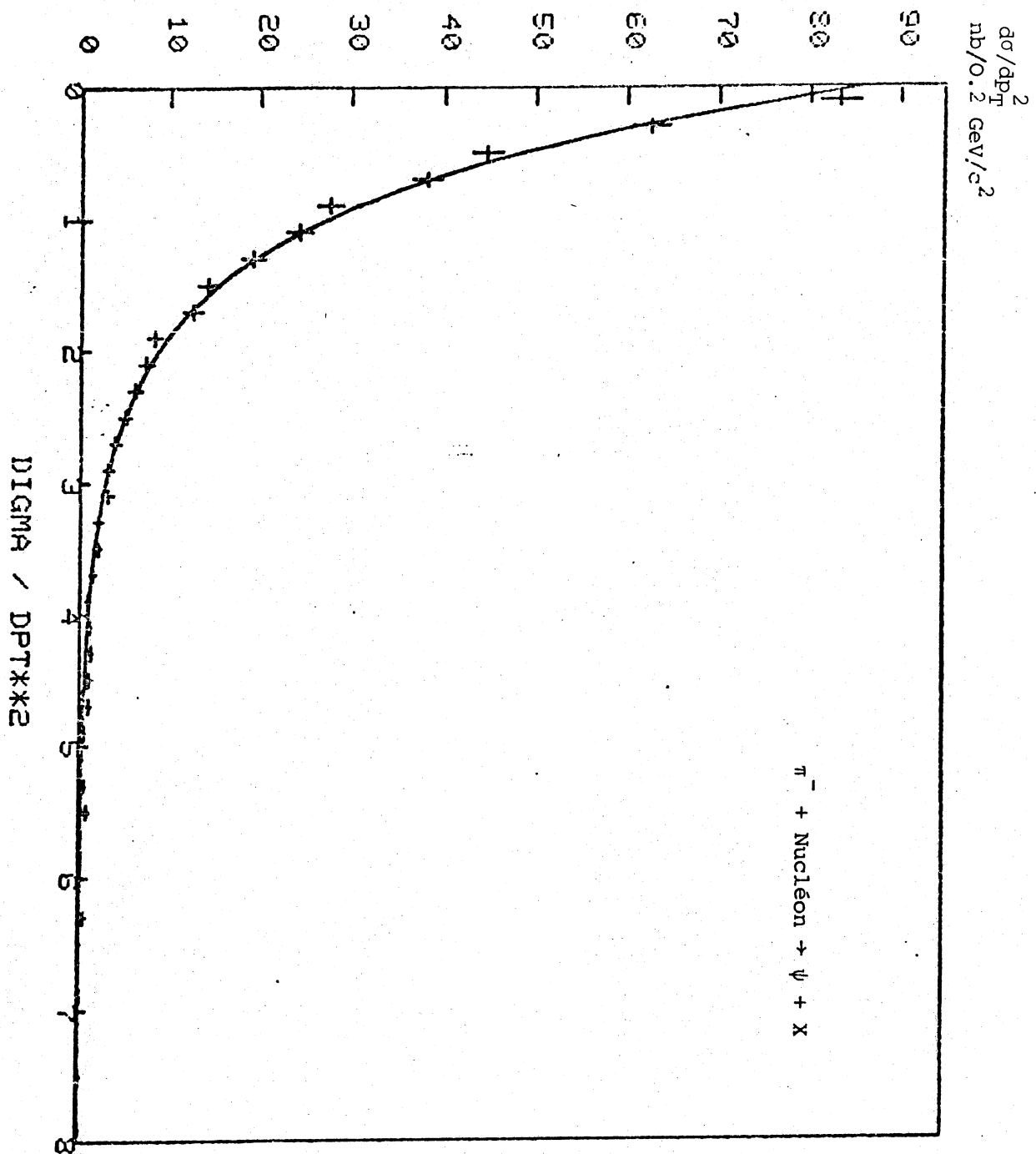


Fig. 40

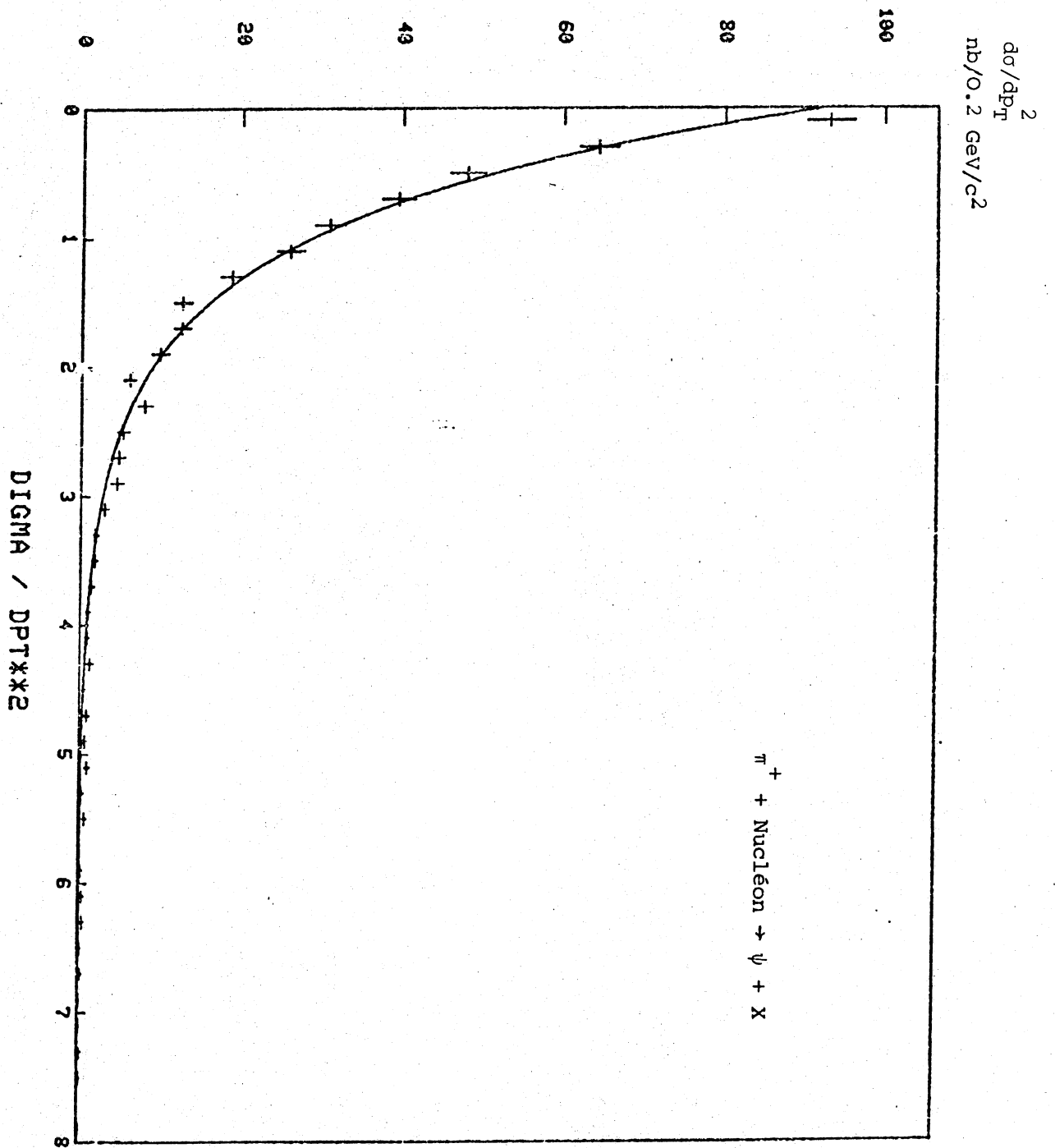


Fig. 40 bis

Expérience	$\sqrt{s}$ GeV	Faisceau et cible	$\langle p_T \rangle$ GeV/c	$\langle p_T^2 \rangle$ GeV ² /c ²
notre I expérience II	8.64	π^- Cu	0.78 ± 0.03	0.77 ± 0.06
		π^+ Cu	0.72 ± 0.05	0.67 ± 0.09
		π^- W	0.83 ± 0.01	0.87 ± 0.02
		π^+ W	0.82 ± 0.01	0.86 ± 0.02
G.J. Blunar [30]	20	π^- Fe	1.25 ± 0.16	
K.J. Anderson[41]	16.8	π^+ Be	0.96 ± 0.12	
Yu.Bushnin [50]	7.1	π^- Cu	0.70 ± 0.1	0.63 ± 0.25
	8.7		0.75 ± 0.1	0.72 ± 0.15
M.A.Abolins[52]	17.3	π^- Be	1.00 ± 0.02	
K.J.Anderson[53]	20.8	π^- C ou W	1.05 ± 0.10	1.47 ± 0.10
		π^+ C ou W	1.01 ± 0.10	1.33 ± 0.10
J.Badier [56]	20	π^- Pt	1.12 ± 0.01	1.70 ± 0.03
		π^+ Pt	1.12 ± 0.01	1.66 ± 0.03
	23.0	π^- Pt	1.18 ± 0.01	1.86 ± 0.02

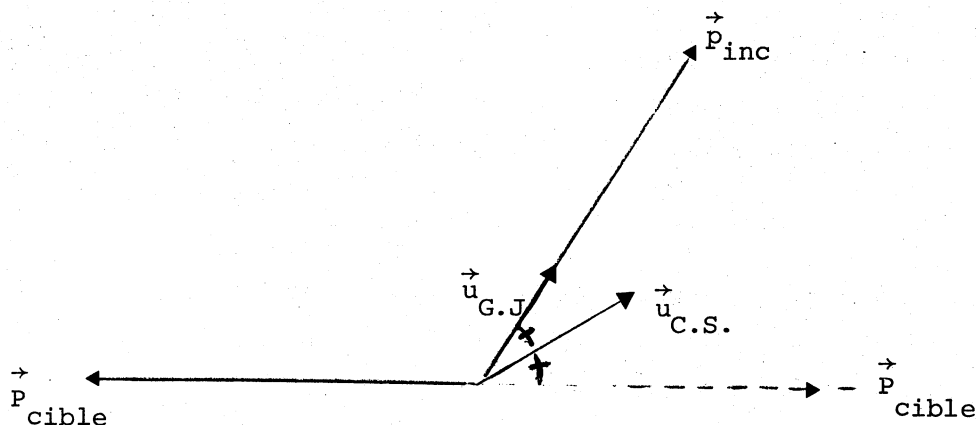
Table 14

Cette table met en évidence un comportement comparable pour les π^+ et les π^- et une croissance de la valeur moyenne de l'impulsion transverse en fonction de l'énergie qui passe de 0.7 ± 0.1 GeV/c ($\sqrt{s} = 7.1$ GeV) à 1.18 ± 0.01 ($\sqrt{s} = 23$ GeV) dans le domaine en énergie couvert par les expériences.

VI. DISTRIBUTION ANGULAIRE DU ψ

Il y a plusieurs façons de définir les axes dans le système de référence où le ψ est au repos. Le choix usuel est celui de Gottfried-Jackson où l'axe de référence est pris le long du vecteur impulsion de la particule incidente. Ce système de référence est bien adapté à l'étude de la production du ψ si on suppose que la direction des quarks coïncide avec celle du faisceau incident. [78]

Le moment transverse des quarks à l'intérieur des hadrons peut cependant introduire des effets de dispersion supplémentaires puisque la direction du faisceau et des quarks qui s'annihilent ne coïncident alors plus. Collins et Soper ont alors proposé un système dans lequel l'axe de référence est la bissectrice de l'angle entre le faisceau incident et le vecteur opposé au vecteur impulsion de la cible (cf. schéma ci-dessous). [79]



Définition des axes de Gottfried-Jackson et de Collins-Soper dans le système de référence où le dimuon est au repos.

soient donc $\theta_{G.J.}^*$ et $\theta_{C.S.}^*$ les angles entre l'un des dimuons et l'axe de référence de Gottfried-Jackson et Collins-Soper respectivement. Nous présentons la distribution des événements en fonction de ces deux variables pour les π^+ et les π^- dans la figure 41 ($x_F > 0$). L'acceptance

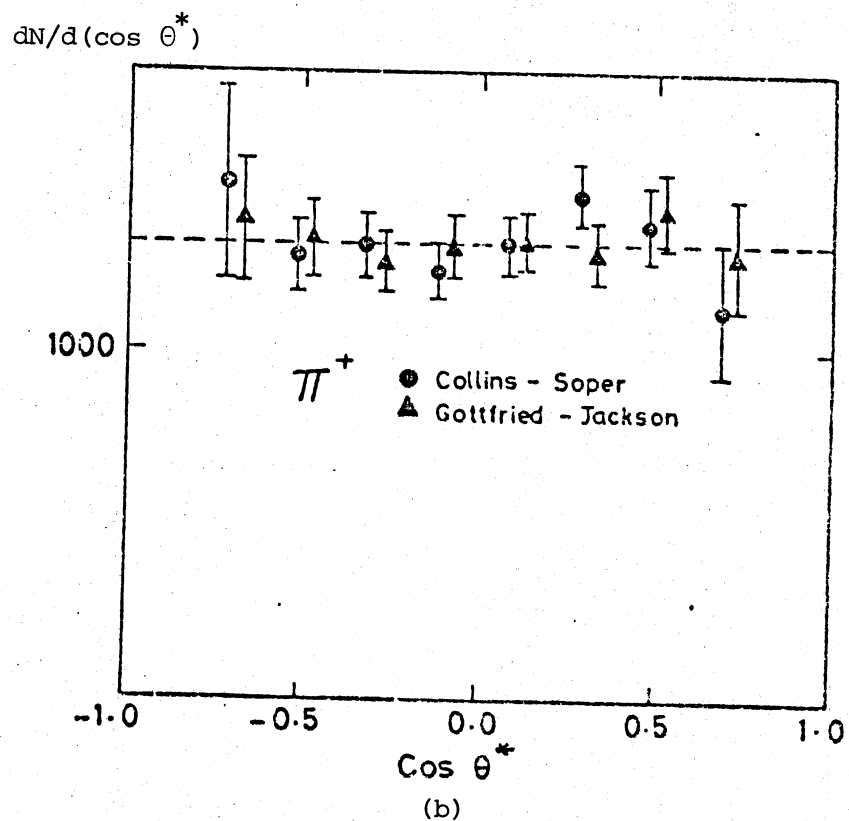
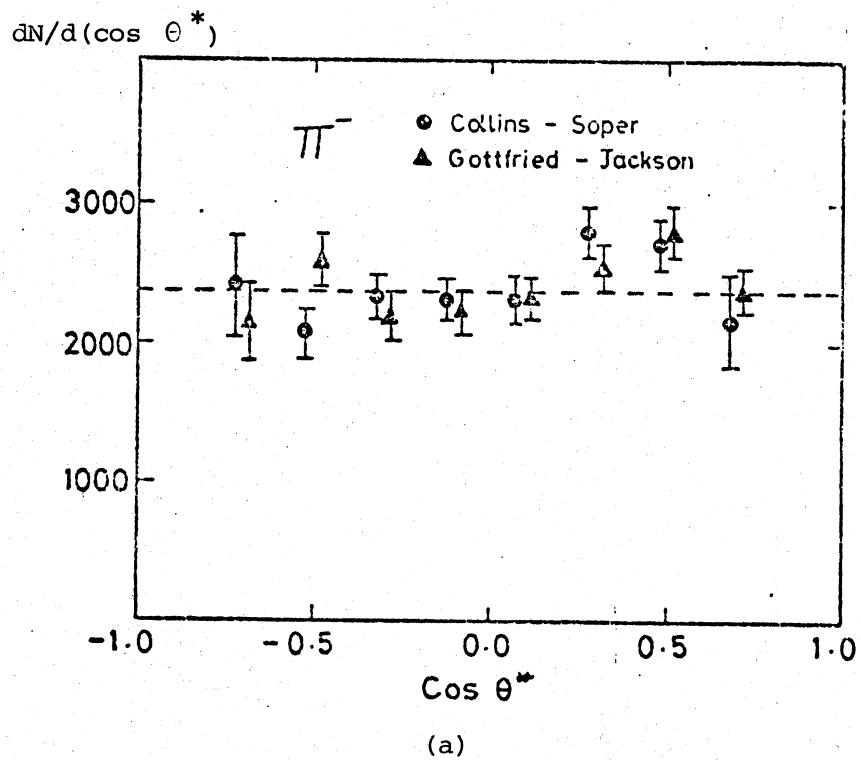


Fig.41 Distribution angulaire de désintégration du $\psi(x_F > 0)$
a) π^- incidents b) π^+ incidents

a été calculée en supposant une distribution plate en ϕ et en tenant compte de l'effet de dispersion causé par la diffusion multiple aux grandes valeurs de $\cos \theta^*$. L'ajustement sur les données expérimentales d'une expression de la forme

$$\frac{dN}{d(\cos \theta^*)} \propto 1 + \alpha \cos^2 \theta^*$$

conduit aux valeurs de α suivantes :

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{C.S.}} &= - .073 \pm .183 & (\pi^-) \\ & .007 \pm .210 & (\pi^+) \\ \\ \alpha_{\text{G.J.}} &= .161 \pm .161 & (\pi^-) \\ & .109 \pm .191 & (\pi^+) \end{aligned}$$

compatibles avec une distribution isotrope en $\cos \theta^*$ telle qu'elle a déjà été observée dans d'autres expériences.

C H A P I T R E X

DISCUSSION DE MODELES THEORIQUES

Cette discussion porte seulement sur les mécanismes de production du ψ faisant intervenir les constituants des hadrons, quarks et gluons. Ce choix est le plus attrayant en raison de l'hypothèse de constitution particulièrement simple du ψ en un état lié quark charmé - antiquark charmé qui permet d'interpréter avec un succès remarquable la spectroscopie du charmonium.

Les constituants des hadrons que nous considérons sont les quarks appelés "légers" ou "anciens" (notés u , d et s), les quarks charmés (notés c) et les gluons (notés g). Les trois mécanismes capables de donner naissance à un ψ sont alors l'annihilation d'un quark léger et d'un antiquark de même saveur, l'annihilation d'un quark et d'un antiquark charmés et la fusion de deux gluons : chacun de ces mécanismes peut intervenir avec une intensité différente qui dépend de la nature du vertex d'interaction entre constituants.

Pour déterminer les intensités de couplage relatives à chacun des mécanismes considérés à partir des données expérimentales, il faut connaître les fonctions de structure des constituants (c'est-à-dire la probabilité de

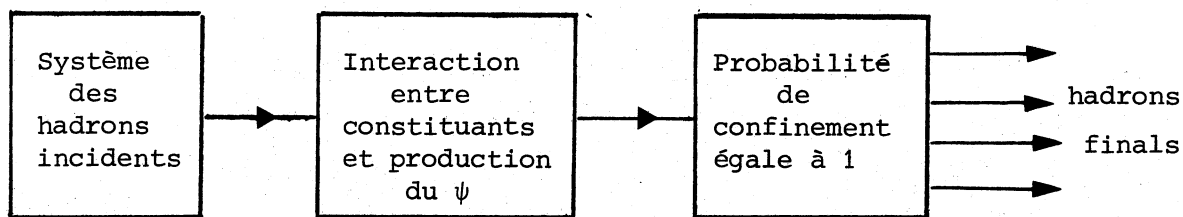
trouver un constituant donné avec une certaine fraction d'impulsion longitudinale du hadron); celles-ci sont connues avec plus ou moins de précision suivant la nature du constituant et du hadron considérés.

Nous passons en revue divers modèles théoriques qui rendent compte de la production du ψ ; la plupart d'entre eux associent deux mécanismes possibles de production (quarks légers + quarks charmés ou quarks légers + gluons). Nous indiquons également quelles sont les diverses hypothèses qui sont faites concernant la nature du vertex de l'interaction pour chacun des mécanismes.

Nous nous proposons enfin de déterminer les contributions relatives de chacun des mécanismes dans la production du ψ en supposant connues les fonctions de structure et en ajustant les intensités de couplage de façon à rendre compte au mieux de nos données expérimentales, à savoir sections efficaces totales induites par les six particules incidentes dont nous disposons et sections efficaces différentielles induites par pions incidents.

I - MODELES DES CONSTITUANTS

Les modèles de production du ψ en termes de constituants sont tous basés sur le schéma suivant :



le système des hadrons incidents est décomposé en termes de ses constituants; certains d'entre eux vont interagir pour produire le ψ ; les constituants restants vont obligatoirement se "rhabiller" en hadrons (hypothèse du confinement), sans perturber de façon significative le ψ préalablement formé.

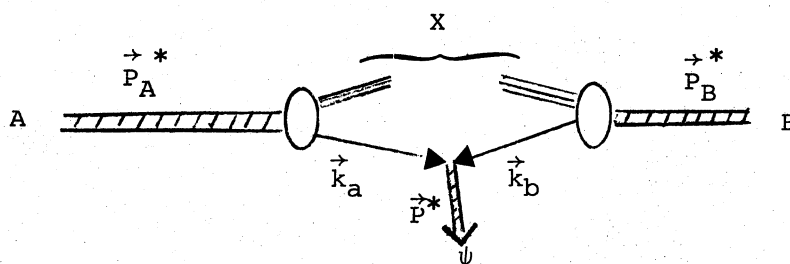
Au prix de diverses hypothèses que nous introduisons ci-dessous on parvient à une cinématique des constituants particulièrement simples; la connaissance des fonctions de structure permet alors d'obtenir des expressions des sections efficaces différentielles et totales pour chacun des mécanismes considérés qui ne dépendent alors plus que des intensités des couplages.

1. CINEMATIQUE DES CONSTITUANTS.

Nous considérons la réaction inclusive :

$$\text{hadron A} + \text{hadron B} \rightarrow \psi + X$$

soient a et b les constituants, issus respectivement des hadrons A et B, qui sont responsables de la production du ψ .



Soient $\vec{k}_a = \vec{k}_{\parallel a} + \vec{k}_{\perp a}$ et $\vec{k}_b = \vec{k}_{\parallel b} + \vec{k}_{\perp b}$ les impulsions des constituants a et b dans le système du centre de masse de la réaction et soient m_a et m_b leurs masses respectives. On détermine alors l'énergie et l'impulsion du ψ dans le système du centre de masse, soit :

$$E^* = E_a + E_b = \sqrt{k_a^2 + m_a^2} + \sqrt{k_b^2 + m_b^2}$$

$$\vec{P}^* = \vec{k}_a + \vec{k}_b$$

Comme nous l'avons défini dans le schéma général du modèle des constituants nous supposons ici que l'énergie et l'impulsion des constituants sont entièrement transmises au ψ produit; nous devrons revenir sur cette hypothèse lors de l'examen des sections efficaces différentielles du ψ .

Nous ajoutons à cela les hypothèses simplificatrices qui conduisent au "modèle naïf" des constituants et qui permettent d'établir des relations simples entre les paramètres cinématiques des constituants et ceux du ψ ; ces hypothèses sont les suivantes :

- les composantes transverses des impulsions des constituants a et b sont faibles devant leurs composantes longitudinales :

$$|\vec{k}_{\perp a}| \ll |\vec{k}_{\parallel a}| \quad \text{et} \quad |\vec{k}_{\perp b}| \ll |\vec{k}_{\parallel b}|$$

- les masses des constituants sont petites devant leurs impulsions :

$$m_a \ll k_a \quad \text{et} \quad m_b \ll k_b$$

On obtient ainsi :

$$\begin{aligned} E^* &\simeq k_{\parallel a} + k_{\parallel b} \\ \vec{P}^* &\simeq \vec{k}_{\parallel a} + \vec{k}_{\parallel b} \end{aligned}$$

Définissons alors les quantités x_a et x_b comme étant les fractions d'impulsion longitudinales emportées par les constituants a et b relatives aux hadrons initiaux A et B :

$$x_a = \vec{k}_{\parallel a} / \vec{P}_A^* \quad \quad x_b = \vec{k}_{\parallel b} / \vec{P}_B^*$$

On obtient ainsi :

$$E^* = x_a P_A^* + x_b P_B^* = (x_a + x_b) P_A^* \approx (x_a + x_b) \frac{\sqrt{s}}{2}$$

$$\vec{P}_{||}^* = x_a \vec{P}_A^* + x_b \vec{P}_B^* = (x_a - x_b) \vec{P}_A^*$$

Dans l'expression de l'énergie que nous avons écrite ci-dessus, nous avons négligé la masse des hadrons incidents devant leurs impulsions : en effet l'énergie totale disponible dans la réaction s'écrit :

$$\sqrt{s} = E_A^* + E_B^* = \sqrt{m_A^2 + P_A^{*2}} + \sqrt{m_B^2 + P_B^{*2}}$$

$$\approx P_A^* + P_B^* = 2 P_A^* \quad \text{si} \quad m_A \ll P_A^* \text{ et } m_B \ll P_B^*$$

On a aussi :

$$P_{||}^* = (x_a - x_b) P_A^* \approx (x_a - x_b) \frac{\sqrt{s}}{2}$$

Nous voyons ainsi que l'énergie E^* du ψ et le module de son impulsion longitudinale $P_{||}^*$ dans le système du centre de masse sont reliés simplement aux fractions d'impulsion longitudinale des constituants ayant produit le ψ .

En évaluant :

$$E^{*2} \approx (x_a + x_b)^2 \frac{s}{4}$$

$$= P^{*2} + M^2 \approx (x_a - x_b)^2 \frac{s}{4} + M^2 \quad (M = \text{masse du } \psi)$$

on obtient la relation :

$$x_a x_b = \frac{M^2}{s}$$

X.1

le signe d'égalité, bien entendu, n'étant valable qu'avec les hypothèses simplificatrices décrites en haut.

En introduisant enfin la variable x_F de Feynman pour le ψ définie comme suit :

$$x_F = 2 \frac{p_{||}^*}{\sqrt{s}}$$

nous avons la relation

$$\boxed{x_a - x_b = x_F} \quad \text{X.2}$$

de sorte que x_a et x_b sont définis de façon biunivoque à partir des grandeurs mesurables s

$$\boxed{x_a(x_b) = \pm \frac{x_F}{2} + \sqrt{\frac{M^2}{s} + \frac{x_F^2}{4}} \quad \text{X.3}$$

2. LES FONCTIONS DE STRUCTURE.

La fonction de structure d'un constituant h dans le hadron H représente la densité de probabilité de trouver ce constituant h dans le hadron H considéré avec une fraction d'impulsion longitudinale x à dx près. Elle est notée :

$$f_h^H(x)$$

Nous verrons dans l'expression de la section efficace de production du ψ que la quantité qui intervient directement n'est pas $f_h^H(x)$ mais

$$F_h^H(x) = x f_h^H(x)$$

et c'est de cette fonction $F_h^H(x)$ que nous parlerons désormais, de préférence à la fonction de structure usuelle $f_h^H(x)$.

Les fonctions de structure sont déterminées expérimentalement, pour les quarks de valence et les quarks "légers" de la mer, par l'étude de la diffusion profondément inélastique lepton-hadron et celle de la production de dileptons hors des résonances (c'est-à-dire dans le continuum du spectre de masse des dileptons). Les fonctions de structure des constituants des kaons ainsi que celles des quarks charmés et des gluons ne sont pas encore connues expérimentalement et leur choix se fait à partir de suppositions théoriques plus ou moins bien étayées que nous énoncerons brièvement.

Nous utiliserons la notation suivante :

$$F_q^H(x) = V_q^H(x) + S_q^H(x)$$

$q = u, d, s$

$$F_c^H(x) = S_c^H(x)$$

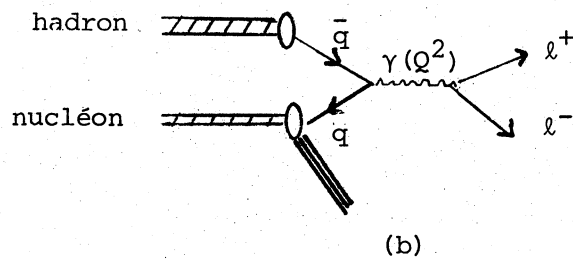
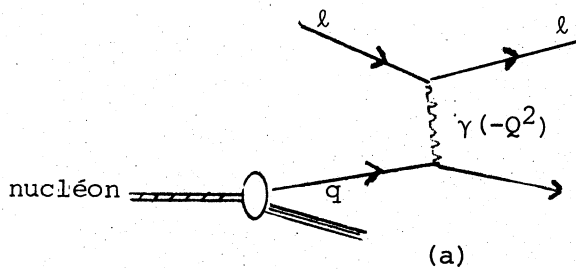
quarks charmés X.4

$$F_g^H(x) = G^H(x)$$

gluons.

a/ Fonctions de structure des nucléons.

Celles-ci sont tirées des données expérimentales de diffusion profondément inélastique lepton-hadron (schéma a) et de la production de dileptons par couplage électromagnétique dans les collisions hadroniques (schéma b).



Les résultats expérimentaux obtenus pour différents leptons incidents sur cibles lourdes ou cible d'hydrogène permettent en principe de séparer les contributions des quarks de valence et des quarks de la mer pour les protons et les neutrons. Les fonctions de structure ainsi obtenues varient lentement en fonction de la masse carrée du photon virtuel ($-Q^2$) mais nous pouvons prendre en première approximation les fonctions de structure obtenues pour $-Q^2 \lesssim M^2$ (M = masse du ψ), si on admet la similitude entre les mécanismes de diffusion inélastique et de production de dileptons via un photon virtuel (mécanisme de Drell-Yan) ou par l'intermédiaire d'un méson vecteur (production du ψ).

i/ En pratique, de nombreuses fonctions de structure relatives aux quarks légers sont proposées à partir des données expérimentales. Nous en citons quelques-unes dans la table X.1 ci-dessous qui sont utilisées par différents auteurs dans leurs prédictions théoriques (notées en référence). Ce tableau n'est pas exhaustif dans la mesure où nous ne recherchons pas dans cette étude à les déterminer expérimentalement mais plutôt à en choisir d'assez représentatives pour déduire une contribution relative des divers constituants dans la production du ψ à 40 GeV/c.

TABLE X.1

Groupe (a) :

$$\begin{aligned} v_u^p(x) &= 3.0 x^{0.6} (1-x)^3 \\ v_d^p(x) &= 1.72 x^{0.6} (1-x)^4 \\ s^p(x) &= 0.2 (1-x)^8 \end{aligned}$$

Groupe (b) : [12] Owens et al.

$$\begin{aligned} v_u^p(x) &= \sqrt{x} [5.707(1-x)^3 - 6.219(1-x)^5 + 4.57(1-x)^7 - 2.868(1-x)^9] \\ v_d^p(x) &= \sqrt{x} [2.994(1-x)^4 - 0.767(1-x)^5 + 1.89(1-x)^7 - 3.026(1-x)^9] \\ s^p(x) &= 0.019(1-x)^{5.5} + 0.007(1-x)^9 + 0.091(1-x)^{13} \end{aligned}$$

Groupe (c) : [4] Donnachie et al.

$$\begin{aligned} v_u^p(x) &= 1.98 \sqrt{x} (1-x)^2 & x < 0.2 \\ &= 6.90 x (1-x)^4 & x \geq 0.2 \\ v_d^p(x) &= v_p^u(x)/2 \\ s^p(x) &= 0.18 [1 - 0.99 \sqrt{x} (2 - 1.333 x + 0.4 x^2)] & x < 0.2 \\ &= 0.124 (1-x)^5 & x > 0.2 \end{aligned}$$

Sauf avis contraire, nous choisissons la paramétrisation du groupe a qui correspond à des exigences simples pour les quarks de valence :

- une dépendance proche de $\sqrt{x}$ à petit x
- une dépendance en $(1-x)^{2n-3}$ pour x grand, en accord avec les règles de comptage, où n est le nombre de quarks en présence;
- la normalisation est obtenue en considérant le nombre de quarks u (et d) dans le proton :

$$\int_0^1 \frac{v_u^p(x)}{x} dx = 2 \qquad \int_0^1 \frac{v_d^p(x)}{x} dx = 1 \qquad (X \ 5a)$$

La fonction de structure de la mer des nucléons est celle obtenue expérimentalement par Lederman de la forme $(1-x)^8$ avec une normalisation telle que les quarks emportent environ la moitié de l'impulsion totale du nucléon, soit :

$$\int_0^1 [v_u^p(x) + v_d^p(x) + 6 S^p(x)] dx \simeq 0.5 \qquad (X \ 5b)$$

où l'on a posé (hypothèse de symétrie SU(3)) :

$$S_u^p(x) = S_{\bar{u}}^p(x) = S_d^p(x) = S_{\bar{d}}^p(x) = S_s^p(x) = S_{\bar{s}}^p(x) = S^p(x) \qquad (X \ 5c)$$

Nous supposons aussi dans tous les cas la symétrie d'isospin :

$$\begin{aligned} v_u^p(x) &= v_d^n(x) & S^p(x) &= S^n(x) \\ v_d^p(x) &= v_u^n(x) \end{aligned} \qquad (X \ 5d)$$

ii/ Nous supposons que les quarks charmés ont une dépendance en x égale à celle des quarks légers de la mer mais qu'ils ont une normalisation plus petite d'un facteur r_c , où r_c est le coefficient de suppression :

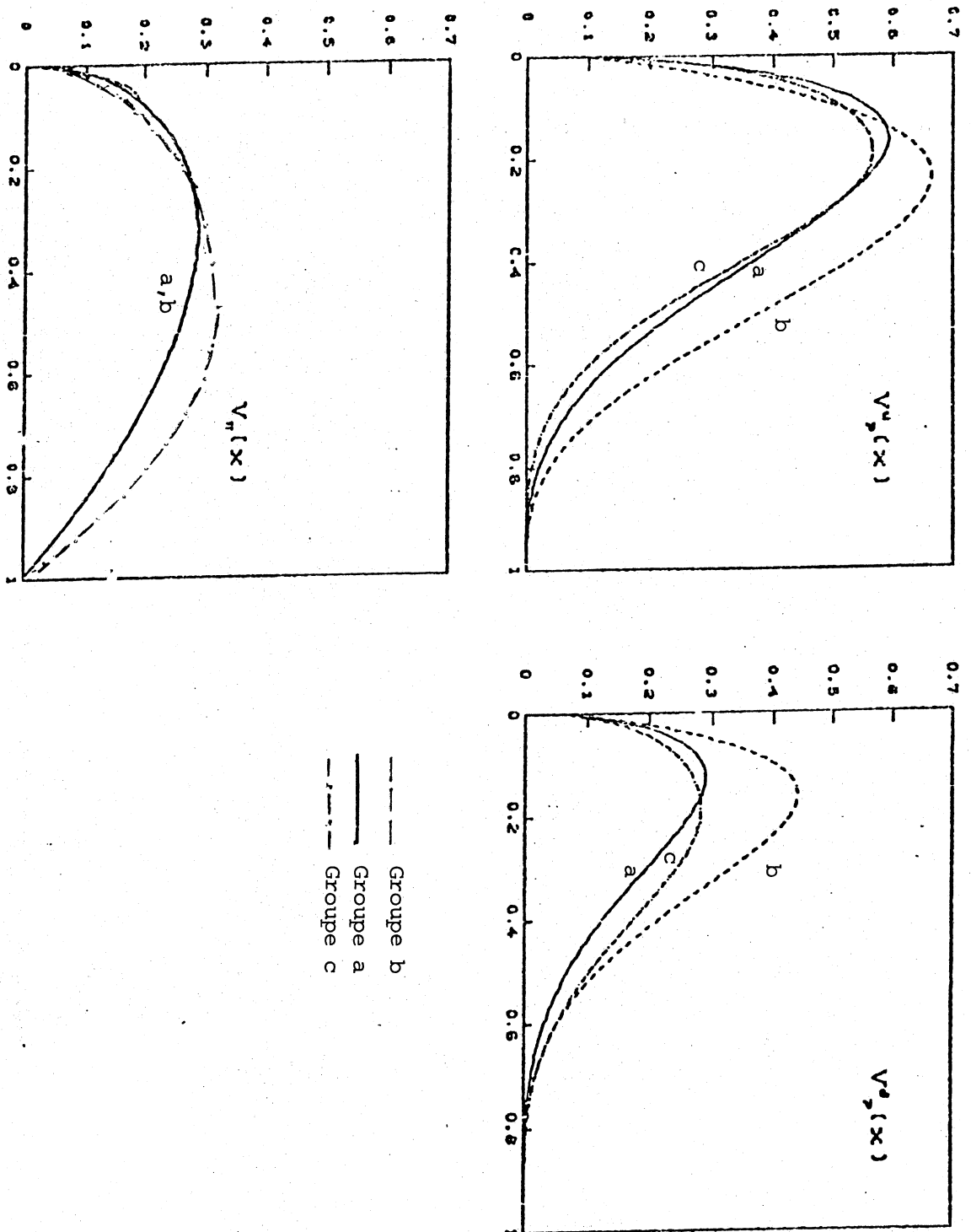


Fig. 42. FONCTIONS DE STRUCTURE

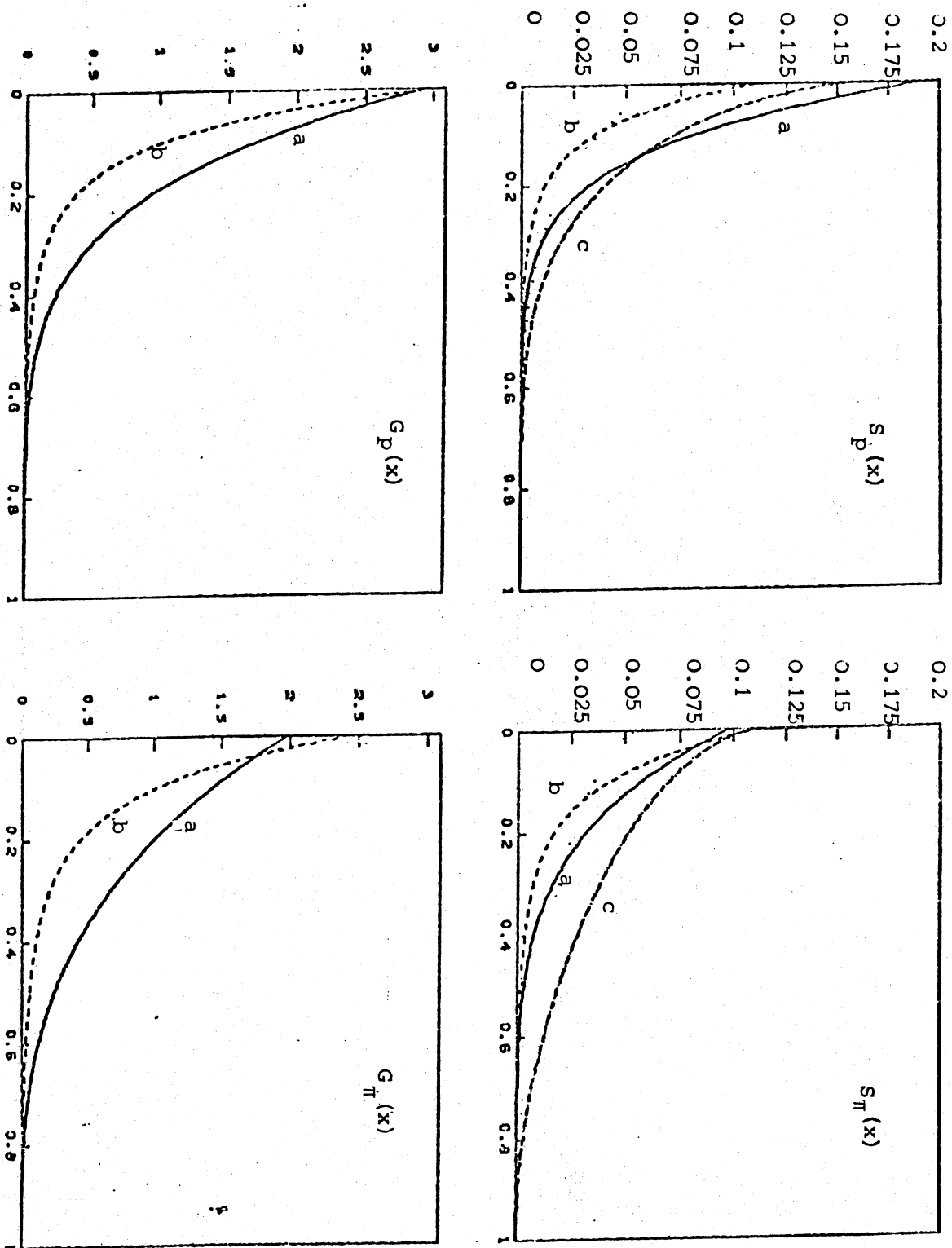


Fig.43: FONCTIONS DE STRUCTURE

$$S_c^D(x) = S_c^n(x) = r_c S^D(x) \quad (X.5e)$$

Nous ne pouvons pas isoler ce coefficient de suppression de la mer charmée, aussi r_c sera-t-il inclus dans l'estimation de la constante du couplage des quarks charmés au ψ .

iii/ Les fonctions de structure des gluons à l'intérieur des hadrons ne sont pas connues expérimentalement et les suppositions théoriques varient fortement d'un modèle à l'autre. Nous poserons a priori

$$G^D(x) = C_n (1-x)^n \quad (X.6a)$$

où n reste à déterminer et où C_n est déterminée par la fraction d'impulsion emportée par les gluons

$$\int_0^1 C_n (1-x)^n dx \approx 0.5$$

La valeur généralement adoptée pour n est $n = 5$, ce qui correspond à

$$G^D(x) = 3(1-x)^5 \quad (X.6b)$$

b) Fonctions de structure des mésons.

i/ La fonction de structure des quarks de valence à l'intérieur des pions a été déterminée expérimentalement dans des expériences de production de dimuons en collisions pion-nucléon [58,56] :

$$\begin{aligned} V_{\bar{u}}^{\pi^-}(x) = V_{\bar{d}}^{\pi^-}(x) = V^{\pi}(x) &= (0.87 \pm 0.14) \sqrt{x}^{1.27 \pm 0.006} & [58] \\ &= 0.55 x^{0.4 \pm 0.006} (1-x)^{1.008 \pm 0.006} & [56] \end{aligned}$$

L'expérience NA 3 (Badier et al) [56] donne également une expression de la fonction de structure de la mer

$$S^{\pi}(x) = (0.09 \pm 0.06) (1-x)^{4.4 \pm 1.9}$$

Ces résultats sont en assez bon accord avec les exigences simples que l'on avait définies sur les nucléons (règles de comptage , comportement à petit x et normalisation) et qui conduisent à :

$$V^{\pi}(x) = A \sqrt{x(1-x)}^1$$

$$\int_0^1 A \frac{(1-x)}{\sqrt{x}} dx = 1 \quad \Rightarrow \quad A = 0.75$$

$$S^{\pi}(x) = B(1-x)^5$$

$$\int_0^1 [2 V^{\pi}(x) + 6 S^{\pi}(x)] dx \simeq 0.5 \quad \Rightarrow \quad B \simeq 0.11$$

C'est la paramétrisation ci-dessus que nous utiliserons sauf avis contraire avec la dénomination "groupe (a)" mais il faut mentionner à nouveau les paramétrisations utilisées dans certains modèles spécifiques que nous décrirons par la suite, à savoir :

Table X.2

<u>Groupe (b)</u> : Owens et al. [12],		
$V^{\pi}(x)$	$= 0.75 \sqrt{x(1-x)}$	
$S^{\pi}(x)$	$= 0.018 (1-x)^{3.5} + 0.007(1-x)^7 + 0.091(1-x)^{11}$	
<u>Groupe (c)</u> : Donnachie et al. [4]		
$V^{\pi}(x)$	$= 0.65 \sqrt{x(1-x)}$	$x < 0.5$
	$1.30 x(1-x)$	$x > 0.5$
$S^{\pi}(x)$	$= 0.12 [1 - 0.65 (\text{Arc sin } \sqrt{x} + \sqrt{x(1-x)})]$	$x < 0.5$
	$= 0.078(1-x)^2$	$x > 0.5$

Là encore, nous supposons la symétrie d'isospin

$$V_{\bar{u}}^{\pi^-}(x) = V_{\bar{d}}^{\pi^-}(x) = V_u^{\pi^+}(x) = V_{\bar{d}}^{\pi^+}(x) = V^{\pi}(x) \quad (X.7a)$$

et la symétrie SU(3)

$$S_u^{\pi}(x) = S_{\bar{u}}^{\pi}(x) = S_d^{\pi}(x) = S_{\bar{d}}^{\pi}(x) = S_s^{\pi}(x) = S_{\bar{s}}^{\pi}(x) = S^{\pi}(x) \quad (X.7b)$$

ii/ Nous prenons la même dépendance en x pour la mer de quarks légers et la mer charmée

$$S_c(x) = r_c S^{\pi}(x) \quad (X.7c)$$

avec un facteur de suppression r_c que l'on ne peut pas déterminer indépendamment de la constante de couplage $g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi$.

iii/ En l'absence d'information expérimentale, nous prendrons comme fonction de structure des gluons à l'intérieur des mésons l'expression

$$G^{\pi}(x) = 2 (1-x)^3 \quad (X.8)$$

normalisée de telle sorte que

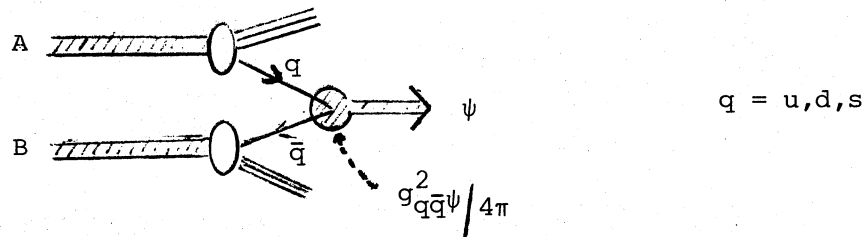
$$\int_0^1 G^{\pi}(x) dx \simeq 0.5$$

Les fonctions de structure des kaons ne sont pas encore déterminées expérimentalement; nous utiliserons pour les kaons les mêmes fonctions de structure que pour les pions tout en gardant à l'esprit que la présence d'un quark de valence étrange, plus massif que les quarks u et d , peut entraîner quelques différences entre les fonctions de structure des pions et des kaons.

3) SECTIONS EFFICACES RELATIVES AUX DIFFERENTS MECANISMES

La connaissance des relations cinématiques entre x_a , x_b et x_F et l'introduction des fonctions de structure définies ci-dessus permettent d'exprimer la section efficace différentielle de production du ψ en fonction de x_F pour les trois mécanismes envisagés :

a/ *annihilation de quarks légers* :



$$\frac{2E^*}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx_F} = \frac{1}{3} \frac{4\pi^2}{M^2} \frac{g^2_{q\bar{q}\psi}}{4\pi} \sum_{q=u,d,s} [F_q^A(x_a) F_{\bar{q}}^B(x_b) + F_{\bar{q}}^A(x_a) F_q^B(x_b)] \quad \text{X.9}$$

où nous notons, outre la présence des termes cinématiques usuels de normalisation, celle d'une intensité de couplage notée $g^2_{q\bar{q}\psi} / 4\pi$ qui est supposée rendre compte de l'interaction au vertex que nous considérons être une boîte noire; comme nous le verrons dans la description des modèles qui analysent le vertex d'interaction, ceci signifie que même si la production du ψ se fait par le passage par un état intermédiaire avec émission d'un "objet", celui-ci est supposé être assez "mou" pour ne pas perturber de façon très sensible la distribution du ψ .

Dans cette expression, x_a et x_b sont les fractions d'impulsion emportées par les constituants du hadron incident et du hadron cible respectivement, données par les relations

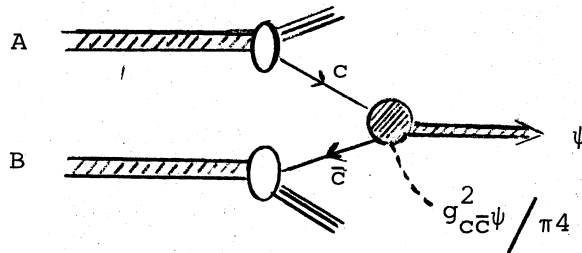
$$x_a = \frac{x_F}{2} + \sqrt{\frac{x_F^2}{4} + \frac{M^2}{s}}$$

$$x_b = -\frac{x_F}{2} + \sqrt{\frac{x_F^2}{4} + \frac{M^2}{s}}$$

Nous avons introduit le facteur $\frac{1}{3}$ dans l'expression X.9 pour tenir compte de la présence de la couleur : il faut remarquer cependant que ce facteur pourrait aussi bien être ignoré dans l'expression littérale et se trouverait alors introduit dans la constante de couplage lors de sa détermination à partir des données expérimentales.

Nous avons de la même façon pour les autres mécanismes :

b/ annihilation de quarks charmés :



$$\frac{2E^*}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx_F} = \frac{1}{3} \frac{4\pi^2}{M^2} \frac{g_{c\bar{c}\psi}^2}{4\pi} [F_c^A(x_a) F_{\bar{c}}^B(x_b) + F_{\bar{c}}^A(x_a) F_c^B(x_b)] \quad \text{X.10}$$

$$= \frac{4\pi^2}{3M^2} \frac{g'^2_{c\bar{c}\psi}}{4\pi} \times 2 S^A(x_a) S^B(x_b)$$

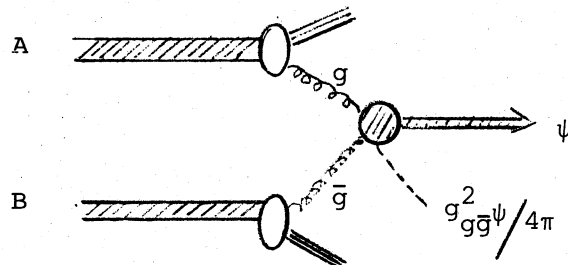
où nous avons remplacé $F_c^A(x_a)$ et $F_{\bar{c}}^B(x_b)$ par les expressions que nous avons introduites pour les fonctions de structure de la mer charmée, à savoir :

$$F_c^H(x) = S_c^H(x) = S_{\bar{c}}^H(x) = r_c S^H(x)$$

de telle sorte que nous évaluerons en fait la constante de couplage apparente

$$g'^2_{c\bar{c}\psi} / 4\pi = r_c^2 g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi \quad \text{X.11}$$

c/ fusion de deux gluons :



$$\frac{2E^*}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx_F} = \frac{4\pi^2}{M^2} \frac{g^2_{g\bar{g}}\psi}{4\pi} F_g^A(x_a) F_g^B(x_b)$$

X.12

II-ETUDE DES VERTEX DE PRODUCTION ET DESCRIPTION DE DIVERS MODELES.

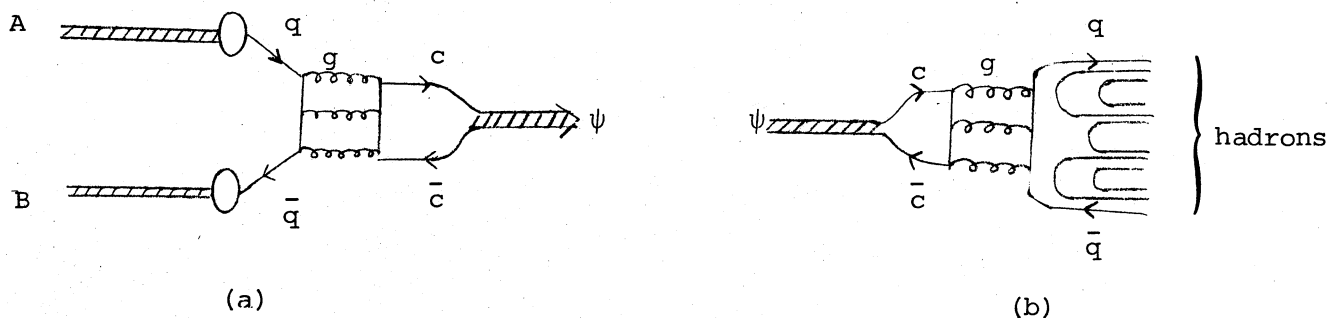
Les suppositions théoriques qui sont faites concernant la nature du vertex de production du ψ pour les mécanismes envisagés conduisent à des prédictions différentes concernant l'intensité du couplage entre les constituants et le ψ . Nous allons donc décrire ci-dessous les divers processus de couplage qui peuvent intervenir suivant la nature des constituants incidents en indiquant les prédictions théoriques qui s'en déduisent. Nous verrons également certains modèles qui interprètent la production du ψ par l'association de deux mécanismes.

A. Annihilation de quarks légers.

Trois processus sont proposés pour interpréter le couplage des quarks légers au ψ ; ce sont le couplage via trois gluons avec violation de la règle de Zweig, la production du ψ avec charme associé et le couplage des quarks légers à un gluon.

1. Production du ψ via trois gluons.

Ce processus (schéma b) est le symétrique de celui qu'on envisage préférentiellement pour la désintégration du ψ en hadrons (schéma b) :



Ces processus violent la règle de Zweig qui veut (en termes simples) que les quarks entrant et sortant dans un vertex n'appartiennent pas à la même particule. La violation de la règle de Zweig permet d'expliquer qualitativement la faible largeur hadronique du ψ .

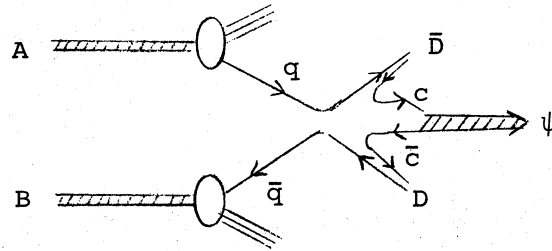
Inversement, et d'un point de vue quantitatif, la largeur hadronique du ψ permet de donner une limite supérieure de la constante de couplage si on admet que la désintégration du ψ se fait par annihilation en une seule paire quark-antiquark (comme représenté dans le schéma ci-dessus) c'est-à-dire en considérant le même vertex pour la production et pour la désintégration. Cette limite est donnée par :

$$g_{q\bar{q}\psi}^2 / 4\pi < \frac{\Gamma_{\text{had}}(\psi)}{3 M_\psi} \approx 10^{-5} \quad \text{X.13}$$

Si on utilise les fonctions de structure "usuelles" (du groupe (a) des tables X.1 et X.2), on obtient une section efficace de production du ψ par collision pion-nucléon à 40 GeV/c qui est trop faible d'un ordre de grandeur par rapport à la valeur expérimentale que nous obtenons. Ce n'est qu'en choisissant des fonctions de structure beaucoup plus plates pour les quarks légers (valence et mer), comme celles du groupe (c) [4] que l'on obtient une contribution plus importante de ce processus pour la collision π -nucléon; mais ce processus reste peu important pour la collision proton-nucléon : nous reviendrons sur ce modèle (Donnachie et Landshoff) ultérieurement.

2. Production du ψ avec charme associé.

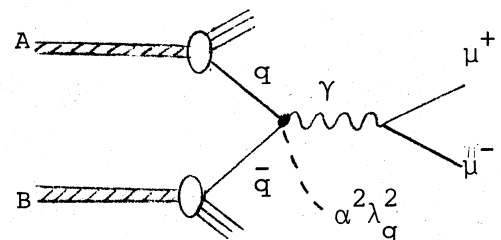
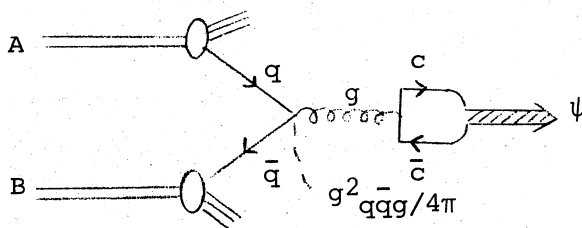
On peut éviter la violation de la règle de Zweig en considérant le processus suivant :



Dans ce processus, on doit observer la production de mésons charmés (dont l'un des quarks est charmé) en association avec le ψ . A notre énergie, ce diagramme est à la limite de l'espace de phase du fait qu'il faut produire deux particules lourdes supplémentaires. Si on tient compte du rapport de branchement des mésons charmés dans leur mode muonique, l'absence de l'observation d'un troisième muon associé aux deux muons de désintégration du ψ indique que la suppression cinématique est assez forte pour rendre négligeable la contribution de ce processus à notre énergie.

3. Production du ψ via un gluon.

Ce processus est comparable à celui proposé pour expliquer la production du continuum de dimuons par couplage électromagnétique (modèle de Drell-Yan).



Il suffit de remplacer la constante de couplage électromagnétique $\alpha \lambda_q^2$ (où λ_q est la charge électrique du quark q) par une constante de couplage quark-gluon $g_{q\bar{q}g}^2 / 4\pi$ dans l'expression des sections efficaces et obtenir ainsi :

$$\sigma(A+B \rightarrow c\bar{c} + X) = \sigma^{\text{em}}(A+B \rightarrow \mu^+ \mu^- + X) \frac{g_{q\bar{q}g}^2}{\alpha^2 \langle \lambda_q^2 \rangle} \times \frac{2}{3} \quad \text{X.14}$$

comme section efficace de production d'un état $c\bar{c}$ de même masse que celle du dimuon produit par couplage électromagnétique; dans cette expression, $\langle \lambda_q^2 \rangle$ est la moyenne du carré des charges des quarks légers, le facteur 2 est introduit pour tenir compte des deux états de polarisation du gluon et le facteur $\frac{1}{3}$ pour tenir compte de la couleur des quarks.

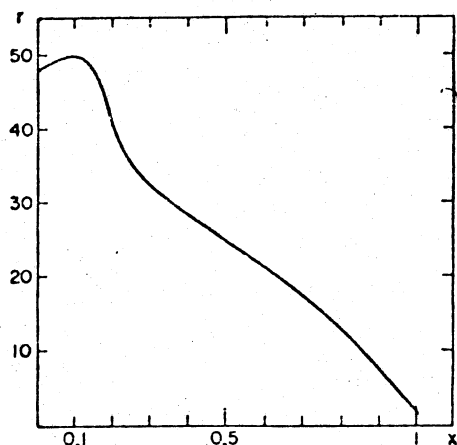
L'état $c\bar{c}$ ainsi produit est un octet de couleur qui peut se convertir en une paire $c\bar{c}$ singlet de couleur par émission d'un ou de deux gluons: la probabilité de produire un état particulier comme le ψ dépend alors de la façon dont l'octet de couleur $c\bar{c}$ s'arrange par émission de gluons pour donner cet état particulier.

H. Fritzsch [8] propose un modèle utilisant ce processus, où il estime la constante de couplage forte $g_{q\bar{q}g}^2 / 4\pi$ entre 0,2 et 0,3. A partir de la formule X.14, il exprime la section efficace de production de l'ensemble des états $c\bar{c}$ en-dessous du seuil du charme en fonction de la section efficace de production électromagnétique de dimuons par la formule :

$$\sum_{\text{états } c\bar{c}} \sigma(p+N \rightarrow \text{état } c\bar{c} + X) \approx \int_{2m_c}^{\text{seuil}} \frac{d\sigma}{dM} (p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X) \times \frac{g_{q\bar{q}g}^2}{\alpha^2 \langle \lambda_q^2 \rangle} \times \frac{2}{3} dM \quad \text{X.15}$$

où m_c est la masse du quark charmé (prise égale à $1.5 \text{ GeV}/c^2$) et où le seuil de charme est de l'ordre de 3.8 GeV. La production du ψ est estimée repré-

senter une fraction de la production totale des états $c\bar{c}$ pouvant aller de $1/2$ à $1/7$, selon que les états $c\bar{c}$ créés se partagent en quantités égales entre le η_c et le ψ ou entre le η_c , le ψ , le ψ' et les quatre ondes p du χ . L'auteur compare ainsi la prédiction de son modèle concernant la section efficace de production de l'ensemble des états $c\bar{c}$ à 400 GeV, soit 270 nb avec $g_{q\bar{q}g}^2/4\pi = 0.2$ à la section efficace de production du ψ à la même énergie, soit 150 nb [57]. En l'absence de données expérimentales de production de dimuons par interaction $\bar{p}$ -nucléon, il calcule la section efficace de production du ψ induite par antiproton à partir de fonctions de structure théorique [G. Farrar [20]] et prédit ainsi que la production du ψ par antiproton doit être "au moins un ordre de grandeur plus importante" que celle par proton à 40 GeV/c (voir schéma ci-dessous). Notre résultat expérimental est en deçà de cette prédiction mais laisse présumer qu'un tel processus peut représenter une contribution importante à la production du ψ sans l'expliquer entièrement.



$$\text{Rapport } r(x_F) = \frac{d\sigma/dx_F (\bar{p}+N \rightarrow \psi + X)}{d\sigma/dx_F (p+N \rightarrow \psi + X)}$$

à 40 GeV/c. H. Fritzsch [8]

4/ Caractéristiques communes aux trois processus.

Ce sont essentiellement, en ce qui concerne les points expérimentaux les plus marquants, les rapports $R(p/\bar{p})$ et $R(K^+/K^-)$, les distributions différentielles en x_F et la dépendance en s de la section efficace totale (une fois que l'on a fixé la normalisation absolue).

L'absence d'antiquarks de valence dans le proton doit entraîner une forte suppression de la production du ψ par proton en comparaison avec celle induite par antiproton : le rapport $R(p/\bar{p})$ varie suivant les fonctions de structure utilisées mais doit être typiquement inférieur à 1. De la même façon, le rapport $R(K^+/K^-)$ doit être inférieur à 1 puisque le K^+ a pour seul antiquark de valence un antiquark $\bar{s}$ qui doit se combiner avec un quark s provenant de la mer du nucléon : quantitativement, on obtient un rapport $R(K^+/K^-)$ de l'ordre de 0.2 en utilisant les fonctions de structure "usuelles" du groupe (a) que nous avons introduites précédemment.

Nous montrerons dans le paragraphe III de ce chapitre comment la forme des diverses fonctions de structure influe sur la distribution en x_F . Les fonctions de structure des quarks de valence sont paramétrisées le plus souvent par des expression du type

$$\sqrt{x} (1-x)^n$$

où n varie suivant le type du hadron considéré mais est inférieur d'au moins une unité de l'exposant adopté pour la paramétrisation des fonctions de structure des quarks charmés et des gluons, soit :

$$F_c(x) \propto (1-x)^m \quad \text{et} \quad G(x) \propto (1-x)^k$$

avec $m > n$ et $k > n$. Cette différence entre exposants conduit à une distribution plus plate en x_F par annihilation de quarks légers que par tout autre mécanisme; une démonstration de ces différences est montrée sur la figure 44 où nous indiquons la forme de $d\sigma/dx_F (\pi^- N \rightarrow \psi + X)$ à 40 GeV/c pour les quarks légers et les quarks charmés avec les fonctions de structure du groupe (a). Il faut remarquer cependant que cette différence de forme peut être relativement faible si les exposants sont proches comme cela peut être le cas dans des collisions $p - N$ où on a par exemple :

$$v_d^p(x) \propto \sqrt{x}(1-x)^4 \quad \text{et} \quad G^p(x) \propto (1-x)^5$$

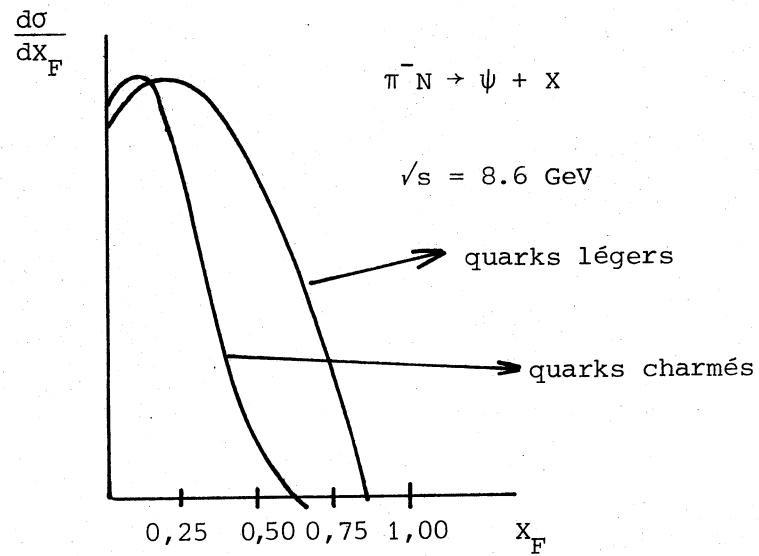


Fig. 44

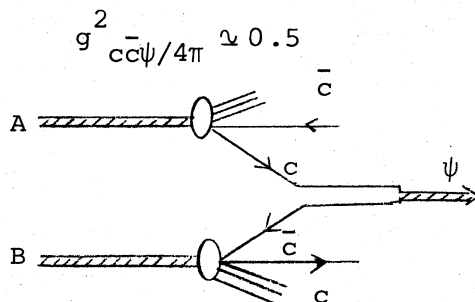
Formes de $\frac{d\sigma}{dx_F}$ ($\pi^- N \rightarrow \psi + X$) si on tient compte séparément des annihilations des quarks légers et des quarks charmés ; les courbes ne sont pas normalisées.

en ce qui concerne les fonctions de structure du groupe (a).

La dépendance en s des sections efficaces totales est également la même pour les trois processus possibles d'annihilation des quarks légers si on adopte les mêmes fonctions de structure. La différence vient alors de la normalisation absolue puisque les constantes de couplage varient fortement d'un processus à l'autre (de $\sim 10^{-5}$ à ~ 0.3). Nous reviendrons sur cette dépendance dans le paragraphe III.

B. Annihilation de quarks charmés.

Le processus d'annihilation de quarks charmés en un état $c\bar{c}$ peut se comparer à un processus de production de méson vecteur tel que le ρ à partir de quarks légers. On peut pousser la comparaison et considérer la constante de couplage $g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi$ comme étant du même ordre de grandeur que celle de production hadronique du ρ , soit :



La constante de couplage est donc importante dans un tel processus mais les quarks qui interviennent dans ce processus sont charmés et viennent nécessairement de la mer : on suppose alors généralement que leurs fonctions de structure sont très piquées à petit x , typiquement de la forme $(1-x)^7$ pour les protons et $(1-x)^5$ pour les pions. Avec de telles fonctions de structure, on obtient une dépendance de la section efficace totale en fonction de l'énergie beaucoup trop abrupte et une distribution

différentielle en x_F plus étroite que les distributions expérimentales. Pour remédier à ces effets, il faut supposer des fonctions de structure plus "larges" pour les quarks de la mer, telles celles proposées par Donnachie et Landshoff [4] dans leur modèle : $(1 - x)^5$ pour les protons et $(1 - x)^2$ pour les pions; nous reviendrons sur ce modèle ultérieurement.

Nous ajouterons que la mer charmée est généralement supposée en suppression devant la mer des quarks légers par un facteur r_c qui reste à déterminer : ce facteur est estimé à 0.2 par Sivers [17] sur la base de données existant en 1975 et à 0.05 par Teper [16] : si on considère une distribution de la mer en $(1 - x)^5$ pour les pions, $(1 - x)^7$ pour les nucléons, une constante de couplage de 0.5 et un facteur de suppression $r_c = 0.2$, on trouve que les quarks charmés expliquent moins de 10% de la production du ψ par collision pion-proton à notre énergie.

Aucun modèle théorique ne prétend expliquer la production du ψ par le seul mécanisme d'annihilation de quarks charmés. Plusieurs auteurs par contre proposent d'expliquer la production du ψ par l'association des deux mécanismes d'annihilation de quarks légers et de quarks charmés : ce sont essentiellement M.B. Green, M. Jacob et P.V. Landshoff [2] , J.F. Gunion [3], D.I. Sivers [17], A. Donnachie et P.V. Landshoff [4] , A. Donnachie et R. Moore [18], enfin V.G. Kartvelishvily et al. [6]. Nous décrivons brièvement ci-dessous les caractéristiques et les prédictions de ces différents modèles à l'exception du premier cité qui énonce principalement des appréciations qualitatives sur le rapport de la production du ψ à la production de dimuons hors résonance en fonction de s et de x_F .

- a) J.F. Gunion [3] s'intéresse essentiellement à la production du ψ par collision proton-nucléon au vu des résultats obtenus à Brookhaven [34] pour p_{lab} variant de 28.5 à 33 GeV/c. Il propose néanmoins une variation de la section efficace $\sigma(p N \rightarrow \psi + X)$ en fonction de l'énergie et une comparaison de la section efficace induite par proton à celle induite par antiproton à 28.5 GeV/c.

Les fonctions de structure qu'il utilise sont compatibles avec celles du groupe (a), soit $v_u^p(x) \propto (1-x)^2$ pour $x > 0.35$ et $v_d^p(x) \propto (1-x)$ en ce qui concerne les quarks de valence; pour les quarks de la mer, l'auteur suppose une symétrie SU(4), soit

$$S_c^p(x) = S^p(x) \approx 1.2(1-x)^7.$$

Les constantes de couplage relatives aux quarks légers et aux quarks charmés sont 3×10^{-5} et 1 respectivement. J.F. Gunion tient également compte des effets de seuil qui impliquent que la masse maximum permise à la résonance n'est pas $\sqrt{s}$ mais $\sqrt{s} - 2m_p$ puisqu'au moins deux baryons doivent être présents dans l'état final et qui sont relativement importants aux énergies de Brookhaven ($\sqrt{s} \approx 7.5$ GeV). La figure 45 montre la variation de la contribution de chacun des mécanismes à la section efficace totale en fonction de l'énergie pour la collision p-p; elle met en évidence une variation beaucoup plus abrupte pour l'annihilation des quarks charmés que par celle des quarks légers. La comparaison entre la production du ψ par collisions proton-proton ou antiproton-proton à 28.5 GeV/c pour les deux mécanismes considérés conduit à :

$$R(p/\bar{p}) \approx 0.6 \quad \text{dû aux quarks légers}$$

$$R(p/\bar{p}) \approx 0.25 \quad \text{dû aux quarks charmés.}$$

Cette valeur de 0.25 obtenue pour les quarks charmés est intéressante en ce sens qu'on s'attend à la valeur 1 puisque les quarks charmés sont supposés avoir la même distribution dans le proton et l'antiproton et qu'elle est simplement due aux effets de seuil : l'auteur indique en effet qu'il n'est pas nécessaire de créer deux baryons dans l'état final de la collision $\bar{p} - p$ et prend alors $\sqrt{s} - 0.2 m_p$ comme énergie totale disponible pour le ψ .

b) D. Sivers [17] propose également une variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie pour chacun des mécanismes en collisions $p - p$ et $\pi - p$ (fig. 45); il détermine les constantes de couplage $g_{q\bar{q}\psi}^2/4\pi$ et $r_c^2 g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi$ par ajustement sur les données en remarquant

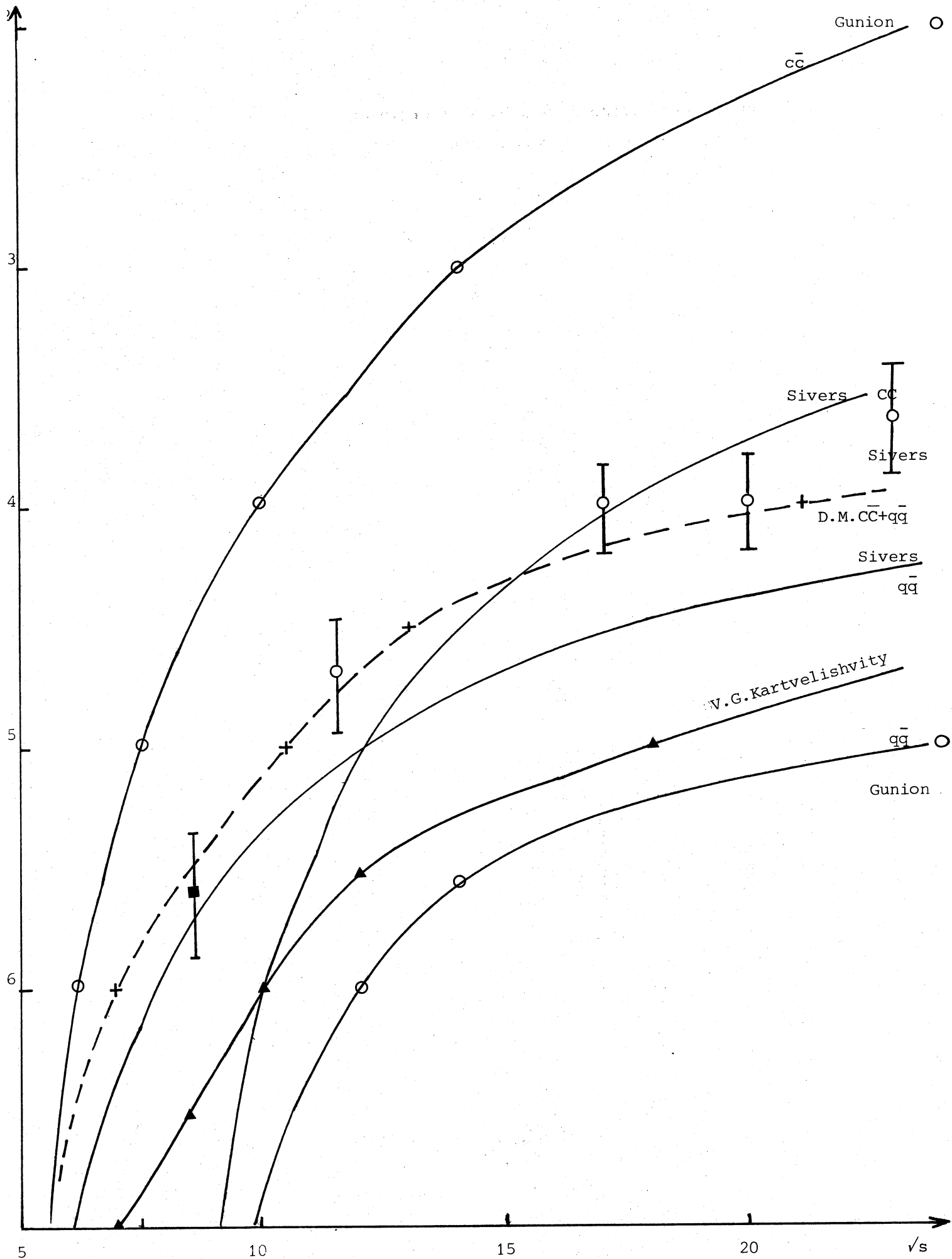


Figure 45

que la production du ψ à basse énergie est dominée par l'annihilation des quarks légers et à haute énergie par celle des quarks charmés. Il obtient ainsi

$$r_c^2 g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi \simeq 0.024 \pm 0.010$$

soit $r_c = 0.22 \pm 0.05$ si on suppose que $g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi \simeq 0.5$

La comparaison sur la figure 45 des prédictions de D. Sivers et J.F. Gunion montre à quel point la normalisation est importante puisque les fonctions de structure sont comparables et que seules les constantes de couplage varient d'un modèle à l'autre, en particulier les deux modèles n'aboutissent pas au même mécanisme dominant à notre énergie en collision p-p.

c) A. Donnachie et P.V. Landshoff [4] puis A. Donnachie et R. Moore [18] proposent l'association de ces deux mécanismes sur la base de fonctions de structure assez nettement différentes de celles adoptées usuellement et que nous avons présentées dans le paragraphe 2 dans le groupe (c). Les premiers auteurs considèrent que la fusion de quarks charmés est prédominante dans les collisions p-p et en déduisent la quantité

$$r_c^2 g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi \simeq 2.5 \cdot 10^{-5}$$

soit $r_c \simeq 0.007$ si $g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi = 0.5$

La constante de couplage des quarks légers au ψ est prise égale à $3 \cdot 10^{-5}$ pour tenir compte de la largeur hadronique du ψ . Les seconds auteurs ajustent à la fois les deux quantités $g_{q\bar{q}\psi}^2 / 4\pi$ et $r_c^2 g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi$ sur la dépendance en énergie de la section efficace totale induite par proton (fig. 45), soient

$$\left. \begin{aligned} g_{q\bar{q}\psi}^2 / 4\pi &= 4.13 \cdot 10^{-4} \\ r_c^2 g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi &= 7.88 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \right\} (\pm 20\%)$$

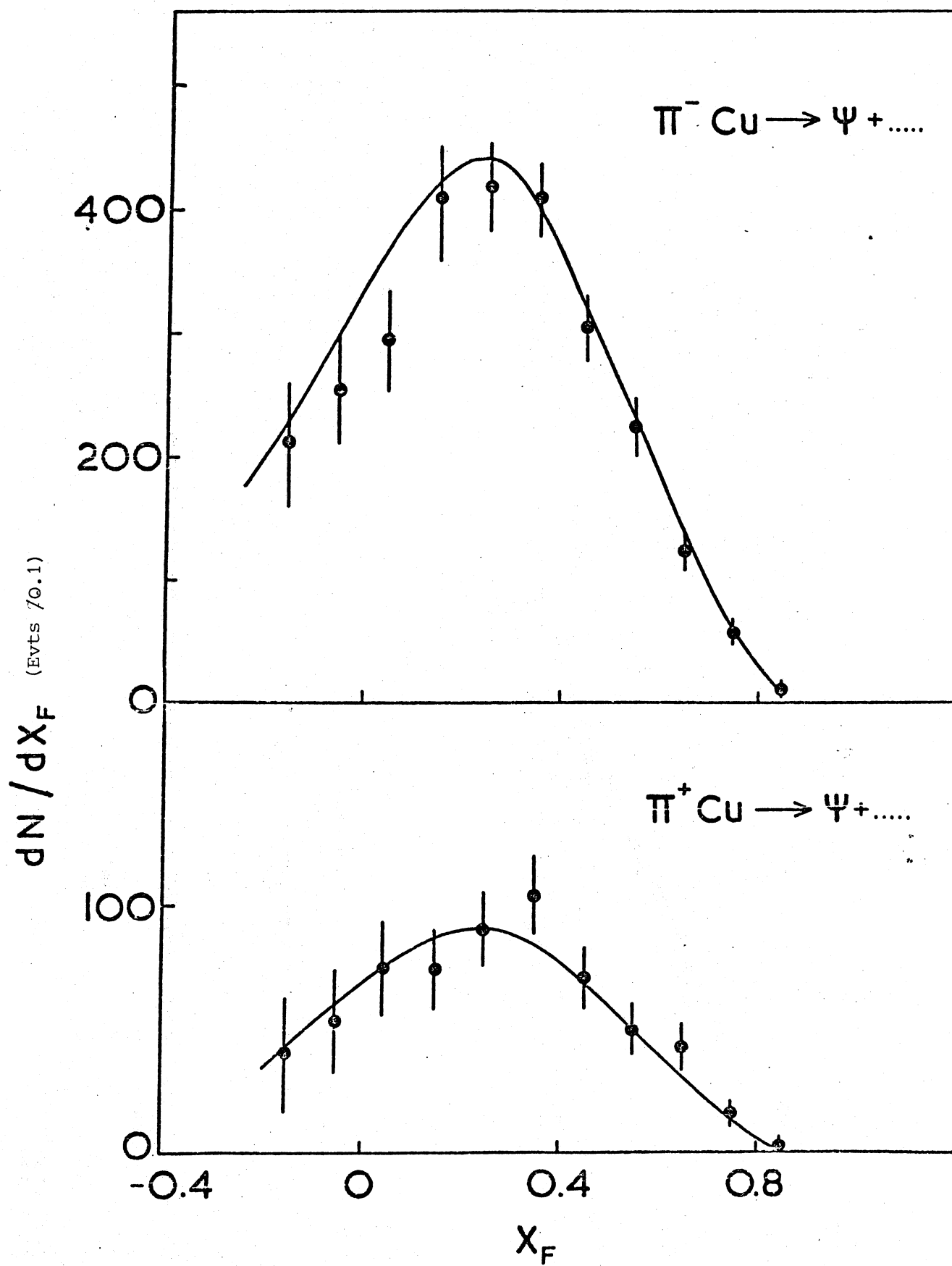


Fig.46

grâce aux quelles ils obtiennent un rapport $R(p/\bar{p}) = 0.144$ à notre énergie. A. Donnachie et P.V. Landshoff prédisent à partir des fonctions de structure qu'ils utilisent les distributions $\frac{d\sigma}{dx_F}$ de production du ψ par π^+ et π^- de 40 GeV/c sur cible de cuivre et les comparent à nos données expérimentales de l'expérience I sans normalisation : l'accord est bon en ce qui concerne surtout les valeurs positives de x_F (fig. 46).

- d) Nous citons un dernier modèle où V.G. Kartvelishvily et al. [6] introduisent des fonctions de structure assez proches des fonctions de structure du groupe (a) et ajustent les constantes de couplage sur les données expérimentales $p + Be \rightarrow \psi + X$ à 70 GeV obtenues à Serpukhov [40]. Cet ajustement conduit à :

$$\begin{aligned} g_{q\bar{q}\psi}^2/4\pi &\simeq 8 \times 10^{-4} \\ g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi &\simeq 5 \times 10^{-3} \end{aligned} \quad r_c = 0.06 \text{ si } g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi = 2$$

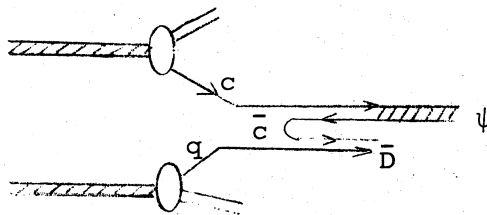
Ces constantes de couplage ont été ajustées sans introduire le facteur 1/3 dû à la couleur que nous avons exprimé dans les formules X.9 et X.10 et en prenant une loi de dépendance au nombre de masse du noyau en $A^{2/3}$. Nous reportons sur la figure 45 la dépendance en énergie de la section efficace induite par proton telle qu'elle est donnée par ces auteurs.

Quelles sont les conclusions essentielles de ces modèles ?

- i) la dépendance en énergie de la contribution des quarks charmés est plus abrupte que celle des quarks légers, quel que soit le modèle considéré; elle varie bien sûr en fonction de la nature du hadron incident, nucléon ou méson. En conséquence, les conclusions "moyennes" sont que les quarks légers prédominent à basse énergie alors que les quarks charmés prédominent à haute énergie. Il existe cependant des différences quantitatives très marquées entre les divers modèles, dues au choix des fonctions de structure, de la constante de couplage des quarks légers (violation de la règle de Zweig ou processus à un gluon) et du facteur de suppression de la mer charmée (r_c varie de 7×10^{-3} à 1).

ii) la distribution en x_F varie d'un modèle à l'autre en raison des différences déjà mentionnées dans le choix des fonctions de structure et dans l'estimation des contributions relatives des deux mécanismes à une énergie donnée. En fait, l'absence d'une connaissance précise des fonctions de structure des quarks charmés rend les données expérimentales moins décisives pour un test de validité de ces modèles.

iii) la troisième constatation est que la production du ψ par annihilation de quarks charmés devrait s'accompagner de la production de mésons charmés : ceci est dû au fait que dans le schéma considéré il reste un quark et un antiquark charmés dans les hadrons cible et projectile et que ceux-ci doivent se recombiner avec des quarks usuels, formant ainsi des mésons charmés; une autre raison est par exemple l'ouverture de canaux tels que celui proposé par J.F. Gunion et représenté par le schéma ci-dessous :

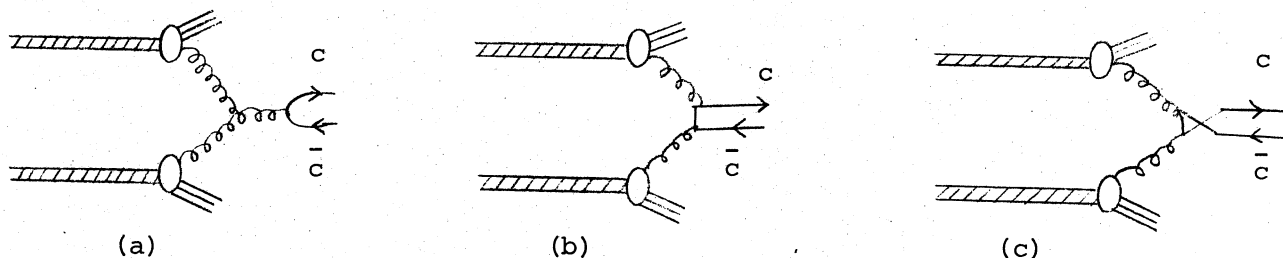


encore que ce schéma ne peut plus être représenté par la section efficace X.10.

L'absence de production associée de mésons charmés à un niveau significatif est expliquée par A. Donnachie et P.V. Landshoff en termes de suppression cinématique (à $\sqrt{s} = 8.6$ GeV, l'espace de phase est tout juste assez large pour permettre la production de deux mésons lourds, de masse $1.86 \text{ GeV}/c^2$ en conjonction avec le ψ) et/ou en termes de confinement du charme, par analogie avec le confinement des quarks légers.

C. Fusion de deux gluons.

Plusieurs diagrammes peuvent être envisagés pour la production du ψ par la fusion de deux gluons; nous les indiquons dans le schéma ci-dessous



Quel que soit le processus ci-dessus envisagé, l'état $c\bar{c}$ ainsi produit est un état octet de couleur qu'il faut convertir en un état singlet de couleur par émission d'un ou deux gluons "mous"; cette discussion a déjà été amorcée lors de l'étude de la production du ψ par la fusion de deux quarks légers en un gluon; en fait, on ne peut pas prédire de façon précise quel est le pourcentage de cas où l'état $c\bar{c}$ se réarrange en un ψ , de telle sorte que la normalisation absolue est impossible. On peut cependant remarquer qu'outre la production directe du ψ , on doit observer un certain nombre de ψ produits en conjonction avec un photon et dûs à la désintégration du ψ' ou d'un état χ ; à nouveau, une estimation même qualitative du rapport de production directe du ψ à sa production par la désintégration des états du χ en $\psi\gamma$ varie selon les auteurs de façon importante [12,16].

Ces divers processus ont été considérés par plusieurs auteurs, donc C. Quigg, S. Einhorn et S. Ellis [10]. Aussi longtemps que le mécanisme de fusion de gluons est le seul à être considéré et que l'on admet que les gluons ont la même distribution dans les protons et dans les antiprotons, on obtient un rapport $R(p/\bar{p}) = 1$ incompatible avec nos résultats expérimentaux.

Il est alors plus intéressant d'examiner ce mécanisme en association avec celui de fusion des quarks légers; nous décrivons alors un modèle proposé par M. Glück, J.F. Owens et E. Reya [12] qui associent les trois processus cités ci-dessus au processus de fusion de quarks légers via un gluon proposé par H. Fritzsch; dans le prochain paragraphe, nous considérons à nouveau l'association de ces deux mécanismes mais sans faire d'hypothèses sur les processus qui interviennent au vertex.

M. Glück, J.F. Owens et E. Reya [12] estiment en accord avec H. Fritzsch que la section efficace de production d'un état $c\bar{c}$ quelconque au-dessous du seuil du charme par le processus $q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow c\bar{c}$ est donnée par

$$2 \frac{E_{c\bar{c}}^*}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dx_F} \propto \sum_{q=u,d,s} \int_{4m_c^2}^{4M_c^2} \frac{1}{Q^2} dQ^2 \sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}}(Q^2) [F_q^A(x_a, Q^2) F_{\bar{q}}^B(x_b, Q^2) + q \leftrightarrow \bar{q}] \quad \text{x.17}$$

où $E_{c\bar{c}}^*$ est l'énergie de l'état $c\bar{c}$ dans le système du centre de masse de la réaction, $m_c \simeq 1.5 \text{ GeV}/c^2$, $M_c \simeq 1.86 \text{ GeV}/c^2$ et où on notera la dépendance en Q^2 de la section efficace du processus élémentaire $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ (c'est-à-dire de la constante de couplage) ainsi que des fonctions de structure.

Ils expriment de la même façon la section efficace de production de tout état $c\bar{c}$ par fusion de deux gluons, soit

$$2 \frac{E_{c\bar{c}}^*}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma_{gg}}{dx_F} \propto \int_{4m_c^2}^{4M_c^2} \frac{1}{Q^2} dQ^2 \sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}(Q^2) G^A(x_a, Q^2) \cdot G^B(x_b, Q^2) \quad \text{x.18}$$

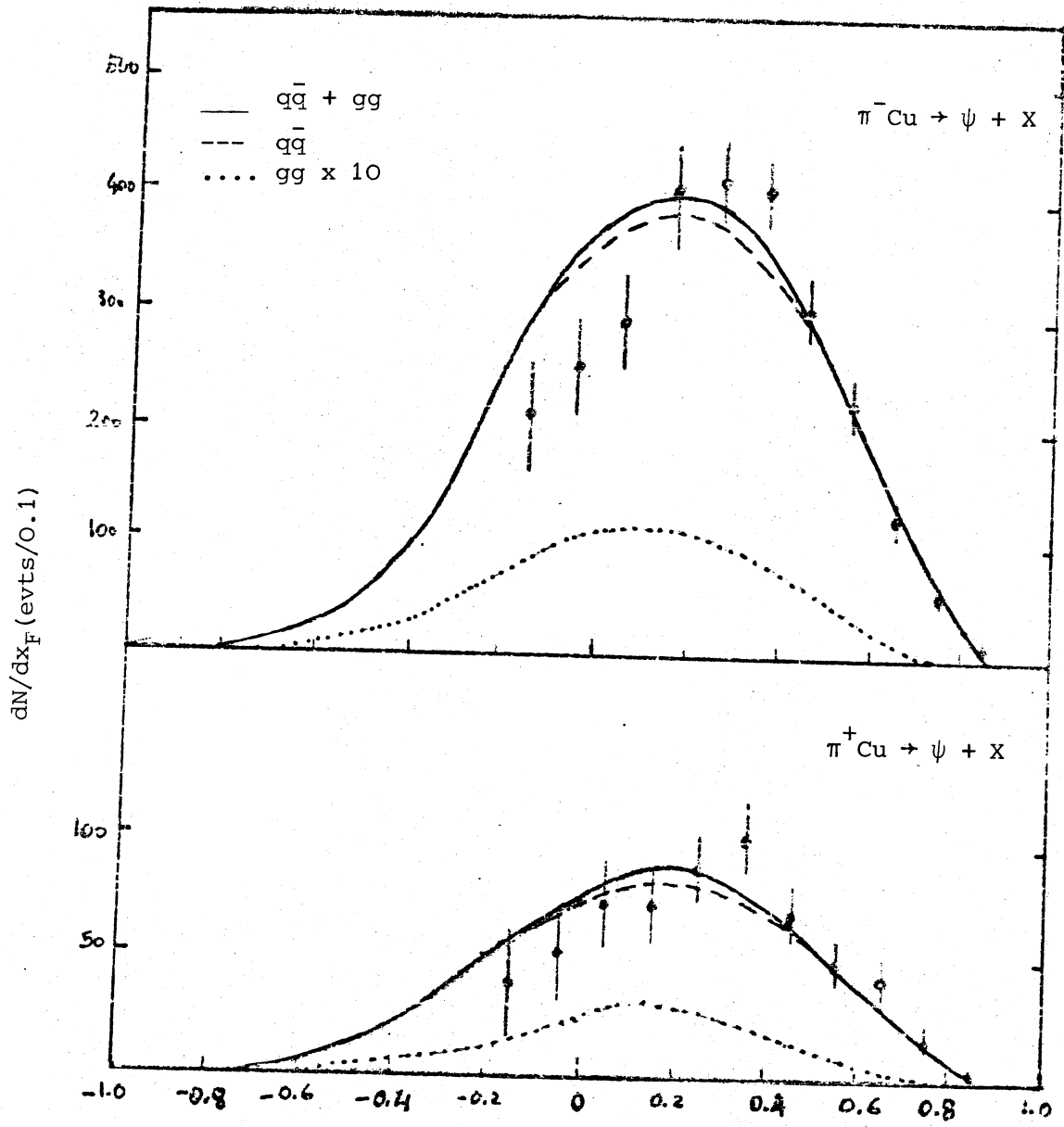
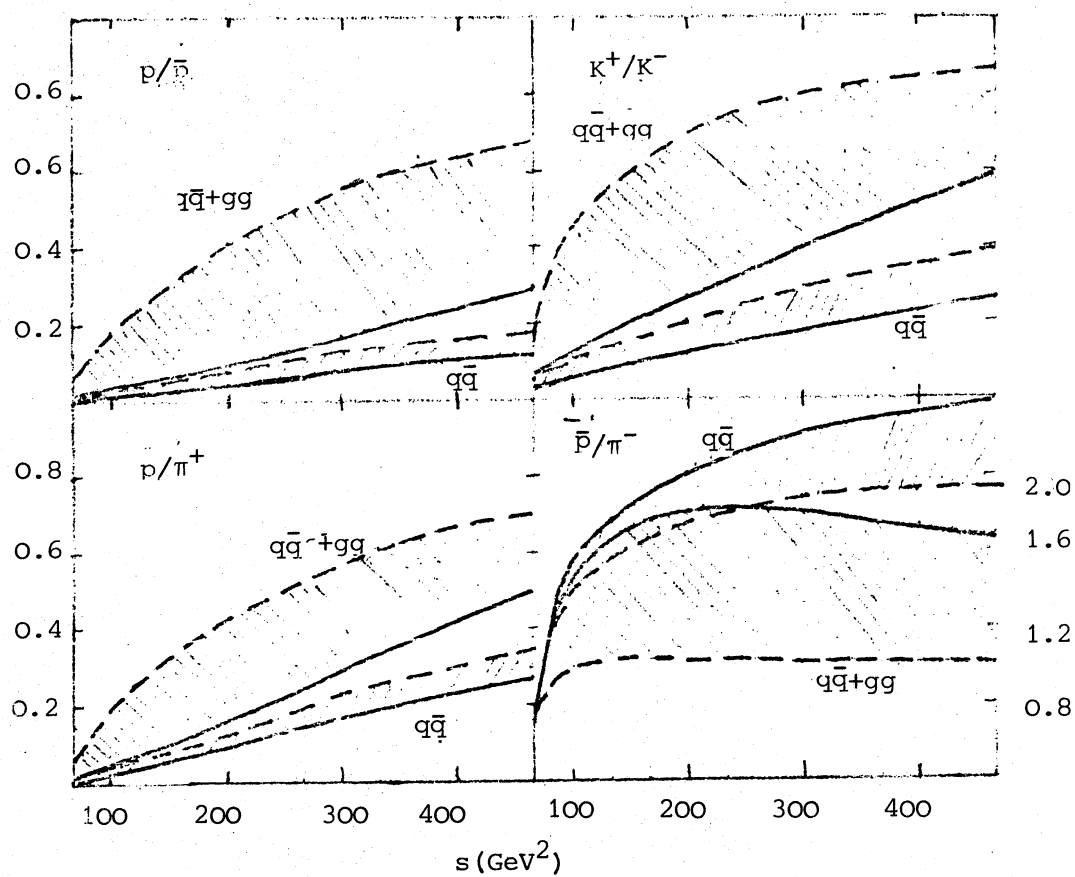
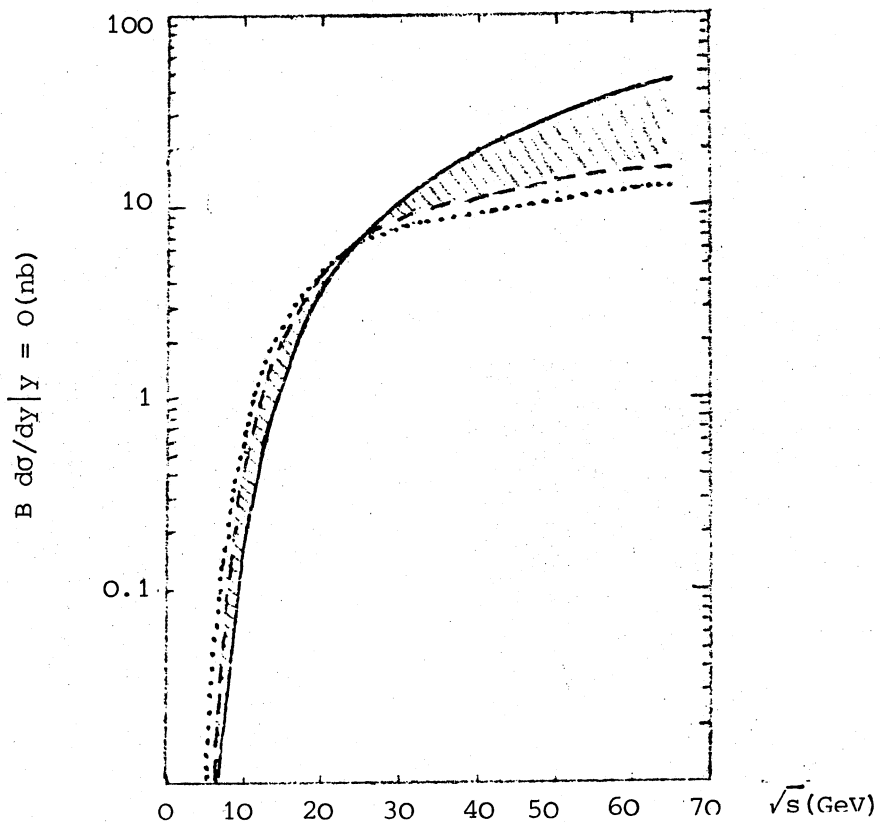


Fig. 47



(a)



(b)

Fig.48

Les sections efficaces des processus élémentaires $\sigma^{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}}(Q^2)$ et $\sigma^{gg \rightarrow c\bar{c}}(Q^2)$ sont estimées en chromodynamique quantique :

$$\sigma^{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}}(Q^2) = \frac{2}{9} \frac{4\pi \alpha_s^2}{3Q^2} \left(1 + \frac{1}{2} \gamma\right) \sqrt{1 - \gamma}$$

$$\sigma^{gg \rightarrow c\bar{c}}(Q^2) : \frac{\pi \alpha_s^2}{3Q^2} \left[\left(1 + \gamma + \frac{\gamma^2}{16}\right) \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \gamma}}{1 - \sqrt{1 - \gamma}} - \left(\frac{7}{4} + \frac{31}{16} \gamma\right) \right] \sqrt{1 - \gamma} \quad \text{x.19}$$

où $\gamma = 4 m_c^2 / Q^2$.

Dans ces expressions, la constante de couplage fort est choisie égale à :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{25} \ln Q^2 / \Lambda^2 \quad \text{avec} \quad \Lambda = 0.5 \text{ GeV.}$$

Les auteurs considèrent plusieurs distributions pour les quarks et les gluons dans les hadrons, en particulier celles du groupe (b) et celles de Barger et Philipps [25]. Ils en déduisent une distribution en x_F pour les réactions $\pi^\pm + cu \rightarrow \psi + X$ à 40 GeV/c qu'ils comparent à nos données expérimentales sans normalisation de l'expérience I fig. 47; nous rappelons que ce modèle ne peut pas obtenir de normalisation puisque la probabilité de passage d'un état $c\bar{c}$ octet de couleur à une résonance observable est inconnue. Ils examinent ensuite la variation des rapports de sections efficaces totales particule/antiparticule (fig. 48 a) et la variation de la section efficace à $x = 0$ induite par proton en fonction de l'énergie (fig. 48 b). Sur la figure 48 a, nous avons ajouté les rapports obtenus dans l'expérience NA 3 [56] à 200 GeV/c qui n'étaient pas publiés à l'époque de cet article théorique; cette courbe montre clairement que le mécanisme de fusion de quarks légers seul est insuffisant pour rendre compte des données expérimentales. Quoi qu'il en soit, la production du ψ par plusieurs hadrons incidents et à plusieurs énergies constitue une sonde sensible aux fonctions de structure des quarks et des gluons et aux constantes de couplage. C'est cette conclusion que nous allons essayer de démontrer dans le paragraphe suivant.

III-CONTRIBUTIONS RELATIVES DES DIVERS MECANISMES

Nous venons de décrire en détail trois mécanismes capables de produire un ψ dans le cadre des modèles des quarks, à savoir l'annihilation d'une paire quark-antiquark légers, l'annihilation d'une paire quark-antiquark charmés et la fusion de deux gluons.

La comparaison avec nos résultats expérimentaux exprime clairement le fait qu'aucun mécanisme pris isolément n'est capable d'expliquer la production du ψ . Nous voyons cependant l'importance des quarks légers dans cette production à notre énergie par l'étude des rapports des sections efficaces totales pour $x_F > +0,5$ et de la distribution $d\sigma/dx_F$ pour pions incidents.

Nous étudions ensuite comment peuvent s'associer le mécanisme de fusion de quarks légers et l'un ou l'autre des autres mécanismes. Il est bon pour cette analyse de disposer de résultats à une autre énergie et nous avons donc tenu en compte les données expérimentales de production de ψ à 200 GeV/c par les mêmes particules incidentes (expérience NA3 [56]).

Ces comparaisons permettent de définir des contributions relatives des mécanismes par l'ajustement des constantes de couplage aux données expérimentales.

1) Etude des mécanismes isolés.

Nous portons notre attention sur la distribution en x_F des ψ produits par π^- et sur les sections efficaces de production de ψ par les autres particules relatifs à la section efficace de la réaction :

$$\pi^- + \text{nucléon} \rightarrow \psi + X$$

pour les valeurs de x_F supérieures à -0.5 .

Pour cela, nous explicitons les sections efficaces différentielles (X.9, X.10 et X.12) en tenant compte de la présence de Z protons et N neutrons dans la cible utilisée, soit le tungstène ($A = 183.75$; $Z = 82$)

pour la comparaison avec nos données de l'expérience II où la statistique est meilleure et le platine ($A = 195.1$, $Z = 78$) pour celles de l'expérience NA 3 à 200 GeV/c et en utilisant les fonctions de structure du groupe (a).

Définissons les quantités :

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_q^A(x_a, x_b) &= \frac{\sqrt{s}}{2E_*} \sum_{q=u,d,s} [F_q^A(x_a) F_q^B(x_b) + F_{\bar{q}}^A(x_a) F_{\bar{q}}^B(x_b)] \\ \mathcal{F}_c^A(x_a, x_b) &= \frac{\sqrt{s}}{2E_*} [S_c^A(x_a) S_c^B(x_b) + S_{\bar{c}}^A(x_a) S_{\bar{c}}^B(x_b)] \\ \mathcal{F}_g^A(x_a, x_b) &= \frac{\sqrt{s}}{2E_*} G^A(x_a) G^B(x_b)\end{aligned}\tag{x.20}$$

et leurs intégrales respectives

$$\tilde{\mathcal{F}}^A = \int_0^1 \mathcal{F}^A(x_a, x_b) \delta(x_a - x_b - x_F) dx_F\tag{x.21}$$

La particule B est supposée être le nucléon.

Dans cette approche, nous ne nous intéressons pas à la normalisation absolue : nous pouvons donc considérer simplement les quantités

$\mathcal{F}^{\pi^-}(x_a, x_b)$ pour la comparaison avec la section efficace différentielle

$\frac{d\sigma}{dx_F}(\pi^- + N \rightarrow \psi + X)$ et les quantités $\tilde{\mathcal{F}}^A$ pour la comparaison avec les rapports des sections efficaces totales des diverses particules à celle du π^- pour $x_F > 0$.

a) Rapports des sections efficaces totales pour $x_F > -0.5$

La table X.3 indique les rapports théoriques des sections efficaces pour les particules incidentes considérées dans notre expérience à celle de la réaction induite par π^- pour les trois mécanismes envisagés (que nous notons plus brièvement désormais $q\bar{q}$, $c\bar{c}$ et gg). Pour donner un exemple de la notation utilisée :

$$\text{mécanisme } q\bar{q} : \bar{p}/_{\pi^-} = \tilde{\mathcal{F}}^p / \tilde{\mathcal{F}}^{\pi^-}$$

La table donne aussi nos valeurs expérimentales à 40 GeV/c pour l'expérience II.

	$\bar{p} / \pi^-$	p / π^-	π^+ / π^-	K^- / π^-	K^+ / π^-
$q\bar{q}$	1.35	0.07	1.08	1.00	0.14
$c\bar{c}$	0.45	0.45	1.00	1.01	1.01
gg	0.53	0.53	1.00	1.01	1.01
exp.	1.13 ± 0.14	0.14 ± 0.02	1.05 ± 0.06	0.88 ± 0.11	0.31 ± 0.06

TABLE X.3

Le rapport $R(p/\bar{p})$ est particulièrement intéressant en ce sens qu'il n'y a pas d'antiquark de valence dans le proton et donc que la contribution des quarks légers dans la section efficace $p + N \rightarrow \psi + X$ est seulement celle des quarks de la mer et est donc très faible devant celle des quarks légers pour antiproton incident : le rapport expérimental est 0.12 ± 0.031 à comparer avec les rapports 0.05 pour le mécanisme $q\bar{q}$ et 1 pour les mécanismes $c\bar{c}$ et gg .

On peut remarquer que ce rapport varie considérablement en raison du choix des fonctions de structure des quarks légers, pouvant varier de 0.1 (groupe (c)) à 0.014 (groupe(b)) suivant l'importance relative que l'on donne à la valence et à la mer dans le nucléon.

Il apparaît toutefois que les quarks légers jouent un rôle important dans la production du ψ mais qu'il faille néanmoins ajouter une certaine contribution de l'un ou de l'autre (ou des deux) autres mécanismes pour parvenir à un meilleur accord avec les données expérimentales.

b) distribution $d\sigma/dx_F (\pi^- + N \rightarrow \psi + X)$

Nous utilisons ici les quantités $\mathcal{F}_q^{\pi^-}(x_a, x_b)$, $\mathcal{F}_c^{\pi^-}(x_a, x_b)$ et $\mathcal{F}_g^{\pi^-}(x_a, x_b)$ que nous avons choisies arbitrairement de normaliser au sommet

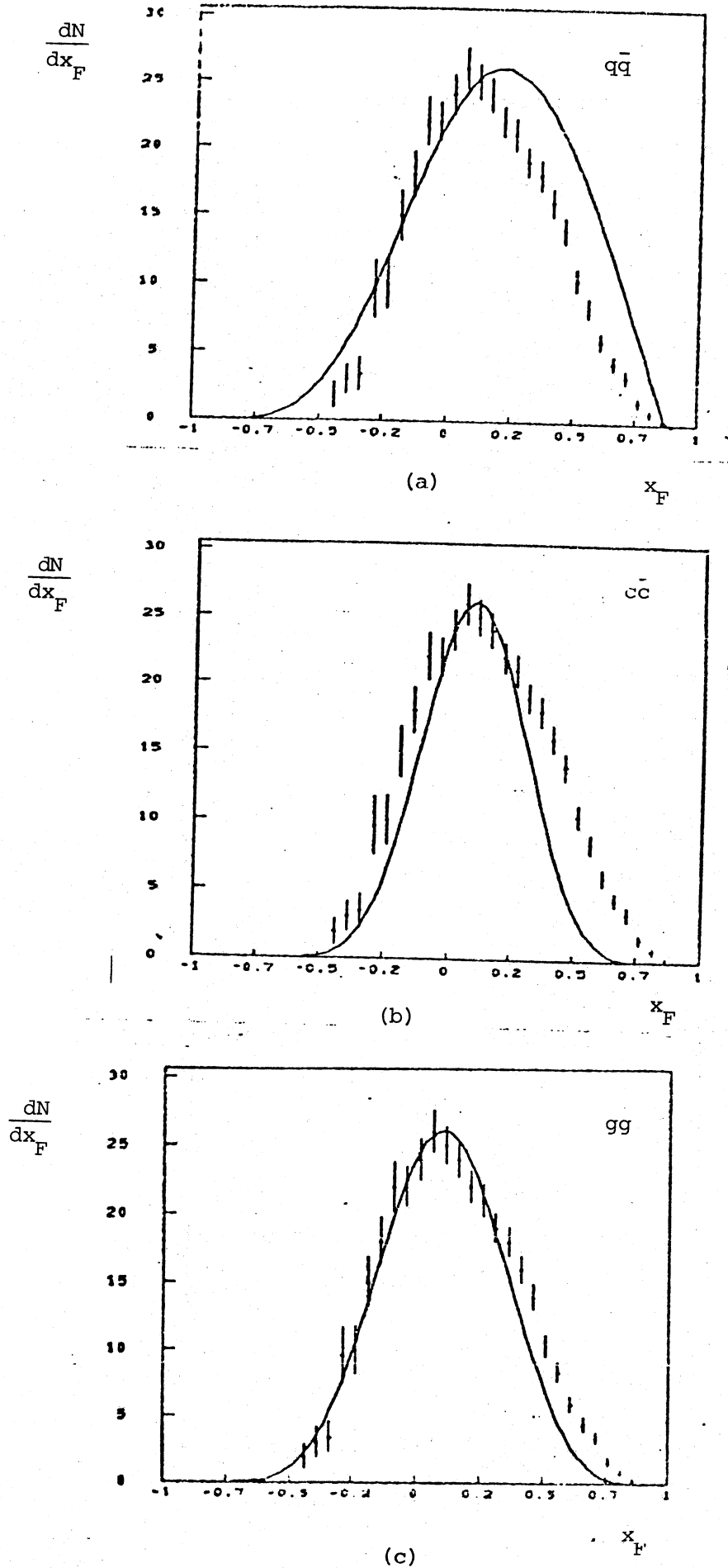


Fig.49 - Comparaison des données expérimentales $d\sigma/dx_F$ ($\pi^- N \rightarrow \psi + X$) à 40 GeV/c aux contributions F des quarks légers (a), des quarks charmés (b) et des gluons (c) avec les fonctions de structure du groupe (a); la normalisation est arbitraire.

de la courbe expérimentale (fig. 49); il est raisonnable de fixer notre attention surtout aux valeurs $x_F > -0.5$ pour lesquelles nous avons la meilleure acceptance.

Nous observons que les distributions induites par les quarks charmés ou les gluons décroissent plus rapidement que la distribution expérimentale alors que celle induite par les quarks légers est plus plate et a son maximum situé à une valeur de x_F légèrement plus grande. L'association d'un mécanisme 2 ou 3 au mécanisme 1 va conduire surtout à une augmentation de la section efficace différentielle pour les valeurs de x_F proches de zéro :

$$x_F \simeq 0 \rightarrow x_a \simeq x_b \simeq M/\sqrt{s} \simeq 0.36$$

où la mer et les gluons jouent encore un rôle.

2) Association des mécanismes deux à deux.

L'étude précédente nous a conduits à penser que le mécanisme d'annihilation des quarks légers devait être présent dans les associations à envisager.

Nous allons donc considérer les associations :

$\begin{aligned} & q\bar{q} + c\bar{c} \\ & q\bar{q} + gg \end{aligned}$
--

La comparaison de ces associations avec les données expérimentales doit nous permettre de définir les constantes de couplage pour chacun des mécanismes et donc les contributions relatives de chacun d'entre eux, si les fonctions de structure adoptées sont correctes.

Nous nous proposons d'ajuster sur nos données expérimentales $g_{q\bar{q}\psi}^2$ et $g_{c\bar{c}\psi}^2$ dans l'expression :

$$\sigma(A + N \rightarrow \psi + X) = \frac{4\pi^2}{3M^2} \left(\frac{g_{q\bar{q}\psi}^2}{4\pi} \mathcal{F}_q^A + \frac{g_{c\bar{c}\psi}^2}{4\pi} \mathcal{F}_q^A \right) \quad \text{X.22}$$

et les paramètres $g_{q\bar{q}\psi}^2$ et $g_{gg\psi}^2$ dans l'expression :

$$\sigma(A + N \rightarrow \psi + X) = \frac{4\pi^2}{3M^2} \left(\frac{g_{q\bar{q}\psi}^2}{4\pi} \mathcal{F}_q^A + 3 \frac{g_{gg\psi}^2}{\pi 4} \mathcal{F}_q^A \right) \quad \text{X.23}$$

La normalisation est importante dans cette étude et nous transformons les sections efficaces, X.22 et X.23 exprimées en GeV^{-2} en section efficace en nanobarns en multipliant par le facteur de conversion

$$1 \text{ GeV}^{-2} = 3.9 \times 10^5 \text{ nb}$$

a) Rapport des sections efficaces totales.

Dans la table X.4 sont portées les quantités $\frac{4\pi^2}{3M^2} \mathcal{F}_q^A$, $\frac{4\pi^2}{3M^2} \mathcal{F}_c^A$ et $\frac{4\pi^2}{M^2} \mathcal{F}_g^A$ exprimées en nanobarns pour les six hadrons considérés; ces quantités représentent les contributions relatives qu'auraient les trois mécanismes si les constantes de couplage étaient toutes égales.

	$\bar{p}$	p	π^-	π^+	K^-	K^+
$q\bar{q}$	8.9×10^4	4.7×10^3	6.6×10	7.1×10^4	6.6×10^4	9.2×10^3
$c\bar{c}$	23.6	23.6	52.9	52.9	53.5	53.5
gg	1.3×10^5	1.3×10^5	2.60×10^5	2.6×10^5	2.6×10^5	2.6×10^5

Table X.4

On y voit que la constante de couplage des quarks charmés au ψ doit être beaucoup plus grande que $g_{q\bar{q}\psi}^2$ pour que leur contribution devienne non négligeable, et ceci, même dans le cas du proton où le couplage "antiquark de la mer - quark de valence" est plus important qu'un couplage "quark charmé-antiquark charmé", tous deux venant de la mer.

On remarque aussi que la contribution des quarks légers est inférieure ou du même ordre de grandeur que celle des gluons pour les pions et les kaons à cause de la normalisation importante des fonctions de structure de ces derniers (qui sont supposés emporter la moitié de l'impulsion du hadron).

Les données expérimentales que nous introduisons pour l'ajustement des constantes de couplage sont la section efficace totale de production du ψ par π^- incident et les rapports des sections efficaces induites par les cinq autres particules à celle du π^- pour $x_F > -0.5$.

Le premier ajustement relatif à l'association des mécanismes $q\bar{q}$ et $c\bar{c}$ conduit aux constantes de couplage suivantes :

$$\begin{aligned} g_{q\bar{q}\psi}^2/4\pi &= (2.9 \pm 0.1) \times 10^{-4} \\ g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi &= 0.13 \pm 0.01 \end{aligned} \quad \text{x .24}$$

avec un χ^2 de l'ordre de 0.8 par degré de liberté.

Le second ajustement, relatif à l'association des mécanismes $q\bar{q}$ et gg permet d'exprimer :

$$\begin{aligned} g_{q\bar{q}\psi}^2/4\pi &= (3.0 \pm 0.1) \times 10^{-4} \\ g_{gg\psi}^2/4\pi &= (1.7 \pm 0.2) \times 10^{-5} \end{aligned} \quad \text{x .25}$$

($\chi^2 \approx 0.8/\text{degré de liberté}$).

les erreurs correspondent à une variation du χ^2 d'une unité.

Il est intéressant de voir qu'on obtient pratiquement la même valeur pour $g_{gg\psi}^2$ soit dans l'association $g\bar{g}$ avec $c\bar{c}$ soit avec gg .

Les résultats de la comparaison des deux ajustements avec les données expérimentales sont données dans la table X.5 ci-dessous.

	$\bar{p}/\pi^-$	p/π^-	π^- (nb/nucl)	π^+/π^-	K^-/π^-	K^+/π^-
expérience	1.13 ± 0.14	0.14 ± 0.02	$23.2 \pm 2.$	1.05 ± 0.06	0.88 ± 0.11	0.31 ± 0.06
$q\bar{q} + c\bar{c}$	1.10 ± 0.05	0.17 ± 0.08	$19. \pm 1.$	1.06 ± 0.04	1.01 ± 0.04	0.38 ± 0.02
$q\bar{q} + gg$	1.15 ± 0.04	0.18 ± 0.06	$19. \pm 1.$	1.06 ± 0.04	1.01 ± 0.04	0.35 ± 0.01

Table X.5 - *Rapports des sections efficaces de production du ψ à 40 GeV/c; dans la première ligne sont données les valeurs expérimentales; dans la deuxième ligne les résultats de l'ajustement de ces valeurs expérimentales aux expressions X.22, d'où résultent aussi les constantes de couplage X.24; dans la troisième ligne sont donnés les résultats de l'ajustement des valeurs expérimentales aux expressions X. 23, d'où résultent aussi les constantes de couplage X.25.*

Compte tenu de l'imprécision sur les fonctions de structure, nous obtenons un assez bon accord avec les données expérimentales avec des constantes de couplage "raisonnables": $g_{gg\psi}^2 / 4\pi$ est supérieur à la valeur attendue si on considère la largeur hadronique du ψ mais nous avons vu qu'il existait d'autres processus pouvant produire un ψ à partir de deux quarks légers et qui augmentent ainsi la probabilité de production; si nous nous souvenons que $g_{c\bar{c}\psi}^2 = r_c^2 g_{c\bar{c}\psi}^2$ et que nous supposons que $g_{c\bar{c}}^2 \approx 0.5$, nous obtenons un facteur de suppression de la mer charmée r_c égal à 0.5; la constante de couplage de deux gluons à un ψ est plus difficile à exprimer théoriquement comme nous l'avons déjà remarqué : M. Glück, J.F. Owens et E. Reya [12] estiment que les

sections efficaces des processus élémentaires $\sigma(q\bar{q} \rightarrow c\bar{c})$ et $\sigma(gg \rightarrow c\bar{c})$ sont du même ordre de grandeur sans présager du passage de l'état $c\bar{c}$ au ψ .

En utilisant ces constantes de couplage, on déduit la section efficace pour chacun des trois mécanismes. Celle-ci est présentée dans la table X.6 ci-dessous; nous avons légèrement simplifié cette table en tenant compte du fait que la contribution des quarks légers est sensiblement la même dans les deux associations envisagées, $q\bar{q} + c\bar{c}$ ou $q\bar{q} + gg$.

H	$\bar{p}$	p	π^-	π^+	K^-	K^+
$\frac{4\pi^2}{3M^2} g_{q\bar{q}\psi}^2 / 4\pi \mathcal{F}_q^A$	18.6	1.0	13.7	14.9	13.8	1.9
$\frac{4\pi^2}{3M^2} g_{c\bar{c}\psi}^2 / 4\pi \mathcal{F}_c^A$	2.3	2.3	5.2	5.2	5.2	5.2
$\frac{4\pi^2}{M^2} g_{gg\psi}^2 / 4\pi \mathcal{F}_g^A$	2.4	2.4	4.5	4.5	4.5	4.5

Table X.6 Sections efficaces des trois mécanismes en nb/nucléon pour la production du ψ à 40 GeV/c.

Comparons la distribution des quarks légers à celle des autres mécanismes.

Dans les deux cas, on voit que la contribution des quarks légers est :

-environ trois fois plus forte que les autres pour les mésons π^+, π^- et K^- où un antiquark de valence $\bar{u}$ ou $\bar{d}$ est présent pour être associé avec un quark de valence de nucléon;

-environ huit fois plus forte que les autres pour l'antiproton où les quarks légers ont à peu près la même contribution que pour π^+, π^- et K^- mais où les quarks charmes et les gluons sont supposés plus concentrés à petit x que dans les mésons;

-environ deux fois plus faible que les autres pour le proton et le où les antiquarks légers qui se couplent aux quarks de valence du nucléon viennent obligatoirement de la mer.

Il est à remarquer qu'avec les fonctions de structure choisies et les constantes de couplage ajustées, les contributions des quarks charmés et des gluons sont parfaitement comparables et que donc les seuls rapports de production ne peuvent conduire à une sélection du mécanisme prédominant.

b) Section efficace totale en fonction de l'énergie

Un second critère de validité du modèle est la dépendance en s de la section efficace totale. Pour ce test là, nous calculons la contribution des mécanismes pris deux à deux pour des particules incidentes de 200 GeV/c ($\sqrt{s} = 19$ GeV) avec les constantes de couplage déterminées précédemment avec les données à 40 GeV/c et nous comparons aux résultats de l'expérience NA3 [56]. A une énergie dans le système de centre de masse de l'ordre de 19 GeV, on s'attend à ce que la mer et les gluons jouent un rôle plus important ; on a par exemple, pour $x_F = 0$:

$$x_a \approx x_b \approx \frac{M}{\sqrt{s}} \approx 0.16$$

c'est à dire des fractions d'impulsion emportée par les quarks et gluons considérablement plus faible qu'à $\sqrt{s} = 8.6$ GeV, où $x_a \approx x_b \approx 0.36$ par $x_F = 0$.

Les résultats correspondants aux deux associations $q\bar{q} + c\bar{c}$ et $q\bar{q} + gg$ sont regroupés dans la table X.7 et comparés aux rapports des sections efficaces expérimentales pour les diverses particules quel que soit x_F .

$\sqrt{s} = 19 \text{ GeV}$	$\bar{p}/\pi^-$	p/π^-	$\pi^- \text{ (nb)}$	π^+/π^-	K^-/π^-	K^+/π^+
$q\bar{q}$	2.1	0.5	46.9	1.086	1.00	0.45
$c\bar{c}$	1.01	1.01	305.5	1.00	1.00	1.00
$q\bar{q} + c\bar{c}$	1.2	0.94	352.4	1.01	1.00	0.93
Données NA3 [56]	0.83 ± 0.12	0.59 ± 0.1	132 ± 30	1.01 ± 0.02	1.1 ± 0.1	0.78 ± 0.08
$q\bar{q}$	2.1	0.5	49.1	1.08	1.00	0.45
gg	0.93	0.93	70.4	1.00	1.00	1.00
$q\bar{q} + gg$	1.4	0.75	119.6	1.03	1.00	0.77

Table X.7 Comparaison des prévisions théoriques pour les associations des mécanismes $q\bar{q} + c\bar{c}$ et $q\bar{q} + gg$ à 200 GeV/c avec les données expérimentales de NA 3 [55]. Les prévisions théoriques ont été calculées avec les constantes de couplage obtenues à partir des données de notre expérience à 40 GeV/c et les expressions X.22 et X.23.

Pour les π^- , nous avons exprimé la section efficace totale en nanobarn/nucléon à partir des données en nanobarns/noyau de platine en supposant une loi de dépendance au nombre de masse en $A^{0.93}$ [56].

Les résultats de la table X.7 nous amènent aux conclusions suivantes :

- avec les fonctions de structure que nous avons choisies, la contribution des quarks charmés à la section efficace totale pour π^- à 200 GeV/c devient environ trois fois plus importante qu'elle devrait être; elle contribue avec 305.5 nb et elle devrait contribuer avec environ 90 nb pour que la section efficace totale soit 132 ± 30 nb.
- les rapports des sections efficaces des autres particules relatives à la section efficace du π^- à 200 GeV sont expliqués assez bien par les deux combinaisons $q\bar{q} + c\bar{c}$ et $q\bar{q}$ et gg , compte tenu des incertitudes sur les fonctions de structure.

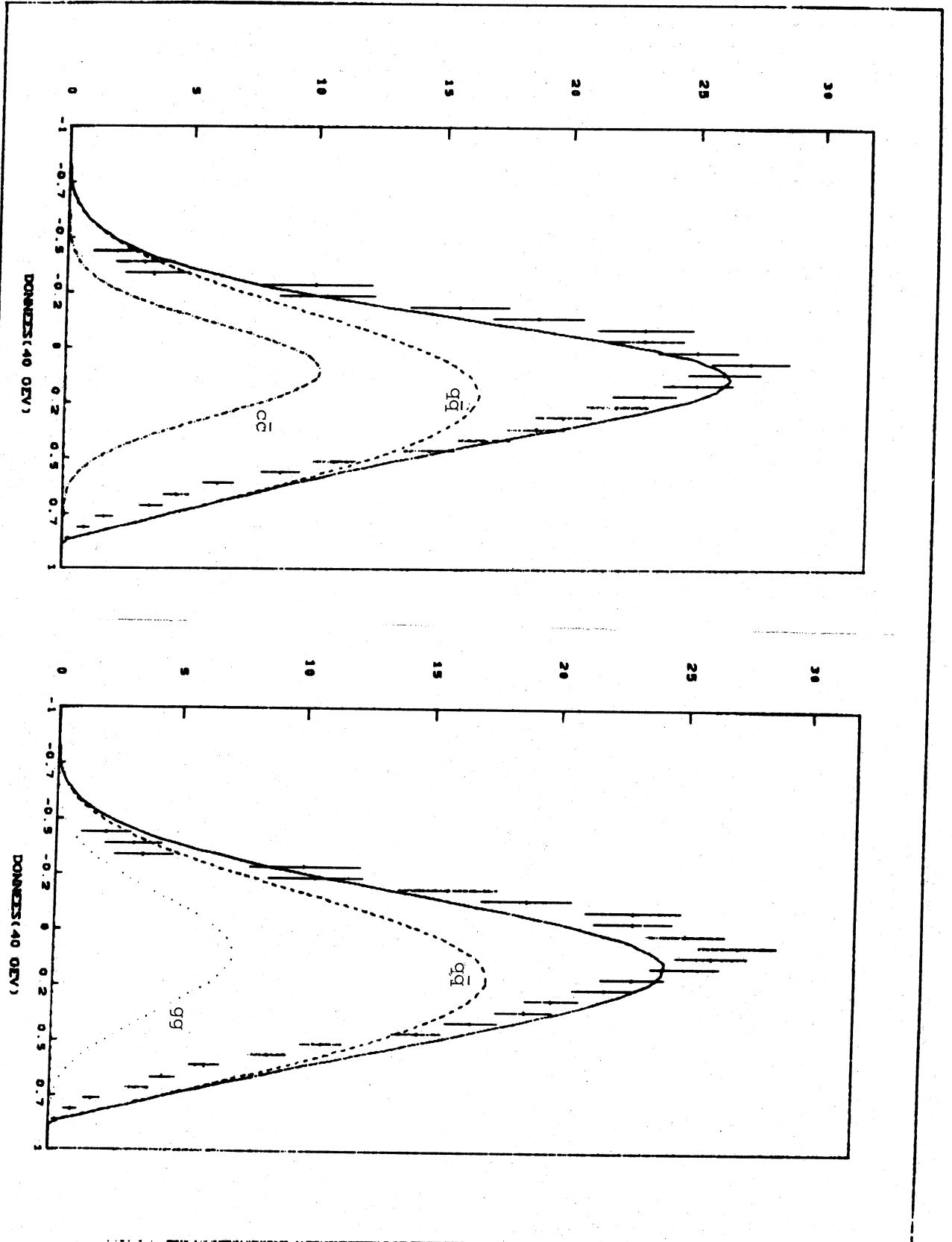


Fig.50 - Comparaison des associations des mécanismes ajustés sur les rapports de sections efficaces totales à la distribution expérimentale $d\sigma/dx_F$ ($\pi^- N \rightarrow \psi + X$)

- dans l'ensemble, la combinaison $q\bar{q}$ et gg donne des résultats nettement meilleurs que $q\bar{q} + c\bar{c}$, dans cette comparaison des données à 40 GeV/c et à 200 GeV/c.

c) Distribution en x_F

On peut enfin comparer la distribution en x_F obtenue par l'association des mécanismes $q\bar{q} + c\bar{c}$ puis $q\bar{q} + gg$ avec celle obtenue expérimentalement pour les π^- (Fig. 50).

On y voit que l'addition des quarks charmés ou de gluons permet bien de combler la distribution trop plate aux petites valeurs de x_F que l'on obtient pour les quarks légers. Bien qu'il faut tenir compte en effet de l'erreur importante qu'il y a sur les constantes de couplage et de l'imprécision sur certaines fonctions de structure on observe cependant un désaccord assez important entre courbe théorique et données expérimentales à grand x_F . Ce désaccord peut être chiffré en considérant la différence d'exposant entre les ajustements effectués sur les résultats théoriques et sur les données expérimentales pour $x_F > 0.25$, soit :

$$\begin{array}{ll} \frac{d\sigma}{dx_F} \propto (0.9 - x_F)^{1.1 \pm 0.1} & \text{ajusté sur la courbe théorique} \\ (0.9 - x_F)^{1.5 \pm 0.1} & \text{ajusté sur les données.} \end{array}$$

Ce désaccord peut être dû à l'émission de gluons mous et/ou de photons après création de l'état $c\bar{c}$ à octet de couleur ou d'un état χ nécessaires à la production du ψ dans certains processus envisagés dans le paragraphe II de ce chapitre. Nous avons fait la supposition au début de cette étude que cette émission d' "objets mous" ne perturbait pas de façon sensible la distribution en x_F du ψ produit; il faut supposer en fait que celle-ci affecte la distribution en x_F sans modifier de façon significative les sections efficaces totales.

3) Association des trois mécanismes

Nous nous proposons désormais de déterminer globalement les

trois constantes de couplage de la section efficace

$$\sigma(A + N \rightarrow \psi + X) = \frac{4\pi^2}{3M^2} \left[\frac{g_{q\bar{q}\psi}^2}{4\pi} \mathcal{F}_q^A + \frac{g_{c\bar{c}\psi}^2}{4\pi} \mathcal{F}_c^A + 3 \frac{g_{gg\psi}^2}{4\pi} \mathcal{F}_q^A \right]$$

Nous avons d'abord fait l'ajustement de ces paramètres sur les sections efficaces déterminées dans notre expérience à 40 GeV/c. Le résultat n'est pas meilleur que celui que nous avons obtenu en associant les mécanismes deux à deux. On obtient pour $g_{q\bar{q}}^2$ et $g_{c\bar{c}}^2$ les mêmes valeurs que dans l'expression X.24 correspondant à l'association $q\bar{q} + c\bar{c}$ et pour g_{gg}^2 une valeur proche de zéro.

Nous essayons alors d'ajuster les paramètres à la fois sur les données à 40 GeV/c et sur les données à 200 GeV/c. L'ajustement a un χ^2 de 2.5 par degré de liberté et donne pour les constantes de couplage les valeurs :

$g_{q\bar{q}\psi}^2/4\pi \approx (2.9 \pm 0.1) 10^{-4}$	
$g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi \approx (1.7 \pm 1.2) 10^{-2}$	
$g_{gg\psi}^2/4\pi \approx (1.6 \pm 0.3) 10^{-5}$	

X .26

Les constantes de couplage relatives à l'annihilation des quarks légers et à la fusion des gluons sont proches de celles obtenues par association de ces deux seuls mécanismes (voir X.25), alors que la constante relative aux quarks charmés est environ 8 fois plus faible que la constante donnée en X.24. On déduit de cette nouvelle constante de couplage un facteur de réduction de la mer charmée de l'ordre de 0.2 ± 0.15 en supposant que la constante réelle de couplage des quarks charmés au ψ est 0.5 . Nous noterons que cette constante de couplage $g_{c\bar{c}\psi}^2/4\pi$ n'a que peu d'influence sur le χ^2 .

Les contributions relatives de chacun des mécanismes à la section efficace sont alors les suivantes à 40 GeV/c et 200 GeV/c , en nanobarns :

40 GeV/c, $x_F > 0.5$	$\bar{p}$	p	π^-	π^+	K^-	K^+
$q\bar{q}$	19.0	1.0	14.1	15.2	14.1	2.0
$c\bar{c}$	0.3	0.3	0.6	0.6	0.7	0.7
gg	2.2	2.2	4.1	4.1	4.2	4.2
total(nb)	21.5	3.5	18.9	20.0	19.0	6.8
total/ π^-	1.1 ± 0.1	0.18 ± 0.01	$18.9 \pm 1.$	1.06 ± 0.05	1.0 ± 0.05	0.36 ± 0.02
données	1.13 ± 0.14	0.14 ± 0.02	$23.2 \pm 2.$	1.05 ± 0.06	0.88 ± 0.11	0.31 ± 0.06
200 GeV/c, x_F						
qq	99.4	23.6	48.1	52.0	48.1	21.7
$c\bar{c}$	38.7	38.7	38.2	38.2	38.2	38.2
gg	60.3	60.3	65.0	65.0	65.0	65.0
total(nb)	198.3	122.6	151.3	155.2	151.4	1249
total/ π^-	1.31 ± 0.1	0.81 ± 0.04	151 ± 8	1.03 ± 0.03	1.00 ± 0.05	0.83 ± 0.04
données	0.83 ± 0.12	0.59 ± 0.1	132 ± 25	1.01 ± 0.02	1.1 ± 0.1	0.78 ± 0.08

Table X.8

Cette table est très intéressante. Elle nous montre que avec les fonctions de structure que nous avons choisies :

- à 40 GeV/c la concordance entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques pour les sections efficaces totales est très bonne; pour toutes les particules cette concordance est meilleure qu'une fois l'erreur expérimentale.
- à 200 GeV/c la concordance est bonne, c'est-à-dire meilleure qu'une fois l'erreur expérimentale pour les sections efficaces totales pour π^+ , π^- , K^+ , K^- ; elle est à deux fois l'erreur expérimentale pour l'antiproton. Il faut noter néanmoins que le rapport entre la prévision théorique et la valeur expérimentale est environ 1,4 pour le proton et environ 1,6 pour l'antiproton, ce qui n'est pas très mauvais.

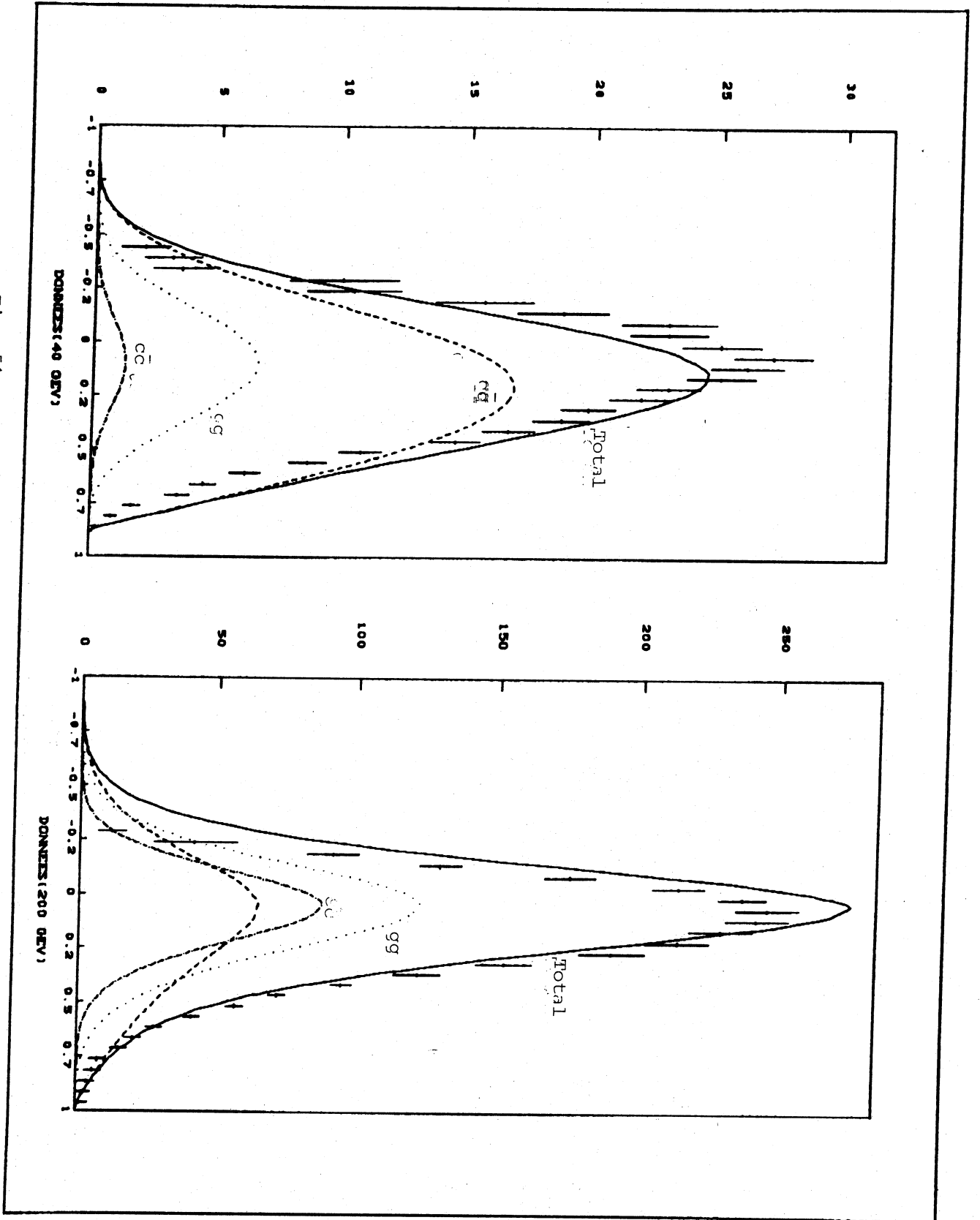


Fig. 51 - Contribution des trois mécanismes à la distribution

$$d^0/dx_F (\pi^- + N \rightarrow \psi + X)$$

c) le rapport théorique $\frac{\sigma(\bar{p} + N \rightarrow \psi + X)}{\sigma(p + N \rightarrow \psi + X)}$ est égal à :

- i) $6,1 \pm 0,3$, à comparer à $5,6 \pm 0,6$ à 40 GeV/c, pour $x_F > -0,5$
- ii) $1,6 \pm 0,2$, à comparer à $1,4 \pm 0,2$ à 200 GeV/c; $\forall x_F$

Nous avons ensuite étudié la distribution en x_F du ψ à 40 GeV/c et à 200 GeV/c pour π^- . La figure 51 montre les diverses contributions à la section efficace différentielle $d\sigma/dx_F$ pour π^- . La concordance entre les prévisions théoriques et les valeurs expérimentales est presque partout meilleure qu'une ou deux fois l'erreur expérimentale, excepté dans la région de $x_F \leq -0,2$ où les acceptances des expériences sont moins bien déterminées. Nous rappelons l'importance du choix des fonctions de structure et nous voyons en particulier que la contribution des quarks légers est un peu trop forte ou bien que leur fonction de structure doit être légèrement plus abrupte aux grandes valeurs de x_F .

4) Discussion

Nous avons supposé au départ que les seuls mécanismes capables de produire du ψ dans le cadre du modèle des quarks étaient l'annihilation de quarks légers, l'annihilation de quarks charmés et la fusion de deux gluons; nous avons alors cherché quelle pouvait être l'importance relative de chacun de ces mécanismes à notre énergie. Pour cela, nous avons considéré le vertex comme une boîte noire et nous avons fixé a priori le choix des diverses fonctions de structure.

Revoyons les conclusions que nous avons tirées des ajustements des constantes de couplages sur les données expérimentales :

a) Influence des quarks légers.

- L'annihilation des quarks légers jouent un rôle prépondérant dans la production du ψ à 40 GeV/c; elle représente typiquement 75% de la production pour les divers hadrons incidents considérés à l'exception du proton où l'absence d'antiquark de valence dans les deux particules entrant en col-

lision réduit son importance à environ 30%; sans présumer de la nature du (ou des) mécanisme accompagnant celui-ci, cette constatation suffit à expliquer les rapports de production du ψ relativement à celle du π^- et la section efficace totale induite par π^- .

- l'importance des quarks légers diminue lorsqu'on augmente l'énergie en raison de la forme de la fonction de structure des quarks de valence dans les hadrons. La contribution des quarks légers devient de l'ordre de 30 à 50% à 200 GeV/c suivant les hadrons considérés et est encore inférieure en collision proton-nucléon.

- la contribution des quarks légers est définie par une constante de couplage de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$, ce qui est supérieur à la valeur attendue en supposant que l'annihilation des quarks légers se fait par un vertex à 3 gluons (en suppression par la règle de Zweig) mais qui est une valeur raisonnable si on tient compte de la possibilité d'autres vertex.

b) Influence des autres mécanismes.

Les autres mécanismes, annihilation de quarks charmés et fusion de gluons, sont caractérisés tous deux par le fait qu'ils ont le même effet pour une particule et son antiparticule, ce qui rend leur discrimination plus délicate en considérant seulement les rapports des sections efficaces. Il faut étudier les sections efficaces absolues.

De plus, les fonctions de structure correspondantes sont bien moins connues et leur choix peut conduire à des conclusions différentes :

- Avec les fonctions de structure que nous avons choisies pour les quarks charmés, il est impossible d'expliquer à la fois les rapports des sections efficaces à notre énergie et la dépendance en énergie de la section efficace totale des réactions induites par π^- par la seule association des mécanismes relatifs aux quarks légers et aux quarks charmés; ceci est rendu possible par le choix de fonctions de structure des quarks charmés de variation moins abruptes par Donnachie et Landshoff [4]. De plus l'ajustement sur nos données expérimentales conduit à une constante de couplage de l'ordre de 0.1, soit à un facteur de suppression de la mer charmée relativement large de l'ordre de 0.5 (si on pose $g_{\bar{c}c\psi}^2 / 4\pi \approx 0.5$).

- L'association de la fusion de gluons à l'annihilation des quarks légers conduit à des résultats plus satisfaisants, que ce soit à 40 GeV/c ou à 200 GeV/c, si on excepte les normalisations relatives du proton et de l'antiproton aux pions à 200 GeV/c qui sont environ 1.5 fois trop fortes mais qui souffrent de la mauvaise connaissance de la fonction de structure des gluons.

Pour avoir la sensibilité de l'ajustement aux fonctions de structure, nous avons fait varier celles relatives aux gluons dans les protons et les pions. Les résultats de ces variations sont portés dans la table X.9 avec la présentation des χ^2 et des constantes de couplage obtenues. On remarque qu'on améliore légèrement le χ^2 en choisissant une fonction de structure de variation plus abrupte pour les gluons dans le proton et qu'on ne l'améliore pas en modifiant la fonction de structure des gluons dans les pions.

La question de la présence ou non du mécanisme d'annihilation des quarks charmés dans la production du ψ , en association avec les deux autres mécanismes, reste délicate. On voit que si on choisit des fonctions de structure plus abruptes pour les gluons (c'est-à-dire plus semblables, en fait, à celles des quarks charmés), on n'a plus besoin de cette contribution des quarks charmés et que dans tous les cas, cette contribution reste faible. Il est cependant difficile de l'exclure sur cette seule base et il nous paraît que le critère le plus solide pour conclure à la petite contribution de ce mécanisme reste l'absence d'observation de mésons charmés en association avec un ψ .

c) Conclusions.

La statistique de notre expérience pour les particules rares et le fait de ne disposer que d'une énergie incidente ne nous permet pas d'effectuer un ajustement global, à la fois des constantes de couplage et des fonctions de structure. Nous avons vu cependant que nous obtenons un accord encourageant entre nos données et celles de l'expérience NA à 200 GeV/c [56] en se fixant a priori les fonctions de structure et en ajustant les constantes de couplage. Le résultat essentiel en est que la production du ψ doit être effectuée essentiellement par l'association des deux mécanismes qui sont l'annihilation des quarks légers et la fusion de deux gluons, à la-

Fonctions de structure	$x^2 / 8.8.8$	Constantes de couplage	$\sqrt{s}$ (Gev)	$\bar{p} / \pi^-$	p / π^-	π^- (nb)	π^+ / π^-	K^- / π^-	K^+ / π^-
Groupe (a) (rappel)	2.8	2.9×10^{-4} 1.7×10^{-2} 1.6×10^{-5}	8.6	1.1 ± 0.1	0.18 ± 0.01	18.9 ± 1.8	1.06 ± 0.05	1.0 ± 0.05	0.36 ± 0.02
Groupe (a) et $G^P=3.5(1-x)$	2.3	2.6×10^{-4} 0 3.0×10^{-5}	19	1.3 ± 0.1	0.81 ± 0.04	151 ± 8	1.03 ± 0.05	1.00 ± 0.05	0.83 ± 0.04
			8.6	1.03 ± 0.1	0.16 ± 0.01	$18.9 \pm 1.$	1.05 ± 0.05	1.01 ± 0.05	0.42 ± 0.02
Groupe (a) et $G^P=4(1-x)$	4.6	2.6×10^{-4} 7.3×10^{-4} 3.8×10^{-5}	19	1.2 ± 0.1	0.75 ± 0.04	163 ± 0.7	1.02 ± 0.05	1.00 ± 0.05	0.85 ± 0.04
			8.6	1.0 ± 0.02	0.12 ± 0.03	18.8 ± 0.4	1.05 ± 0.02	1.01 ± 0.02	0.42 ± 0.01
Groupe (a) et $G^P=3.5(1-x)$	2.4	3.0×10^{-4} 0 3.3×10^{-5}	19	1.05 ± 0.02	0.69 ± 0.02	190 ± 4	1.02 ± 0.02	1.00 ± 0.02	0.88 ± 0.02
			8.6	1.1 ± 0.04	0.18 ± 0.06	18.9 ± 0.6	1.06 ± 0.04	1.01 ± 0.03	0.35 ± 0.01
Groupe(a) et $G^P=3.5(1-x)$	3.3	3.2×10^{-4} 0 3.3×10^{-5}	19	1.2 ± 0.04	0.78 ± 0.03	173 ± 6	1.02 ± 0.03	1.00 ± 0.03	0.85 ± 0.03
			8.6	1.2 ± 0.06	0.19 ± 0.01	18.9 ± 1	1.07 ± 0.05	1.01 ± 0.05	0.29 ± 0.01
Données	Notre exp.	Exp. NA3	19	1.3 ± 0.06	0.80 ± 0.04	172 ± 8	1.03 ± 0.05	1.00 ± 0.05	0.83 ± 0.04
			8.6	1.13 ± 0.14	0.14 ± 0.02	$23.2 \pm 2.$	1.05 ± 0.06	0.88 ± 0.11	0.31 ± 0.06
			19	0.83 ± 0.12	0.59 ± 0.10	132 ± 25	1.01 ± 0.02	1.1 ± 0.1	0.78 ± 0.08
					Table X.9				

- Essai de diverses fonctions de structure de gluons et résultats de l'ajustement de l'association des trois mécanismes sur les données à 40 et 200 GeV/c.

quelle peut s'ajouter une faible contribution des quarks charmés. Il ressort alors de notre étude que les fonctions de structure des gluons dans les protons et les pions qui s'ajustent le mieux sur les données sont :

$$\begin{aligned} G^P &= C_n (1-x)^n & n &\simeq 5 - 6 \\ G^\pi &= C_{n'} (1-x)^{n'} & n' &\simeq 3 - 4 \end{aligned}$$

Inversement, on peut espérer qu'une expérience rassemblant assez de statistique à diverses énergies et avec plusieurs particules incidentes permette à la fois la détermination des constantes de couplage et celle des fonctions de structure des gluons par un ajustement, non plus sur les seuls rapports de production entre les divers hadrons mais aussi sur les distributions $d\sigma/dx_F$.

L'étude de la production du ψ se révèle ainsi être un moyen efficace d'accéder aux fonctions de structure des gluons. On notera de plus qu'une expérience ayant une bonne résolution en masse doit permettre aussi l'étude de la production du ψ' qui donne une information supplémentaire sur le couplage des quarks et des gluons à un état lié de charme.

L'étude de la production du Y peut également être effectuée dans le même esprit avec une détermination éventuelle d'un couplage de quarks légers et de gluons à un état lié de beauté.

CONCLUSION

Cette thèse décrit les deux premières expériences d'étude de la production hadronique du ψ avec six particules différentes, π^- , π^+ , K^- , K^+ , $\bar{p}$ et p .

Ces expériences ont été réalisées auprès du spectromètre OMEGA du CERN avec un faisceau de hadrons de 39.5 GeV/c issu du SPS; les ψ ont été détectés dans leur mode de désintégration en $\mu^+\mu^-$ à l'aide d'un appareillage de grande acceptance dans un domaine étendu de la variable de Feynman x_F ($-0.5 < x_F < 1$).

L'expérience I a conduit à l'observation de 800 ψ (resp. 200) en faisceau négatif (resp. faisceau positif); l'expérience II a une statistique beaucoup plus importante et a permis d'obtenir environ 8000 ψ (resp. 4500) en faisceau négatif (resp. faisceau positif).

Les sections efficaces de production du ψ par π^- , π^+ , K^- et $\bar{p}$ sont du même ordre de grandeur, soit en particulier :

$$\sigma(\pi^- + \text{nucléon} \rightarrow \psi + X) = (16.4 \pm 1.4) \text{ nb/nucléon} \quad x_F > 0.$$

Les sections efficaces de production du ψ par K^+ et p sont sensiblement plus faibles : $\sigma(K^+/\pi^-) = 0.26 \pm 0.05$ et $\sigma(p/\pi^-) = 0.10 \pm 0.02$ pour $x_F > 0$.

Les distributions des événements en fonction de x_F sont comparables pour les π^- et les π^+ avec une symétrie autour de $x_F = 0.14$; les distributions induites par proton et antiproton montrent une décroissance plus abrupte en fonction de x_F .

Les distributions des événements en fonction de p_T^2 conduisent à des $\langle p_T \rangle$ comparables ($\langle p_T \rangle = 0.81 \pm 0.03$ pour les π^-) pour les diverses particules ($\langle p_T \rangle = 0.81 \pm 0.03$ pour π^-), sensiblement inférieures aux valeurs obtenues à plus haute énergie.

Nous avons tenté d'interpréter ces résultats dans le cadre du modèle des quarks en considérant le ψ comme un état lié quark charmé - antiquark charmé. Avec les fonctions de structure connues actuellement, nous ajustons les constantes de couplage des divers mécanismes envisagés sur les sections efficaces totales; les résultats s'expliquent raisonnablement avec des associations de mécanismes $q\bar{q}$ et $c\bar{c}$ ou $q\bar{q}$ et gg . En comparant avec les données à 200 GeV (exp. NA 3) on obtient un modèle cohérent si on considère l'association des mécanismes $q\bar{q}$ et gg avec éventuellement une faible contribution du mécanisme $c\bar{c}$; la contribution des quarks légers diminue et celle des gluons augmente lorsqu'on augmente l'énergie.

Les résultats des ajustements dépendent du choix des fonctions de structure; nous vérifions notamment que nos ajustements sont compatibles avec une fonction de structure des gluons dans les protons en $(1-x)^n$ avec $n \approx 5$ ou 6.

L'étude de la production du ψ avec différentes particules incidentes s'avère un moyen efficace de comprendre les mécanismes de production du ψ et de là, les vertex quark-quark et gluon-gluon; la même étude peut être réalisée en ce qui concerne la production du Υ . Dans les deux cas on remarque l'importance de réaliser des expériences de même type à plusieurs énergies.

REMERCIEMENTS

Ma première pensée va au regretté Professeur B.P. Grégory.

Je remercie P. Fleury pour l'accueil qu'il m'a réservé dans le laboratoire et pour m'avoir permis de participer à cette expérience.

J.Badier a dirigé mes recherches à mon entrée au LPNHE; par la suite, il n'a jamais cessé de me prodiguer conseils et encouragements et je lui suis très reconnaissant.

R.A. Salmeron m'a suggéré le sujet de cette thèse et m'a apporté tout son appui et son aide dans la réalisation de ce travail; je le remercie de ses conseils et des nombreuses discussions que nous avons eues.

L'expérience à laquelle se rapporte ce travail est le fruit d'une collaboration Birmingham, CERN, Munich, Neuchâtel et LPNHE; j'en remercie tous les membres qui en ont permis la réalisation et le succès.

J'ai beaucoup profité de l'expérience et des conseils de B. Chaurand; son concours et son amitié m'ont été précieux tout au long de ce travail.

G. Cohen-Tannoudji a eu la gentillesse de bien vouloir s'intéresser à cette étude et de m'accorder des entretiens amicaux et fructueux dont je le remercie.

Un grand merci également à Muriel Cerruti pour sa gestion efficace, son humour et sa bonne volonté constante.

F. Eschenbrenner et B. Klein ont assuré la dactylographie de ce texte avec une grande compétence et une amabilité jamais démenties; qu'elles trouvent là mes remerciements sincères.

REFERENCES

- (1) S. Drell and T.M. Yan PRL 25(1970) 316
- (2) M.B. Green, M. Jacob and P.V. Landshoff. Nuovo Cimento Vol.29A(1975)123
- (3) J.F. Gunion P.R. D 12(1975) 1345
P.R. D 11(1975) 1796
- (4) A. Donnachie and P.V. Landshoff NP B 112(1976) 233
- (5) Y. Kinoshita and K. Kinoshita BI.TP 77/11(1977)
BI.TP 77/24(1977)
- (6) V.G. Kartvelishvily, A.L. Likhoded, G.P. Pronko nφB OTφ 76-88 (1976)
- (7) R. Moore and A. Donnachie NP - 4,12 (1978) 1835
- (8) H. Fritzsche PL 67B (1977)217
H. Fritzsche and P. Minkovski NP B 76(1974) 365
- (9) T. Appelquist and H.B. Politzer PR D 12(1975)1404
- (10) S.D. Ellis, M.B. Einhorn and C. Quigg PRL 36(1976) 1263
M.B. Einhorn and S.D. Ellis PR D 12(1975)2007
- (11) C.E. Carlson and R. Suaya PR D 15(1977)1416
- (12) M. Glück, J.F. Owens and E. Reya PR D 17(1978) 2324
- (13) F. Halzen and S. Matsuda RL-77-072/A T199(1977)
- (14) J.L. Cardy and G.A. Winbew PL 52B(1974)95
- (15) A. Actor, U. Wambach and A. Reid PR D 18(1978)3371
- (16) M. Teper XIIth Rencontre de Moriond (1977)
- (17) D. Sivers N.P. B106(1976) 95
- (19) R. Turlay, EPS International Conference on High Energy Physics Genève (1979)
- (20) G. Farrar N.P. B77(1974)429
- (21) S.J. Brodsky and G.R. Farrar PR D. 11(1975)1309
- (22) R.P. Feynmann and R.D. Field PR D 15(1977) 2590
- (23) F.T. Dao, E. Flaminio, Kwan-Wu-Iai, W. Metalf and L.L. Wang PRL 39(1977)1333
- (24) A.J. Buras and W.J.F. Gaemers NP B132(1978)249
- (25) V. Barger and R.J.N. Phillips PL 73B(1978)91
NP B73(1974)269

- (26) S. Pakvasa, D. Parashar and S.F. Than PR D 10(1974)2124
- (27) L.L. Wang BNL 22628(1977)
- (28) Kogut and Shigemitsu CLNS-364
- (29) P. Kreiss and K. Schilcher PL 74B(1978)243
- (30) K. And I Kinoshita, J. Cleymans and B. Petersson (PL 68B(1977)355
- (31) I. Hinchliffe and C.H. Llewellyn-Smith NP B128(1977)93
- (32) G. Altarelli, Parisi and N. Petronzio Ph 76B(1978)356
- (33) N. Cabibbo, G. Altarelli, L. Maiani and N. Petronzio NP 369(1974)531
- (34) J.H. Christenson et al. PR D8,7(1973)2016
- (35) J.E. Augustin et al. PRL 33,23(1974)1406
- (36) J.J. Aubert et al. PRL 33(1977)1404
- (37) B. Knapp et al. PRL 34(1975)1044
- (38) F.W. Büsser et al. PL 56B(1975)482
- (39) G.J. Blamar et al. PRL 35(1975)346
- (40) Y.M. Antipov et al. PL 60B(1976)309
- (41) K.J. Anderson et al. PRL 36(1976)237
- (42) H.D. Snyder et al. PRL 36(1976)1415
- (43) M. Binkley et al. PRL 37(1976) 571, 574, 578
- (44) K.J. Anderson et al. PRL 37(1976)799,803
- (45) J.H. Cobb et al. PL 68B(1977) 101
- (46) J.G. Branson et al. PRL 38(1977)457, 1331, 1334
- (47) C. Kourkouvelis et al. CERN 77-06(1977)
- (48) M.C. Corden et al. PL 68B(1977)96
- (49) A. Bamberger et al. NP B(1977)1
- (50) Iu. Bushnin et al. PL 72B(1977)269
- (51) I.M. Antipov et al. PL 72B(1977)278
- (52) M.A. Abolin et al. PL 82B(1979)145
- (53) K.J. Anderson et al. PRL 42(1979)944, 948, 951
- (54) T.B.W. Kirk et al. PRL 42(1979)619
- (56) J. Badier et al. CERN/EP 79-69 EPS International Conference Geneva(1979)
- (58) J. Le Britton et al. P.L. 81B(1979)401

- (60) The West Area surface beams D.E. Plane CERN/SPS/EA 76-1 (1976)
- (61) The OMEGA project CERN/NP/68-11(1968)
O. Gildemeister Int. Conf. on Instr. for high energy physics Frascati (1973)
- (62) Design of the superconducting magnet for the Omega project - M Morpurgo
Part. Acc. 1(1970) 255
- (63) J.M. Thénard, Thèse 3ème cycle (1975) Orsay
- (64) A. Ferrer, Thèse d'Etat (1977) Orsay
- (65) TV cameras in high energy physics experiments-J. Garvey- Int. Conf. on
Instr. for high energy physics - Frascati (1973)
- (66) K.J. Anderson et al. NAL. 32(1965)48
- (67) A. Citron et al. NIM. 32(1965)48
- (70) P. Benkheiri, Thèse d'Etat (1978) Orsay
- (71) Roberts formula. P.Astbury et al. NIM 115(1974) 563
- (72) J. Badier, Thèse d'Etat (1964) Paris
- (73) Review of particule properties P.L. vol 75B(1978)
- (74) High energy particle data UCRL 2426 Vol.II (1966 rev.)
- (75) B. Rossi, High energy particles Prentice Hall (1956)
- (76) Denisov et al. N.P. B 61(1973)62
- (77) Allaby et al. IAD Phys 12(1970) 538.
- (78) K. Gottfried, J.D. Jackson, Nuovo Cimento 33(1964) 309
- (79) J.C. Collins and D.C. Soper Ph. Rev. D16(1977)2219