

ORSAY
n° d'ordre :

EX 9637

C1

AB



26 OCT 1986

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051461

LeTITRE..... de DOCTEURES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Sérgio Eduardo de CAMPOS COSTA RAMOS.....

SUJET :

PHOTOPRODUCTION DE PARTICULES CHARGÉES

A GRANDE IMPULSION TRANSVERSE

ue le12 Septembre 1986..... devant la Commission d'examen

MM.D. FOURNIER..... Président

.....M. BAUBILLIER.....

.....M. FONTANNAZ.....

.....A. ROUGE.....

.....D. TREILLE.....

J.-P. WUTHRICK

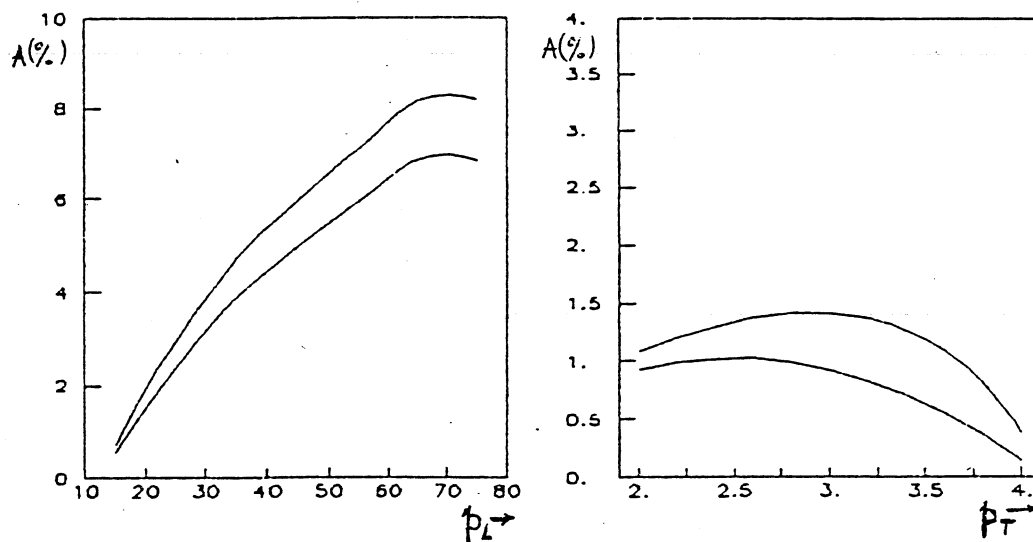
Thesis 1986-De Campos Costa Ramos

TABLE DES MATIÈRES

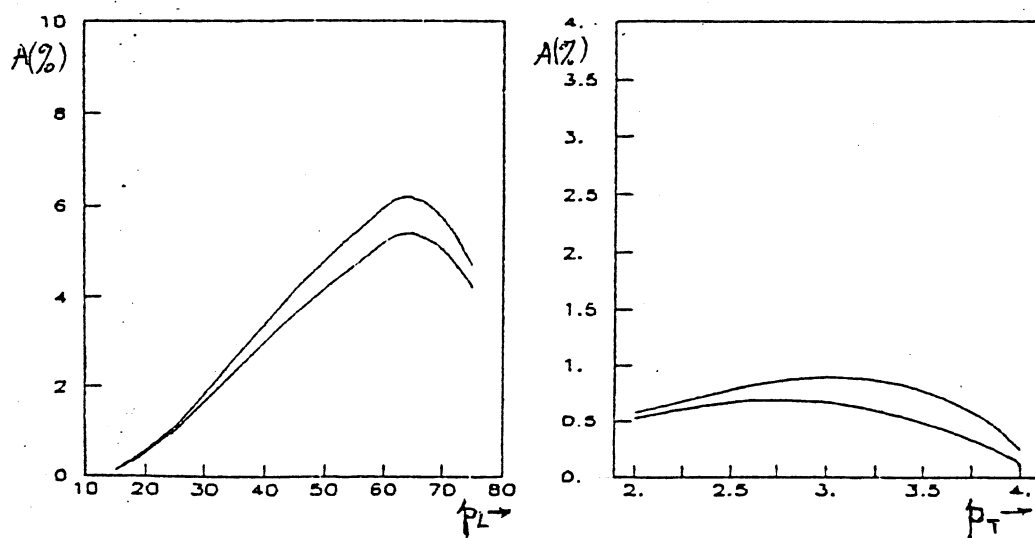
I.	INTRODUCTION	1
I.	LE CADRE THEORIQUE GENERAL ET LE POINT DE VUE DES EXPERIMENTATEURS	5
II.	LE SPECTROMETRE	27
II-A	L'APPAREILLAGE ET SES ELEMENTS	29
II-A-1	La production du faisceau:	29
II-A-2	Le système d'étiquetage:	30
II-A-3	Le bruit de fond:	33
II-A-4	Les faisceaux effectivement utilisés:	34
II-A-5	Implications de l'existence du bruit de fond sur la	37
II-A-6	Les éléments du spectromètre NA14:	37
II-A-6.1	La cible expérimentale:	38
II-A-6.2	Les aimants:	38
II-A-6.3	Les chambres à fils:	40
II-A-6.4	Les hodoscopes:	41
II-A-6.5	Les calorimètres:	42
II-A-6.6	Le Cerenkov:	44
II-A-6.7	Le filtre à muons:	45
II-B	L'ELECTRONIQUE D'ENSEMBLE ET LE SYSTEME D'ACQUISITION GENERAL	45
II-B-1	Le prédéclenchement:	45
II-B-2	Le système d'acquisition général:	47
II-B-2.1	La logique de temps mort ("busy logic"):	48
II-B-2.2	Choix des triggers et des ensembles détecteurs pris en considération:	49
II-C	LE TRIGGER POUR PARTICULES CHARGEES	50
II-C-1	L'interaction acquisition de notre trigger - acquisition générale:	50
II-C-2	Description de ses éléments:	51
II-C-2.1	L'hodoscope à scintillation Olga Veto:	51
II-C-2.2	La chambre à damiers:	52

ERRATUM

- Page 21, 2^{ème} formule, à la place de π^0 on doit lire ρ^0
- Page 30, ligne 3, à la place de 10^2 on doit lire 10^{-2}
- Page 40, ligne n-5, à la place de 5.10^{-5} on doit lire 5.10^{-4}
même ligne, à la place de 2% on doit lire 3%
- Page 127, à la place de la Fig. IV-3 on doit introduire la figure suivante:



- Page 137, ligne 21, à la place de $(N^+ + N^-)/(N^+ + N^-)$ on doit lire $(N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$
- Page 155, Table V-2, lignes 7-8-9, à la place de lit on doit lire no
- Page 158, à la place de la Fig. V-9 on doit introduire la figure suivante:



- Page 165, on doit introduire la référence suivante:

Table des Matières

III-C-3	L'efficacité de reconstruction des événements et les	109
III-C-4	La normalisation:	111
IV.	CALCUL DES SECTIONS EFFICACES INCLUSIVES DE HADRONS	
	EN PHOTOPRODUCTION	115
IV-A	LA PROCEDURE DE CALCUL	117
IV-A-1	Méthode:	117
IV-A-2	Optimisation des échelles:	124
IV-A-3	Asymétries de charge:	126
IV-B	LES INGREDIENTS PHENOMENOLOGIQUES	127
IV-B-1	Fonctions de structure du nucléon:	129
IV-B-2	Fonctions de structure du photon:	131
IV-B-3	Fonctions de fragmentation:	131
V.	RESULTATS EXPERIMENTAUX. COMPARAISON AVEC LA THEORIE	135
V-A	LES SECTIONS EFFICACES INCLUSIVES DE PIONS CHARGES	137
V-A-1	Résultats sur la photoproduction:	138
V-A-1.1	Choix de la paramétrisation:	139
V-A-1.2	Correction due aux effets nucléaires:	140
V-A-1.3	Résultats:	141
V-A-2	Résultats de la photoproduction:	142
V-A-2.1	Paramétrisation de VDM:	142
V-A-2.2	Résultats: comparaison avec QCD:	142
V-B	RAPPORTS DE SAVEUR ET ASYMETRIES DE CHARGE	152
V-B-1	Rapports de saveur:	154
V-B-2	Asymétries de charge:	156
VI.	CONCLUSIONS	159
VII.	LEXIQUE	163
VIII.	REFERENCES	165
IX.	REMERCIEMENTS	167

INTRODUCTION

Cette thèse a pour but l'étude des sections efficaces inclusives de hadrons chargés à grande impulsion transverse en photoproduction à haute énergie. L'intérêt est porté sur la comparaison de ces résultats expérimentaux avec des calculs théoriques basés essentiellement sur le couplage ponctuel du photon aux quarks.

Pour ce faire, la production d'un faisceau de photons de grande intensité et pureté est nécessaire, de façon à atteindre une sensibilité de l'ordre d'un événement/picobarn.

Le travail est organisé comme suit:

Dans le premier chapitre, une description de l'évolution des concepts dans les deux dernières décennies est faite. On rappelle notamment la conception partonique du nucléon, l'invariance d'échelle dans les réactions hadroniques, ainsi que les fonctions de structure et de fragmentation; un bref exposé sur les idées de base de la Chromodynamique Quantique se suit: les champs de jauge colorés comme médiateurs de l'interaction forte, la liberté asymptotique des quarks sondés à grande 4-impulsion, leur confinement à l'intérieur des hadrons et, par conséquent, la brisure de l'invariance d'échelle acceptée jusque-là. Vient ensuite un rappel sur la nature du photon: son terme ponctuel, sa fonction de structure perturbative et son comportement purement hadronique. On termine par une discussion sur les avantages de la photoproduction comme moyen de test de QCD.

Dans le deuxième chapitre, on décrit la production en plusieurs étapes du faisceau de photons de façon à obtenir une contamination négligeable en hadrons, son système d'étiquetage permettant d'assigner à chaque photon son énergie, le fond électromagnétique et de muons caractéristique de ce type d'expériences de photoproduction à grande intensité, ainsi que les deux aimants du spectromètre et l'ensemble des détecteurs.

On met l'accent sur le fait qu'il s'agit d'une expérience où différents dispositifs de déclenchement travaillent en parallèle étant donc coordonnées par un système d'acquisition général dont les tâches sont décrites; on explicite aussi les diverses fonctions de l'acquisition de notre trigger, notamment son contrôle par un microprocesseur rapide qui lui seul dialogue avec l'ordinateur central.

La partie finale de ce chapitre est dédiée au trigger de particules chargées: on y étudie la définition des matrices programmables permettant de sélectionner les événements possédant une trace pilote de impulsion transverse élevée; l'ensemble des modules électroniques lui servant de support et constituant un trigger rapide est aussi considéré.

Dans le troisième chapitre sont abordés les problèmes concernant la sélection des événements: leur filtrage et reconstruction, de même que l'imposition de critères de qualité relatifs au vertex et à la trace pilote. Le programme Monte-Carlo évaluant les acceptances dues à la méthode de déclenchement et les efficacités de détection et électroniques sont ensuite traités. On finalise avec une estimation des pertes introduites par les critères de sélection menant au lot final d'événements.

Dans le quatrième chapitre on expose les calculs théoriques concernant les sections efficaces inclusives en photoproduction effectués dans le cadre de la Chromodynamique Quantique perturbative jusqu'à l'ordre α_s^2 ; on souligne que le poids des termes correctifs du deuxième ordre QCD est fonction du choix des différentes échelles de masse en jeu et on réfère l'application d'une méthode visant l'optimisation des valeurs de celles-ci.

Dans le cinquième chapitre on présente nos résultats expérimentaux en photoproduction et en pioproduction; ceux-ci constituent un échantillon de référence que l'on compare avec des résultats d'expériences précédentes de façon à choisir une paramétrisation pouvant décrire la composante hadronique (VDM) du photon sur un domaine cinématique étendu. Une fois extraite, la composante ponctuelle du photon est comparée aux calculs théoriques. Un accord excellent, tant en fonction du moment longitudinal que du moment transverse du hadron pilote est mis en évidence, et on discute de la sensibilité de nos résultats aux variations des sections efficaces théoriques dues à la plus grande incertitude introduite dans les calculs: la fonction de fragmentation du gluon.

Les parties suivantes sont consacrées respectivement à l'étude de la nature et des abondances relatives des hadrons chargés pilotes et à l'asymétrie de charge de l'état final inclusif.

CHAPITRE I
LE CADRE THEORIQUE GENERAL ET LE POINT DE VUE DES
EXPERIMENTATEURS

I-A LE HADRON: UN OBJET COMPOSITE

I-A-1 PREMIERS ESSAIS DE MODELISATION: LE POINT DE VUE PARTONIQUE

La recherche en Physique des Hautes Energies a toujours eu recours, comme jadis en Physique Nucléaire, aux expériences de diffusion comme moyen d'analyser le comportement des dénommées particules élémentaires.

C'est ainsi que pendant les années 60 des expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons sur des nucléons révélèrent que ceux-ci possédaient une structure interne. Parallèlement, des travaux théoriques ont abouti à la proposition de nouveaux objets élémentaires, constituants des hadrons: les quarks (réf. GEL64 et ZWE64); les partons (réf. FEY69).

La conception des processus inclusifs du type $AB \rightarrow CX$ a donc évolué de la façon représentée dans la figure I-1 :

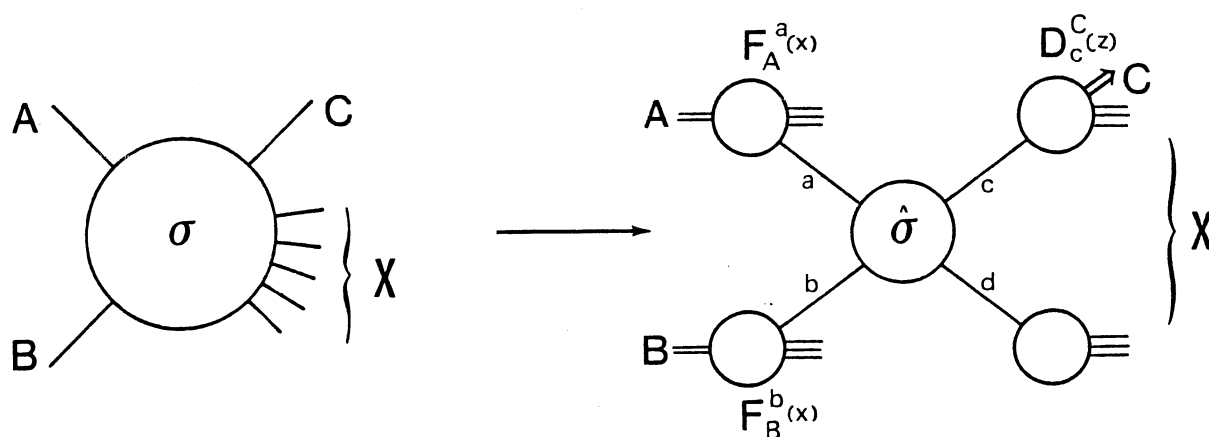


Figure I-1

C'est-à-dire:

$$E_C \frac{d\sigma}{dp_C}(AB \rightarrow CX) \longrightarrow E_C \frac{d\sigma}{dp_C}(AB \rightarrow CX) = \frac{1}{\pi} \sum_{a,b,c} \int dx_a \int dx_b F_A^a(x) F_B^b(x) \cdot \left[\frac{dz_c}{z_c^2} D_c^C(z) \delta \left[1 + \frac{\hat{t} + \hat{u}}{\hat{s}} \right] \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \right] \quad (I-1)$$

où

$\hat{\sigma}/d\hat{t}(ab \rightarrow cd)$ est la section efficace du sous-processus, c.a.d., relative aux constituants des hadrons, les partons;

$\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ sont les variables de Mandelstam au niveau partonique (on désignera par la suite s, t, u celles se rapportant au niveau hadronique);

$F_I^i(x)$ est la probabilité de trouver un parton i possédant la fraction x de l'impulsion du hadron I ;

$D_j^J(z)$ est la probabilité de trouver la particule J de l'état final avec la fraction z de l'impulsion du parton sortant j .

Cette idée que l'interaction globale devrait être représentée par une section efficace partonique, convoluée par les fonctions de structure des hadrons incidents, $F(x)$, et par les fonctions de fragmentation des produits de la réaction, $D(z)$, peut s'étayer sur le fait que l'échelle de temps liée au processus ponctuel est beaucoup plus petite que celle des interactions initiales des partons à l'intérieur des hadrons ou de l'hadronisation de l'état final.

En effet, la première est de l'ordre de $\tau_{\text{ponctuel}} \sim \hbar/P_T c$, tandis que $\tau_{C \rightarrow C}$ vaut, dans le centre de masse de la réaction et désignant par $R \sim 1$ fermi la taille typique d'un hadron : $\tau_{C \rightarrow C} \sim (R/c)(P_T/mc)$. Pour des interactions à grande impulsion transverse, P_T , on a $\tau_{\text{ponctuel}} \ll \tau_{C \rightarrow C}$ et la factorisation schématisée dans la figure I-1 acquiert tout son sens.

Avec l'assimilation des quarks aux partons (réf. FEY72) on a réussi une description unifiée du hadron. Celui-ci est composé d'un certain nombre de quarks dits de valence (fixés par les nombres quantiques tels que la charge, l'étrangeté) et de nuages de gluons par eux produits, qui génèrent, à leur tour, des paires $q\bar{q}$ (dits de la mer, sans saveur globale).

La convergence de deux questions a permis de formuler l'hypothèse des gluons: d'une part, la constatation expérimentale qu'en électroproduction environ 50% de l'impulsion du hadron cible n'était pas vue par l'électron incident, suggérant l'existence de partons sans charge électrique; d'autre part, la nécessité d'attribuer aux hadrons dans le cadre du modèle des quarks une fonction d'onde antisymétrique, ce qui a conduit à l'introduction d'un nouveau nombre quantique, la couleur. Ceci a permis la naissance d'une théorie de jauge, la Chromodynamique Quantique (QCD), permettant de franchir une nouvelle étape conceptuelle par la description des interactions de quarks par la médiation de particules de jauge sans charge électrique, les gluons, transportant la charge de couleur.

I-A-1.1 Section efficace partonique et invariance d'échelle

Retournons à l'analyse d'une interaction hadronique typique; supposons un processus $AB \rightarrow CD$ tel que $MB \rightarrow MB$ ou $BB \rightarrow BB$ (M, méson; B, baryon). La section efficace partonique s'écrit:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qq \rightarrow qq) = \frac{2}{9} \frac{4\pi\alpha^2}{\hat{s}^2} \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \right)$$

et, quand $\hat{s}, \hat{t} \rightarrow \infty$, on obtient:

$$\hat{s}^2 \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \rightarrow f(\hat{t}/\hat{s}), \quad (I-2)$$

c'est-à-dire qu'elle est invariante d'échelle à haute énergie et pour de grands transferts entre les partons.

Les partons ainsi excités sont hors de leur couche de masse et afin de reconstituer l'état initial ils doivent interagir en cascade avec tous leurs voisins (spectateurs). Ceci revient à briser l'invariance d'échelle de I-2 par un terme $F^2(t) \propto 1/t^2$ (facteur de forme) apparaissant autant de fois qu'il y a de spectateurs (n_s).

On obtient donc:

$$s^2 \frac{d\sigma}{dt}(AB \rightarrow CD) \underset{s, t \rightarrow \infty}{\sim} f\left(\frac{t}{s}\right) t^{-2n_s} \underset{\text{angle fixe}}{\sim} f\left(\frac{t}{s}\right) s^{-2n_s}.$$

Cette brisure de l'invariance d'échelle se produit car on impose la restructuration d'un état final précis à deux corps et à grand angle. Par contre, dans un processus inclusif $AB \rightarrow CX$, on permet que l'énergie du quark hors de sa couche de masse produise directement des hadrons, au lieu d'être successivement transférée à n_s quarks spectateurs, et on obtient donc comme en I-2:

$$s^2 \frac{d\sigma}{dt}(AB \rightarrow CX) \xrightarrow{s, P_T \rightarrow \infty} f\left(\frac{P_T}{\sqrt{s}}, \theta_{cm}\right) \quad \text{ou} \quad \frac{d\sigma}{dt}(AB \rightarrow CX) \sim f\left(\frac{P_T}{\sqrt{s}}, \theta_{cm}\right) P_T^{-4}. \quad (I-3)$$

On utilisera plus tard une paramétrisation de ce type pour représenter les interactions hadroniques.

I-A-1.2 Fonctions de structure

En ce qui concerne les fonctions de structure, elles sont accessibles en leptonproduction $AB \rightarrow CX \equiv lB \rightarrow lX$ du fait que les leptons sont considérés comme objets élémentaires. Du point de vue théorique, on peut prédire le comportement de $F(x)$ aux limites $x \rightarrow 0$ et $x \rightarrow 1$.

En effet, dans ces interactions à haute énergie, le photon étant fortement virtuel (γ^*), les amplitudes de diffusion sont contrôlées par l'échange de particules dans le canal t , dont les plus importants sont le Pomeron (P , sans saveur) et la trajectoire dominante de Regge (R , contenant notamment ρ et ω). La section efficace totale γ^*B pouvant s'écrire en phénoménologie de Regge (réf. GIL72)

$$\sigma_T(\gamma^*B) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \beta_P x^{1-\alpha_P} + \beta_R x^{1-\alpha_R},$$

et dans le cadre du modèle des partons

$$\sigma_T(\gamma^*B) \propto \sum_b e_b^2 x F_B^b(x),$$

si l'on assimile la contribution indépendante de saveur aux quarks de la mer et l'autre aux quarks de valence, on obtient pour $x \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} x F_B^q(x) &\xrightarrow{x \rightarrow 0} x^{1-\alpha_R} = x^{1/2}, \quad \alpha_R = \frac{1}{2} \\ x F_B^s(x) &\xrightarrow{x \rightarrow 0} x^{1-\alpha_P} = x^0, \quad \alpha_P = 1 \end{aligned}$$

Pour $x \rightarrow 1$ elles doivent aussi s'annuler, du fait que $x = 1$ signifierait absence d'impulsion des partons spectateurs; et plus il y a de spectateurs, moins c'est probable de produire un parton ayant une grande

fraction de l'impulsion initiale (réf. BR073):

$$F_B^b(x) \underset{x \rightarrow 1}{\sim} (1-x)^{2n_s-1}.$$

Ceci implique la forme générale suivante pour les fonctions de structure:

$$xF_B^b(x) = A_B^b x^\alpha (1-x)^\beta \quad \alpha = 0, 1/2 ; \quad \beta = 2n_s - 1$$

Les coefficients A_B^b sont fixés par les règles de somme. Ces règles explicitent, d'une part, le contenu net en quarks des hadrons; par exemple, on a pour le proton:

$$\begin{aligned} \int_0^1 \left[F_P^u(x) - F_P^{\bar{u}}(x) \right] dx &= 2 & \int_0^1 \left[F_P^d(x) - F_P^{\bar{d}}(x) \right] dx &= 1 \\ \int_0^1 \left[F_P^s(x) - F_P^{\bar{s}}(x) \right] dx &= 0 & \int_0^1 \left[F_P^c(x) - F_P^{\bar{c}}(x) \right] dx &= 0 \quad ; \end{aligned}$$

et d'autre part, la fraction du total de l'impulsion du hadron transportée par les quarks (valence et mer):

$$\sum_q \int_0^1 x F_B^q(x) dx = 0,5 \quad ,$$

valeur obtenue expérimentalement, les autres 50% étant attribués aux gluons, qui n'interagissent pas avec la sonde leptonique.

I-A-1.3 Fonctions de fragmentation

Les fonctions $D(z)$ ont été surtout étudiées dans les processus $e^+e^- \rightarrow CX$ car elles y sont obtenues directement, du fait que l'état initial ne contient pas de hadrons. On admet qu'elles sont universelles, c'est-à-dire que la fragmentation $c \rightarrow C$ est indépendante du mode de production de c .

Pour $z \rightarrow 0$, les hadrons étant produits avec des impulsions négligeables par rapport à celle du quark, on admet que leur probabilité de formation est identique à celle des photons créés par le phénomène de bremsstrahlung, soit dans notre cas dz/z , ce qui induit un comportement des fonctions de fragmentation dans cette limite en $D(z) = z^{-1}$. A l'autre extrémité de l'espace de phases, $z \rightarrow 1$, et suivant le même type d'arguments dimensionnels que pour les fonctions de structure, on prévoit:

$$D(z) \sim (1-z)^{2n_s-1}.$$

Les fonctions de fragmentation sont encore contraintes par des règles de somme. Ainsi, l'énergie totale des hadrons doit égaler celle du quark qui les produit:

$$\sum_C \int_0^1 z D_C^C(z) dz = 1 ,$$

de même que le nombre de hadrons n_C doit être donné par la somme des probabilités d'obtenir C à partir de toutes les saveurs de quarks:

$$\sum_{q,\bar{q}} \int_{z_m}^1 \left[D_q^C(z) + D_{\bar{q}}^C(z) \right] dz = n_C ,$$

z_m étant le seuil de production du hadron de masse m_C .

Il convient de souligner ici que les fonctions $F(x)$ et $D(z)$ ne dépendent que de variables sans dimension (réf. BJO69). Cette invariance

d'échelle des fonctions de structure et fragmentation n'est, en fait, qu'une approximation, comme on le verra plus tard.

I-A-2 L'APPROCHE DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

I-A-2.1 Les idées de base

Au début des années 70 un effort a été réalisé (voir. réfs. FEY72, POL73, POL74, GRO73) pour élaborer une théorie des interactions fortes à l'image de l'Electrodynamique Quantique (QED) dont le pouvoir prédictif avait été confirmé de façon éclatante (Lamb shift, moment magnétique de l'électron). Il s'agit d'une théorie de champs de jauge à invariance locale, héritière directe de la théorie de Yang-Mills des années 50; ces champs de jauge, médiateurs des interactions entre quarks (et assurant donc la cohésion des hadrons) transportent comme ceux-ci une charge de couleur, en trois variétés différentes de façon à permettre l'application de la statistique de Fermi-Dirac aux hadrons. De ce fait, cette théorie porte le nom de Chromodynamique Quantique (QCD) et décrit l'interaction de n_f saveurs de quarks ($n_f \leq 6$ jusqu'à présent) par des échanges de 8 champs de jauge (cf. symétrie $SU(3)_C$), les gluons.

Au contraire de leur analogue en QED — le photon, qui ne transporte pas de charge électrique — les gluons étant colorés, peuvent agir entre eux. Dans un langage plus technique on dit que les opérateurs agissant sur l'espace de couleur ne sont pas commutatifs, ce qui mène à de grandes différences entre QED et QCD, que l'on analysera par la suite.

En QED, la polarisation du vide est traitée à l'aide d'un développement perturbatif dont la conséquence est de renormaliser la charge nue e_0 en une charge physique e effectivement vue par une sonde de résolution $Q^2 = \mu^2$.

En effet, on peut écrire:

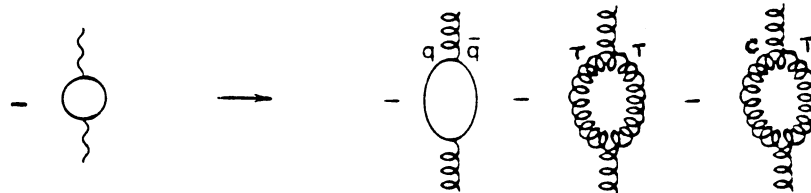
$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1} = \left[\text{Diagram 2} - \text{Diagram 3} + \text{Diagram 4} - \dots \right] \quad \text{à } Q^2 = \mu^2 \\
 & \text{Diagram 1} = \text{Diagram 2} \left\{ 1 - \text{Diagram 5} + \left[\text{Diagram 5} \right]^2 - \dots \right\} \\
 & \text{Diagram 1} = \text{Diagram 2} \left\{ \frac{1}{1 + \text{Diagram 5}} \right\}, \text{ sommant la série géométrique.}
 \end{aligned}$$

La constante de couplage effective $\alpha(Q^2) = e(Q^2)/4\pi$ introduite de façon à résoudre l'équation du groupe de renormalisation est donc fonction du Q^2 de la sonde scrutant la charge e ; elle est ainsi "mobile" par rapport à sa valeur $\alpha(Q^2 = \mu^2)$ au point de renormalisation μ ; dans l'approximation à une boucle elle vaut:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}}$$

Ceci explique l'effet d'écran de charge propre à QED: à mesure que notre sonde augmente sa résolution (grands Q^2) elle voit de plus en plus de charges; à grandes distances (faibles $Q^2 \sim \mu^2$), on retrouve $\alpha(\mu^2) \equiv \alpha_0 = 1/137$.

En QCD, en raison de l'auto-couplage du gluon (car porteur de charge de couleur), le 1^{er} terme de l'expansion (calculé dans la jauge de Coulomb) est plus compliqué:



T et C désignant respectivement les composantes transverse et de Coulomb.

La partie gluonique (du fait qu'il y a 8 gluons mais seulement trois couleurs de quarks), renverse le signe de $\ln Q^2/\mu^2$. En effet, la constante de couplage mobile en QCD s'écrit dans l'approximation à une boucle:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}},$$

n_f étant le nombre de saveurs de quarks, lequel au-delà de 16, renverserait le signe de $\ln Q^2/\mu^2$, faisant QCD avoir le même comportement que QED. Tel n'est pas le cas, $\alpha_s(Q^2)$ exhibant un effet anti-écran, c'est-à-dire diminuant à mesure que Q^2 augmente, ce qui signifie que les quarks et gluons à l'intérieur des hadrons sont de plus en plus libres: c'est ce que l'on appelle la liberté asymptotique (réfs. POL73', GRO73'). Par contre, pour des valeurs suffisamment petites de Q^2 (que l'on notera Λ^2 par la suite), le couplage effectif $\alpha_s(Q^2=\Lambda^2)$ est tel que les quarks et les gluons se trouvent fortement liés à l'intérieur des hadrons — c'est la région de confinement (réf. FEY72), où les calculs de la QCD perturbative ne sont plus valables. En termes de l'échelle Λ , que la théorie ne peut pas prédire et qu'il revient à l'expérience de mesurer, la constante de couplage mobile s'écrit:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} ; \quad (I-4)$$

si l'on s'intéresse à des interactions telles que $Q^2 \sim P_T^2 \sim 4 \text{ GeV}^2$, α_S devient de l'ordre de 0.3 (avec $\Lambda \sim .2 \text{ GeV}$; $n_f = 4$) et on est en plein régime perturbatif.

Dans l'approximation à deux boucles $\alpha_S(Q^2)$ s'écrit (ayant posé l'approximation à une boucle égale à $\alpha^0(Q^2)$) :

$$\alpha_S(Q^2) = \alpha^0(Q^2) \left[1 - b' \alpha^0(Q^2) \ln \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right] .$$

I-A-2.2 Brisure de l'invariance d'échelle:

Dans le cadre du modèle des partons les hadrons sont donc supposés avoir une composition figée en quarks-partons, ceux-ci étant gouvernés par les fonctions de structure $F(x)$. Avec l'avènement de QCD, les partons pouvant en rayonner d'autres ($q \rightarrow qg$; $g \rightarrow q\bar{q}$), leur nombre et par conséquent leur probabilité d'être détectés avec une fraction x de l'impulsion du hadron va dépendre du pouvoir de résolution de la sonde employée.

En effet, à mesure que son Q^2 croît, la sonde voit les quarks entourés de nuages de plus en plus denses de gluons, ce qui augmente sa probabilité d'interagir avec des partons à plus petit x et décroît celle de les trouver à grand x , du fait de leur perte d'impulsion par rayonnement. QCD prédit donc une brisure logarithmique¹⁾ de l'invariance d'échelle postulée par le modèle des partons, c'est-à-dire $F(x) \rightarrow F(x, Q^2)$ telle que:

$$1) \hat{\sigma}(q \rightarrow qg) \sim \int^{Q^2} d\hat{\sigma} \sim \int^{Q^2} \frac{d\hat{\sigma}}{dt} \sim \int^{Q^2} \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{i \rightarrow j}(z) \frac{1}{t} dt \sim \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{i \rightarrow j}(z) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$$

$$\frac{d}{d \ln Q^2} F_h^j(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_{\text{types de conversion}} \int_x^1 F_h^i(y, Q^2) P_{i \rightarrow j} \left(\frac{x}{y}\right) \frac{dy}{y} . \quad (I-5)$$

Ceci signifie que le parton j possédant la fraction x de l'impulsion du hadron h peut aussi provenir d'un autre parton i (de même ou différente nature) ayant une plus grande fraction d'impulsion $y > x$, moyennant la probabilité de conversion $P_{i \rightarrow j}(x/y)$ et intégrant sur toutes les fractions possibles y : de x à 1 (réf. ALT77).

Cette brisure de l'invariance d'échelle proposée par QCD s'applique, pour les mêmes raisons, aux fonctions de fragmentation: $D(z) \rightarrow D(z, Q^2)$. En injectant dans les expressions des fonctions de structure et de fragmentation évoluées en Q^2 les mesures faites en leptoproduction et en e^+e^- , à un $Q^2 = Q_o^2$ donné, on est en mesure d'étudier tout processus hadronique $AB \rightarrow CX$ à n'importe quelle énergie en réécrivant I-1 sous la forme:

$$E_C \frac{d\sigma}{dp_C} = \frac{1}{\pi} \sum_{a,b,c} \int dx_a \int dx_b F_A^a(x_a, Q^2) F_B^b(x_b, Q^2) \left[\frac{dz_C}{z_C^2} D_C^C(z_C, Q^2) \right] s \left[1 + \frac{\hat{t} + \hat{u}}{\hat{s}} \right] \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd)$$

la section efficace partonique étant fonction de la constante de couplage mobile $\alpha_s(Q^2)$ donnée par I-4.

Ces dernières années, de multiples expériences ayant pour but d'étudier des aspects en rapport avec des prédictions de QCD se sont développées. Cependant elles sont, pour la plupart, des expériences de hadroproduction. Notre approche sera celle de la photoproduction de hadrons à grande impulsion transverse. Après un bref rappel sur les idées de base de la photoproduction, on discutera de ses avantages, vis-à-vis de la hadroproduction pour tester QCD par l'intermédiaire de processus de diffusion dure.

I-B LE PHOTON: UN OBJET NON MOINS COMPOSITE

Le photon en tant qu'objet élémentaire est sensé exhiber un couplage ponctuel aux quarks (Fig. I-2.c). Mais, par cette propriété même, il peut se convertir dans une paire quark-antiquark, ce qui veut dire qu'on doit lui attribuer aussi une certaine structure interne. On peut sous-diviser cette autre composante du photon en deux termes, selon que:

- la paire $q\bar{q}$ constitue un état lié, c'est-à-dire, il y a échange de gluons et donc, $K_T \sim \Lambda_{QCD}$; c'est le terme hadronique du photon, dont la fonction de structure n'est pas calculable en QCD mais seulement son évolution en Q^2 comme dans le cas des hadrons (Fig. I-2.a); elle sera estimée par le modèle de dominance vectorielle, VDM (réf. BAU78);

- le système $q\bar{q}$ (plus des gluons mous émis) est tel que $\Lambda_{QCD} \ll K_T \ll Q^2$ ¹⁾; c'est le terme anormal (fig. I-2.b). Cette partie perturbative de la fonction de structure du photon (calculable donc dans le cadre de QCD) étant proportionnelle à $\ln Q^2/\Lambda^2$, est piquée vers les grands x (fig. IV-4) et doit contribuer beaucoup plus à la section efficace inclusive à grand P_T que le terme hadronique.

Mais c'est la composante hadronique qui domine la section efficace totale de photoproduction. En effet, le temps caractéristique de vie d'une oscillation $\gamma \rightarrow (q\bar{q}) \rightarrow \gamma$

1) On prend l'échelle de factorisation $Q^2 = P_T^2$ du hadron produit dans le processus inclusif $AB \rightarrow CX$.

$$\tau \sim \frac{2 E_\gamma \hbar}{(m_{q\bar{q}} c^2)^2}$$

croît avec l'énergie du photon. Dans la région du GeV, le temps de vie d'un état virtuel ρ^0 , de l'ordre de quelques fermi, dépasse son libre parcours moyen dans la matière (~ 1 fm).

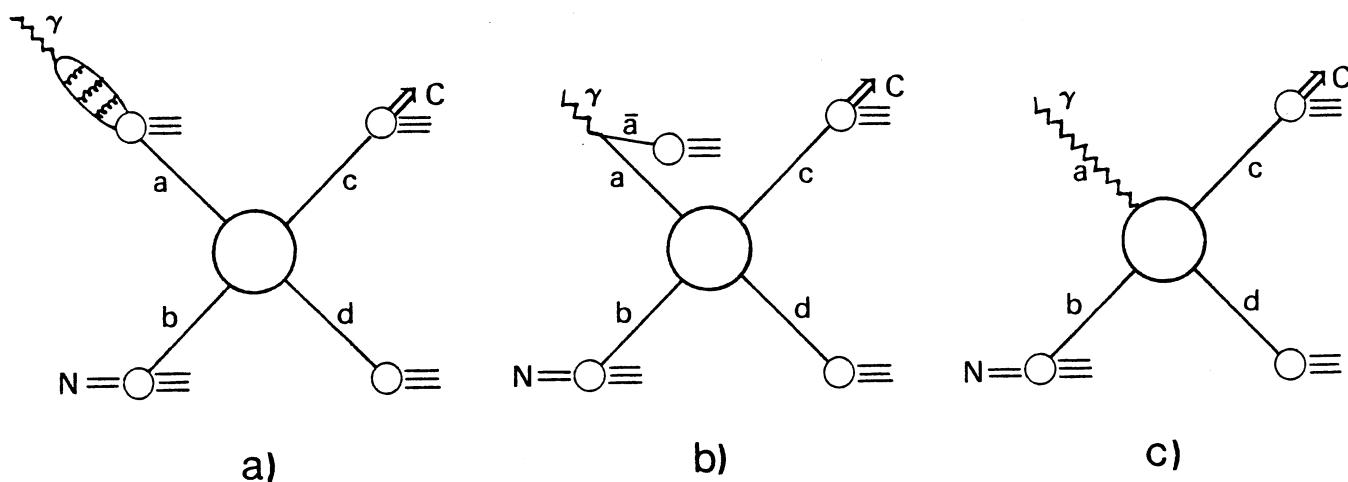


Figure I-2

On peut concevoir la composante hadronique du photon, suivant VDM, comme une superposition d'états V

$$|\gamma^{\text{VDM}}\rangle = \sum_V g_V |V\rangle ,$$

telle que $J^{PC}(V) = 1^{--}$; c'est-à-dire que le photon prendra le plus souvent la forme d'un ρ^0 , ω ou Φ .

La section efficace VDM peut donc s'écrire:

$$\sigma_{\gamma N} = \sum_V \frac{4\pi}{f_V^2} \alpha \sigma(VN) \quad ,$$

$f^2/4\pi$ étant la constante de couplage photon - méson-vecteur. Cette relation va nous permettre de la calculer en utilisant pour cela les valeurs connues des sections efficaces différentielles en π^+ et π^- incidents, et posant, d'après le modèle des quarks:

$$\frac{1}{2} \left[\sigma(\pi^+N) + \sigma(\pi^-N) \right] = \sigma(\pi^0N) = \sigma(\omega N) \quad .$$

En ce qui concerne $\sigma(\Phi N)$, du fait de la différente composition en quarks de Φ (s et $\bar{s}$, plus lourds que ceux du ρ), on peut s'attendre à une fonction de distribution non perturbative $F_\Phi(x)$ moins dure que $F_\rho(x)$; cependant cette différence, portant sur environ 10% de la section efficace $\sigma_{\gamma N}^{\text{VDM}}$, devient négligeable.

Cette partie hadronique du photon étant donc un phénomène mou ($K_T \sim \Lambda_{\text{QCD}}$), les interactions $\gamma^{\text{VDM}} N \rightarrow hX$ induisent une distribution en P_T du hadron sortant plus raide que celles produites par la partie ponctuelle dans laquelle le photon est totalement absorbé par le quark cible. Si l'on déclenche, dans le processus inclusif $\gamma N \rightarrow hX$, sur un hadron de l'état final possédant une grande impulsion transverse, on supprime fortement la contribution VDM mettant ainsi en relief la contribution ponctuelle, qui constitue un test direct de QCD (voir Fig. I-2.a).

I-C AVANTAGES DE LA PHOTOPRODUCTION

En photoproduction de hadrons à grande impulsion transverse, on s'attend à un couplage ponctuel du photon aux partons constituant le nucléon avec participation de gluons dès les termes de Born ¹⁾. C'est le cas aussi

en hadroproduction, où la plus grande multitude de graphes au niveau de Born même rend cependant la tâche de comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie plus compliquée (voir fig. I-3).

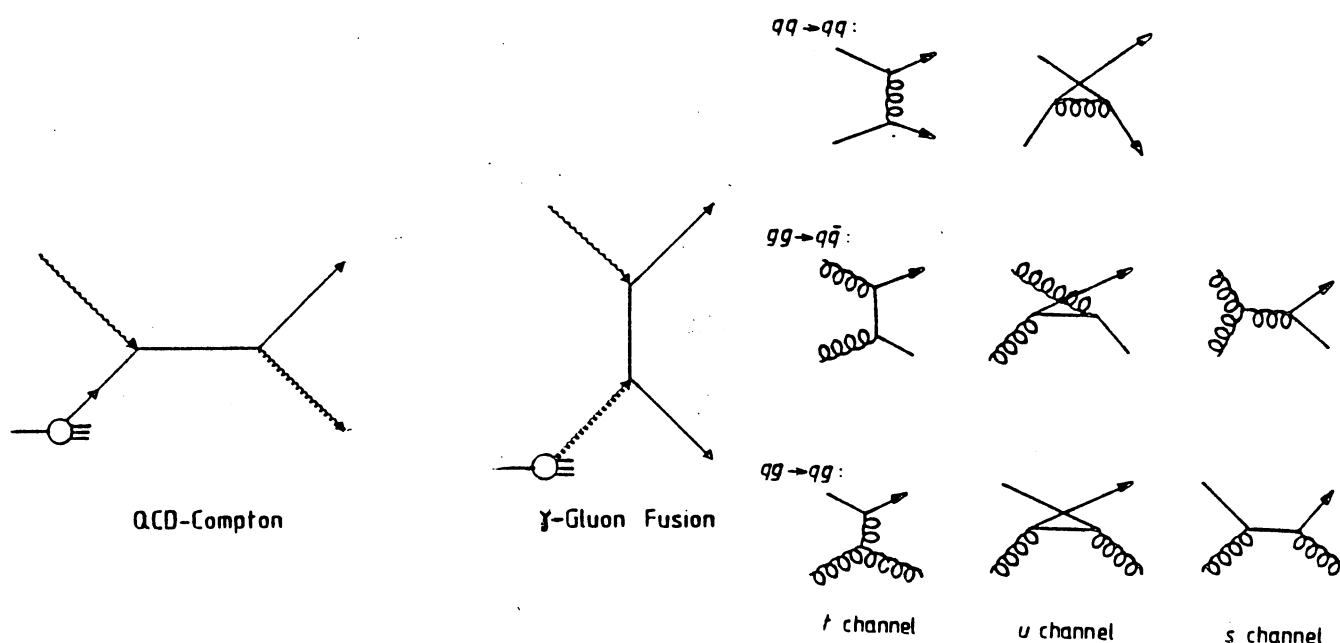


Figure I-3

En outre, la photoproduction est le processus moins tributaire des effets sur les sections efficaces dus au P_T intrinsèque ($\equiv K_T$) des partons

1) Ceci n'est pas le cas dans les processus d'annihilation e^+e^- , en leptoproduction ou en hadroproduction de paires de leptons, où QCD se manifeste comme une correction d'ordre supérieur.

dans les hadrons car, en raison du couplage ponctuel du photon, un seul des ingrédients incidents (le nucléon) y contribue. On montre sur la table I-1 pour une valeur fixe de P_T et pour les différents types d'interactions, le rapport des sections efficaces convoluées, ou non, par une distribution gaussienne telle que $\langle K_T^2 \rangle = 1 \text{ GeV}^2$ (réfs. FON80 et SCH82):

	$P_T \text{ trig}$	$R \equiv \sigma^{\text{on}}/\sigma^{\text{off}}$
$\gamma p \rightarrow hX$ $E = 100 \text{ GeV}$	3	$\sim 1,4$
$pp \rightarrow \pi^0 X$ $E = 200 \text{ GeV}$	3	~ 15
$pp \rightarrow \gamma X$ $E = 200 \text{ GeV}$	3	$\sim 4,2$
$pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ $E = 400 \text{ GeV}$	3	~ 2

Table I-1

Enfin le photon interagissant de façon ponctuelle, toute son énergie est transmise au processus partonique, alors qu'en hadroproduction seule une fraction de l'énergie du hadron incident y participe. C'est-à-dire, à des énergies de faisceau comparables, la photoproduction se révèle un processus plus dur.

On doit, néanmoins, signaler quelques difficultés inhérentes aux expériences de photoproduction:

- une plus petite intensité des faisceaux de photons par rapport aux faisceaux hadroniques typiques, surtout si l'on veut atteindre un degré élevé de pureté; en ce qui nous concerne, nous avons toutefois pu obtenir une intensité de 10^7 photons/cycle (valeur tout à fait comparable à celles de maintes expériences de

hadroproduction) avec une contamination de l'ordre de 10^{-5} hadrons/photon (cf.paragraphe II-A-1);

- le non-monochromatisme du faisceau car, pour contrecarrer la situation précédente, on travaille en "bande large".

Quant à ce dernier point, il convient de rappeler que, d'un point de vue partonique, il n'y a pas non plus de faisceaux monochromatiques en hadroproduction! La figure I-4 montre, en effet, ce phénomène pour différents faisceaux primaires du SPS (réf. PET82).

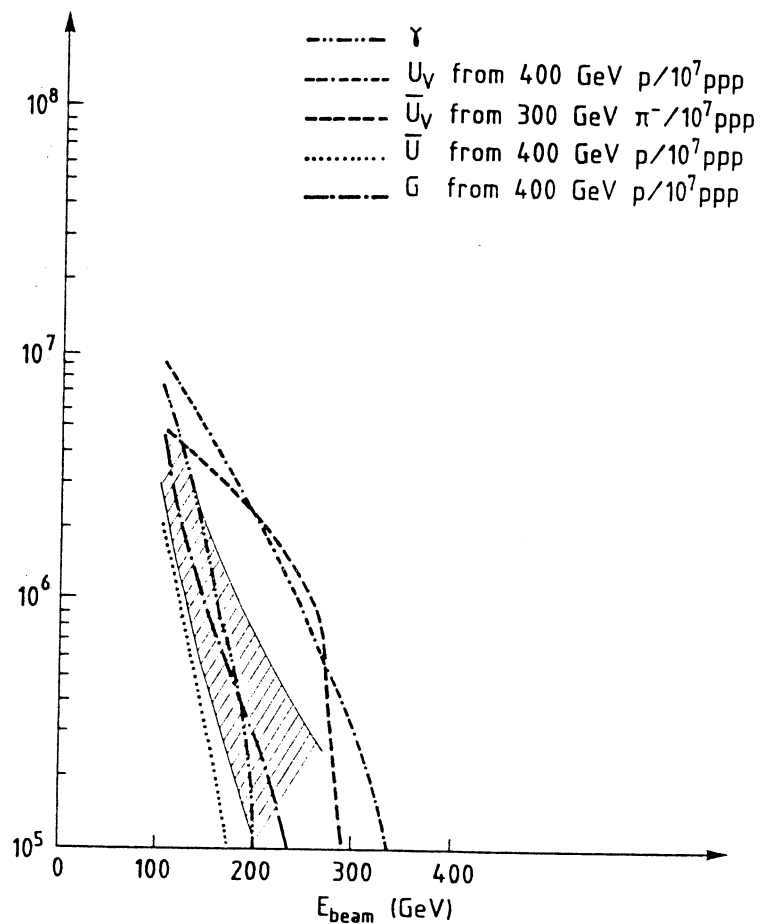


Figure I-4

En conclusion, la photoproduction inclusive à grande impulsion transverse, considérée intéressante dès les débuts du modèle des partons (réf. BJO69), est très bien placée pour mener à bien des tests cruciaux concernant QCD, en comparant notamment les résultats obtenus avec ceux que l'on trouverait si l'on considérait le photon comme ayant simplement un comportement hadronique.

Le but de cette thèse sera donc la mesure des sections efficaces inclusives à grand P_T du processus $\gamma N \rightarrow \pi^+ X$ et sa comparaison avec les calculs entre-temps développés par P. Aurenche, R. Baier, A. Douiri, M. Fontannaz et D. Schiff (réfs. FON80, AUR84) concernant les interactions ponctuelles du photon, dans le cadre de QCD, jusqu'à l'ordre α_s^2 .

Les calculs seront expliqués au chapitre IV mais, au point où nous en sommes, il est temps de décrire l'appareillage et le traitement des données qui permettent une physique d'une telle beauté !

CHAPITRE II LE SPECTROMETRE

II-A L'APPAREILLAGE ET SES ELEMENTS

II-A-1 La production du faisceau:

Le but de l'expérience NA14 étant la mise en évidence de l'interaction ponctuelle du photon, et du fait que les interactions hadroniques ont une section efficace beaucoup plus élevée, il lui faut un faisceau de photons réels de grande pureté, de façon à ce que le niveau de contamination en hadrons soit réduit à des proportions insignifiantes.

De plus, le processus recherché est difficile à déceler car les valeurs typiques de ses sections efficaces différentielles sont inférieures au nanobarn. Le faisceau doit donc être intense et énergétique.

Pour atteindre ces conditions, le faisceau de photons est le résultat d'une série de processus physiques dont les étapes suivantes sont (voir fig. II-1):

- interaction du faisceau de protons d'énergie 400 GeV et d'intensité $2 \cdot 10^{12}$ particules/cycle du SPS avec une cible primaire de béryllium de longueur 100 mm; on s'intéresse aux π^0 comme produits de réaction. Le Be est choisi par son grand rapport longueur de radiation / longueur d'interaction ($L_{\text{rad}}/L_{\text{int}}$). La longueur résulte d'un compromis entre la nécessité de produire des π^0 et celle d'éviter des taux élevés de conversion de ses photons de désintégration ainsi que de réinteraction des hadrons secondaires pouvant mener à une augmentation du fond de muons.
- arrêt des chargés produits et des protons n'ayant pas interagit à l'aide d'un aimant à balayage horizontale déviant leur trajectoire vers un absorbeur (le "proton dump"); les neutres (photons, neutrons, K^0 , Λ) poursuivant leur parcours à travers les mâchoires de cet absorbeur.
- interaction des photons avec la matière, par l'interposition d'une fine plaque de plomb de 4 mm d'épaisseur, le convertisseur, menant à la création de paires $e^+ e^-$ dans environ 60% des cas.
- constitution d'un faisceau à large bande de 10^8 électrons/cycle dont les valeurs standard de l'énergie sont $\langle E \rangle = 140$ GeV, $E_{\text{min}} = 120$ GeV, $E_{\text{max}} = 250$ GeV, à l'aide d'une chicane magnétique de grande acceptance, les positrons et les neutres étant arrêtés dans un deuxième

- absorbeur (le "neutron dump"). A ce niveau, la contamination en hadrons, essentiellement π^- et $\bar{p}$ dus à la désintégration faible de K^0 et Λ avant cet absorbeur, est de l'ordre de 10^2 .
- radiation, par effet bremsstrahlung dans une plaque de 0,5 mm de Pb, le radiateur, d'un photon de haute énergie dans 10% des cas. Le faisceau ainsi produit a une intensité de l'ordre de 10^7 photons d'énergie supérieure à 40 GeV. Deux aimants à balayage vertical, situés en aval du radiateur et appartenant au système d'étiquetage (voir II-A-2) dévient vers les collimateurs définissant le faisceau de photons les électrons et les derniers hadrons chargés; la contamination finale, due aux hadrons neutres créés dans le radiateur est de 10^{-5} .

Il va de soi que les épaisseurs du convertisseur et du radiateur sont aussi des compromis entre le taux de production des faisceaux désirés (e^- et γ) et la croissance d'interactions nocives dues aux hadrons subsistant à chaque étape.

Pour une description plus détaillée voir la référence WIN80.

Le faisceau ainsi produit, dénommé BEG (de "Broad Electron Gamma Beam") réunit donc les caractéristiques de grande pureté et haute intensité et énergie, qui font de lui le plus performant de nos jours (cf. fig.II-10, réf. WIN80 et table II-1, réf. WOR84).

II-A-2 Le système d'étiquetage:

Il est situé entre la partie aval de la chicane et la cible expérimentale. Sa tâche est d'assigner à chaque photon son énergie, mesurant celle de l'électron avant et après l'avoir rayonné. Son intérêt est de définir complètement la cinématique de la réaction, notamment pour l'étude de la photoproduction élastique du ψ et pour l'analyse exclusive (topologie de l'événement).

Dans ce but, on place dans le parcours du faisceau d'électrons, en amont et en aval du radiateur, deux ensembles d'hodoscopes de scintillation H1...H4 et V1...V4, finement segmentés en lattes verticales et horizontales respectivement (voir fig. II-2); leur rôle est de mesurer les déflexions angulaires θ (en

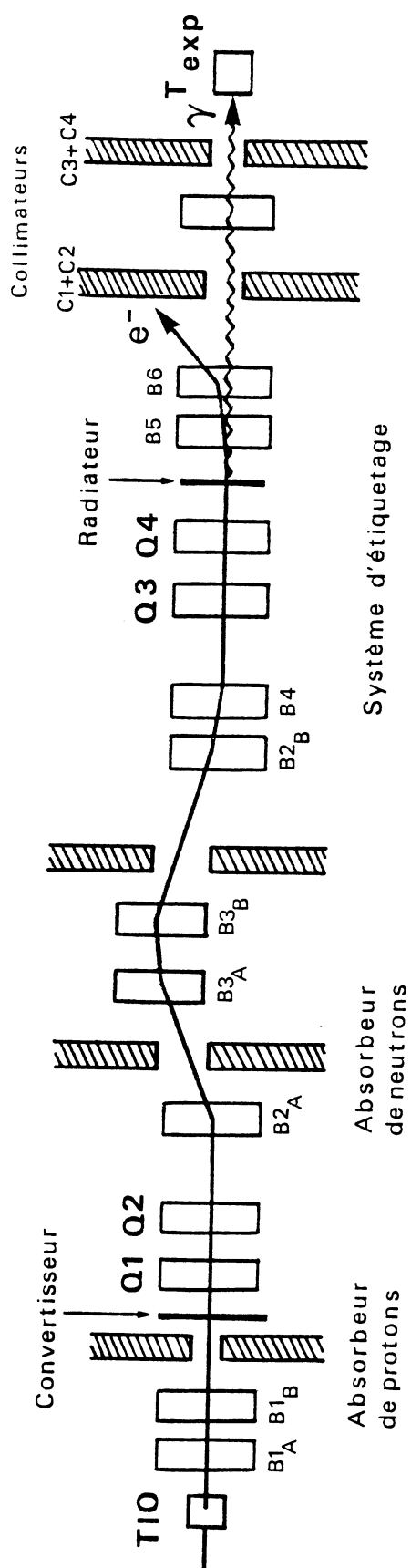


Fig. II-1

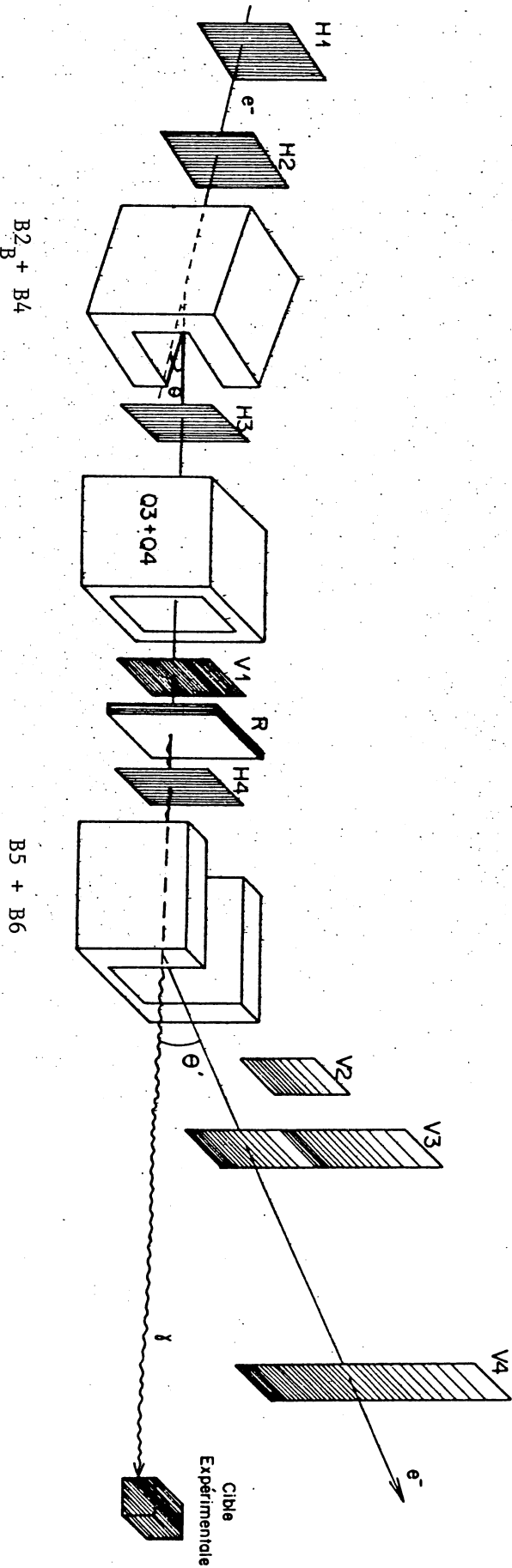


Fig. 11-2

amont, horizontale) et θ' (en aval, verticale) dues aux aimants ($B2_B + B4$ et $B5 + B6$) qu'ils entourent.

Deux autres hodoscopes, moins segmentés, situés juste derrière V3 et V4 et servant au prédéclenchement (cf. II-A-5.4 et II-B-1), sont utilisés pour la confirmation de la présence de l'électron en aval du radiateur.

Le haut flux utilisé, 10^8 e⁻, impose l'emploi d'hodoscopes très rapides ayant une électronique associée aussi rapide (temps mort de chaque voie: 5 ns); leur segmentation spatiale est essentiellement fonction du flux (but: ne pas dépasser 10 MHz par voie) et leur épaisseur minimale ($1,5\% L_{rad}$) afin d'y réduire le plus possible le rayonnement par bremsstrahlung et la formation de gerbes électromagnétiques.

Ainsi, en raison du double bremsstrahlung, la précision de mesure du système d'étiquetage est de quelques GeV. Quant aux gerbes, elles induisent une certaine combinatoire gênante pour la définition des traces de l'électron dans les secteurs amont et aval, ce qui est corrigé, en partie, par une mesure très précise du temps relatif de ces coups, en prenant comme référence les hodoscopes BTC. Toutefois, l'efficacité de l'étiquetage se reportant aux événements pris par notre système de déclenchement dépasse de peu 50%.

II-A-3 Le bruit de fond:

Les deux sources importantes de bruit de fond sont les photons de basse énergie et les muons. Les photons sont créés soit par bremsstrahlung multiple dans le radiateur et les hodoscopes H1, V1, H4 (en moyenne un photon d'énergie supérieure à 100 MeV), soit par rayonnement synchrotron (contribution dominante pour $E_\gamma < 10$ MeV) dans les aimants du système d'étiquetage. C'est pourquoi ces deux ensembles d'aimants sont doubles, le champ magnétique étant plus fort en $B2_B$ et B6 car les photons synchrotron qui y sont rayonnés ne pointent pas vers la cible expérimentale (voir fig. II-2).

Les photons produits par bremsstrahlung produisent surtout des paires e⁺ e⁻ dont l'ouverture est très petite, mais pouvant être diffusés ultérieurement. Les photons synchrotron de basse énergie interagissent surtout par effet Compton, éventuellement au voisinage de ou dans un détecteur.

Les muons, produits essentiellement par la désintégration de hadrons issus de l'interaction dans la cible primaire avant l'absorbeur de protons, constituent un halo pratiquement sans divergence, inondant l'appareillage de façon non uniforme. Ce flux de muons, de l'ordre de $10^8/\text{m}^2/\text{s}$, est plus intense en haut à gauche (1^{er} quadrant) en partie du fait que les μ^+ , plus nombreux que les μ^- (la charge de l'état initial étant positive), sont balayés vers la gauche.

II-A-4 Les faisceaux effectivement utilisés:

L'énergie des photons rayonnés étant pour la plupart très faible, la simultanéité entre la production d'un photon mou et un coup dans BTC dû, soit à un muon du halo soit même à l'électron aval responsable d'un double bremsstrahlung, induit un spectre d'énergie des photons ayant participé au prédéclenchement semblable à celui de la figure II-3; on y a superposé le spectre de photons déconvolué obtenu à l'aide de l'analyse de la production élastique du ψ (voir aussi paragraphe III-C-4). On reporte à côté le spectre correspondant aux événements relatifs à notre déclenchement. On remarquera que la sélection d'événements ayant une particule à grand p_T faite par notre trigger biaise le lot proposé par le prédéclenchement: on ne retient que ceux produits par des photons d'énergies les plus élevées.

* * *

NA14 a aussi eu recours à des faisceaux incidents de π^- . En ce qui nous concerne deux énergies ont été utilisées: 70 et 90 GeV/c. La transformation du faisceau d'électrons en faisceau de π^- se fait aisément, en coupant les aimants à balayage horizontal qui suivent la cible primaire ainsi que les deux derniers de la partie aval du système d'étiquetage (à déflexion verticale), et en retirant le convertisseur et le radiateur.

On sélectionne ensuite, à l'aide de la chicane, une bande étroite d'impulsions de pions centrée sur la valeur requise.

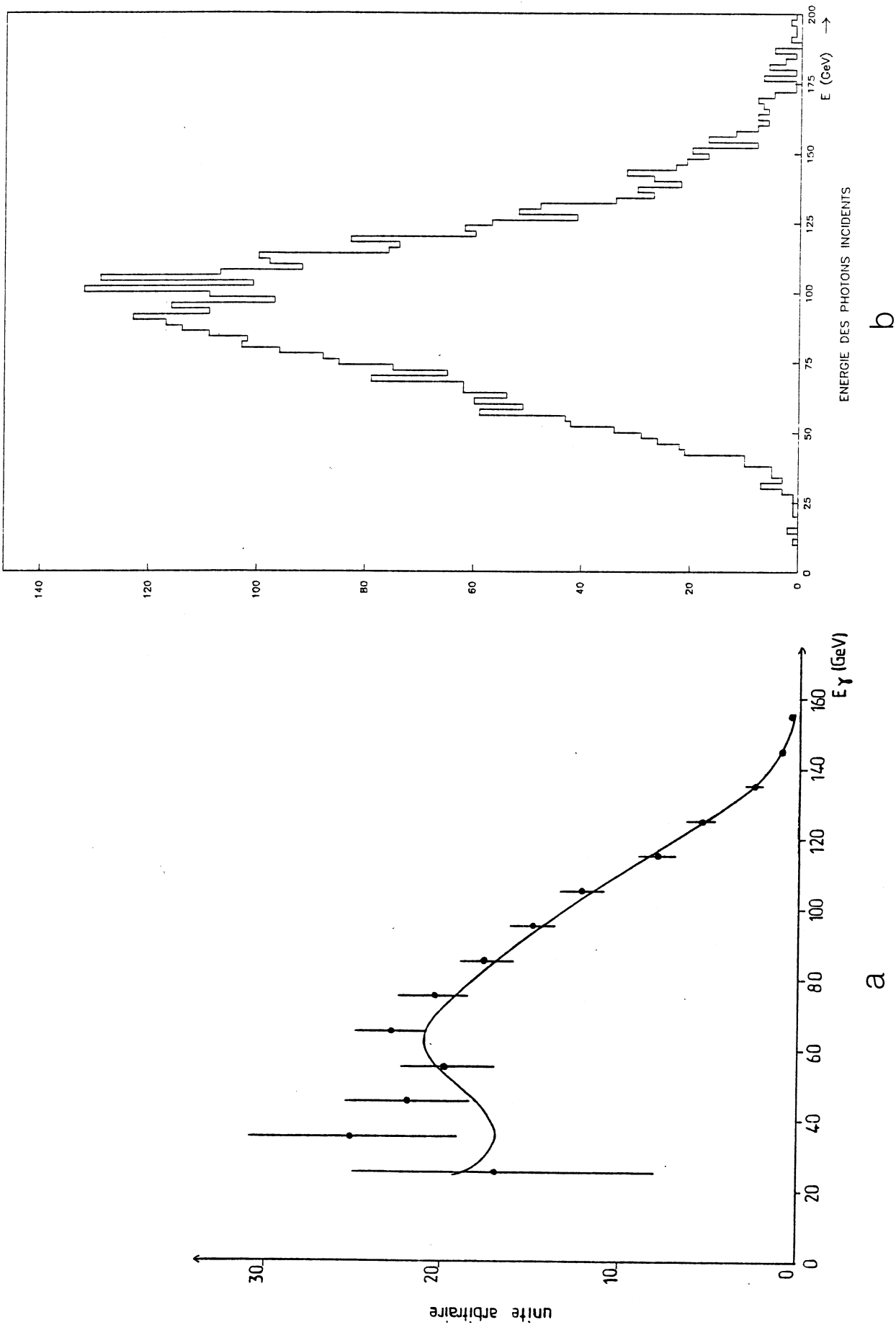


Fig. 11-3

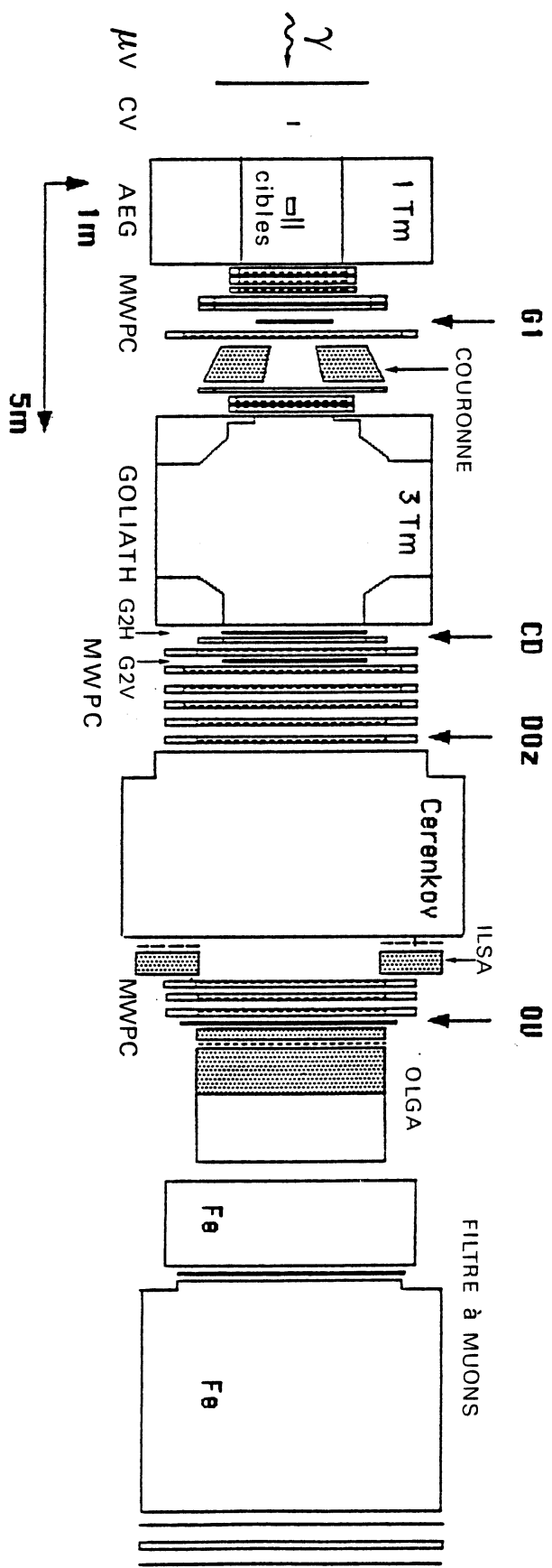


Fig. 11-4

II-A-5 Implications de l'existence du bruit de fond sur la

conception du spectromètre:

Les sources de bruit de fond imposent aussi quelques contraintes sur la conception de l'appareillage. En ce qui concerne les photons mous, les plus importantes sont:

- définition d'un faisceau de photons aplati, allongé dans la direction horizontale ($\sigma_h \times \sigma_v = 17 \times 11 \text{ mm}^2$);
- une zone morte autour du plan horizontal, fonction de la divergence du faisceau et de l'emplacement de chaque élément: les hodoscopes étant construits en deux parties, haut et bas, les chambres à fils insensibilisées dans cette région par une haute tension de même signe.
- la cible expérimentale est placée à l'intérieur d'un aimant de vertex, l'AEG, dont le pouvoir de déflexion sera suffisant pour balayer les paires $e^+ e^-$ d'énergie inférieure à 250 MeV.

Pour ce qui est des muons, des dispositifs ayant la fonction de vetos ont été placés à l'entrée du spectromètre (l'hodoscope μV) et devant chacun des calorimètres: les hodoscopes appelés Olga Veto (OV, devant le calorimètre OLGA) et Ilsa Veto (IV, devant ILSA) et une chambre à fils de large acceptance devant la COURONNE.

En outre, trois hodoscopes intercalés de blocs de fer et situés à la fin du spectromètre forment un ensemble constituant le filtre à muons.

II-A-6 Les éléments du spectromètre NA14:

Nous définirons deux conventions utiles pour la description du spectromètre:

- ce que l'on appelle "arrière" et "avant" est relatif à la trajectoire des traces dans le centre de masse de l'interaction photon-proton, vocabulaire commode pour comprendre comment est placé un élément de l'appareillage dans la cinématique de l'événement.
- x désignera la coordonnée longitudinale et permettra de rendre compte des dimensions de l'appareillage; z sera la coordonnée verticale (voir fig. II-4).

II-A-6.1 La cible expérimentale:

Elle est faite en lithium, ${}^6\text{Li}_3$, car il s'agit du matériau isoscalaire dont le rapport $L_{\text{rad}}/L_{\text{int}}$ est le plus grand, ce qui optimise les interactions hadroniques par rapport aux électromagnétiques. Nous reviendrons sur la question de l'isoscalarité aux chapitres IV et V.

C'est une cible cylindrique, de courte longueur ($7,6\% L_{\text{rad}}$ et $11,6\% L_{\text{int}}$) afin de minimiser les réinteractions des produits de la réaction, notamment des photons (voir Table II-1).

A 2 cm en aval de la cible et s'étendant sur 4 cm, deux plans de scintillateurs, finement subdivisés horizontalement (2mm), forment un ensemble appelé cible active, dont le but est double:

- participer au prédéclenchement;
- fournir la coordonnée y du vertex de l'interaction, utilisée hors ligne dans les programmes de reconstruction du système d'étiquetage (TAGGING) et de l'événement (TRIDENT).

Leurs caractéristiques sont résumées dans la table II-1.

II-A-6.2 Les aimants:

Les aimants de l'expérience ont tous les deux un champ magnétique uniforme et vertical. L'aimant de vertex, appelé AEG, déjà cité, abrite les deux cibles; l'autre, GOLIATH, a été conçu pour avoir une grande acceptance ($85 \text{ mrad} \times 150 \text{ mrad}$).

Ce double système d'analyse magnétique des traces chargées possède un champ intégré d'environ $4,3 \text{ Tm}$, du fait que les chargés sortant de la cible ne voyent, en moyenne, qu'un peu plus de la moitié du pouvoir de déflexion de AEG.

La table II-2 résume leurs propriétés.

TABLE II-1: Caractéristiques des cibles expérimentales

	Cible en lithium ${}^6\text{Li}_3$	Cible active
matériau		
densité	0,464 g/cm ³	32 + 64 scintillateurs
L_{int}	116 cm	
L_{rad}	178 cm	
dimensions	$\Phi = 6$ cm $l = 13,5$ cm	2(hor) $\times$ 138(vert) $\times$ 6(long) mm ³
$\langle x \rangle$	-14,5 cm	-10,5 cm

TABLE II-2: Caractéristiques des aimants

	AEG	GOLIATH
$\int B dl$	2,3 Tm	3,07 Tm
dimensions	2,4 $\times$ 1,0 $\times$ 1,65 m ³	2,4 $\times$ 1,2 $\times$ 3,6 m ³
$\langle x \rangle$	0 cm	550 cm

Le premier aimant permet l'analyse des traces lentes, c'est-à-dire, $0,250 < p_{\text{Lab}} < 3$ GeV/c, celles dont l'impulsion dépasse 3 GeV/c bénéficiant du bras de levier fourni par l'aimant le plus puissant.

II-A-6.3 Les chambres à fils:

Les mesures de position des traces sont faites à l'aide de 71 plans de chambres à fils de types différents. Toutes chambres se situent en dehors des champs magnétiques, en amont et en aval de GOLIATH.

En amont on trouve 38 plans, dont 24 groupés en 6 chambres type "CPK" de 2mm d'espacement entre fils, porte de lecture de 120 ns, et possédant la zone centrale, de hauteur variable, insensibilisée; une grande chambre type "Orsay" groupe 4 autres plans et sert de veto au calorimètre amont (COURONNE). Pour compenser en partie les zones mortes, 5 chambres à lecture rapide, type "fast"(porte de 50 ns), ayant 2 plans chacune et de très réduites dimensions, ont été placés au voisinage des "CPK".

Tenant compte du petit bras de levier, la résolution en impulsion des traces ne traversant que cette partie du spectromètre est de l'ordre de $\Delta p/p^2 = 2.10^{-2} \text{ c.GeV}^{-1}$.

En aval il y a 33 plans, dont 24 entre GOLIATH et le Cerenkov:

- 3 chambres à 4 plans type "CPK" mais de plus grande taille, les "GCPK", de 3 mm d'espacement entre files et sans zone morte;
- 3 autres type "Orsay": 2 mm de pas et zone morte de hauteur constante (5 cm).

Enfin, les 9 les plus en aval, derrière le Cerenkov: 3 chambres hexagonales à 3 plans, en provenance de CDHS, de 3 mm d'espace entre fils, de taille beaucoup plus grande que les précédentes.

Les traces qui traversent tout le spectromètre ont un $\Delta p/p^2$ typique de $5.10^{-5} \text{ c.GeV}^{-1}$, c'est-à-dire, une erreur relative en impulsion de l'ordre de 2% pour des traces de 60 GeV/c, allant jusqu'à 5% pour 100 GeV/c (cette valeur limite d'impulsion étant importante pour l'étude de la photoproduction du ψ).

Dans la table II-3 se trouvent résumés leurs paramètres les plus importants.

TABLE II-3: Caractéristiques des chambres proportionnelles multifils

Type	nomb ch ^s	nb pl ^s /ch	pas (mm)	dimensions utiles(m ²)	<x> (cm)	inclinaison nb fils/plan
"Fast"	5	2	1	0,28x0,21	1,5;3,0	90°,60° ou 90°,120° 256
"CPK"	6	4	2	1,79x0,73	1,1;3,4	104°,90°,14°,0° 768,896,576,368
"GCPK"	3	4	3	3,11x2,15	7,8;9,4;9,8	104°,90°,14°,0° 1024,1024,896,704
"Orsay"	4	4	2	4x1,5	2;8,1;8,9	90°,60°,120°,90° 1792,1536,1536,1736
"CDHS"	3	3	3	3,75x3,75	14,3	0°,60°,120° 1230

II-A-6.4 Les hodoscopes:

On peut les diviser en deux catégories¹:

Ceux participant au prédéclenchement (voir paragraphe II-B-1):

- BTC₁ et BTC₂, utilisés aussi comme confirmation de l'électron aval dans le système d'étiquetage et fournissant une référence en temps à l'événement, précise à la nanoseconde près;
- CV,G1,G2H,G2V.

Ils sont donc munis de portes de lecture très étroites, de l'ordre de 10 ns.

¹ On désigne les hodoscopes à lattes verticales par la terminaison V et horizontales par H, cf. Table II-4.

Ceux qui interviennent au niveau du déclenchement ou du filtrage hors-ligne:

- H1H, H3H, H3V, avec des portes étroites, pour le trigger μ ;
- Olga Veto (OV), codé sur une porte de 140 ns², chaque latte étant associée à un bloc du calorimètre OLGA afin de rejeter les chargés y ayant développé une gerbe électromagnétique;
- Ilsa Veto (IV), associée de la même façon avec le calorimètre ILSA, pour le même but;
- H1H, H3H, H3V, codés sur des portes larges, pour le rejet des déclenchements neutres corrélés à des muons du halo.

En aval de la cible, leur structure est invariablement divisée en deux secteurs, haut et bas, comme nous l'avions déjà signalé. Leurs caractéristiques géométriques sont exposées dans la table II-4.

II-A-6.5 Les calorimètres:

Afin de couvrir l'acceptance la plus large, on a été amené à bâtir trois calorimètres électromagnétiques indépendants.

Les deux calorimètres "avant" sont placés en aval de GOLIATH. OLGA voit la région $|\theta_{y,z}| \leq 85$ mrad (dans le laboratoire) et ILSA, formée par quatre quadrants disjoints : $85 \leq \theta_y \leq 150$ mrad, $|\theta_z| \leq 85$ mrad. Le dernier, le calorimètre "arrière" car placé en amont de GOLIATH, a la forme d'une COURONNE de façon à ne pas faire d'ombre aux détecteurs se situant en aval; il étend l'acceptance jusqu'à 300 mrad (voir fig. II-5).

OLGA et COURONNE sont construits en verre au plomb, tandis que ILSA est un "sandwich" de plomb et plaques de scintillateur. Ceux-là possèdent donc des convertisseurs (actifs pour OLGA: 3 L_{rad} de verre au plomb; passif pour la COURONNE: 4,5 L_{rad} de plomb) dont le but est d'initier la gerbe électromagnétique avant la détection de position.

² Ces laps de temps assez grands garantissent le veto pendant tout le temps d'ouverture des portes de lecture des calorimètres.

TABLE II-4: Caractéristiques des hodoscopes

	dist ^{ce} cible(m)	nb lattes haut+bas	largeur (cm)	dimensions (cm ²)	fente (cm)	commentaires
BTC ₁	-19,65	7	de 12 à 15		+25	vert } double
BTC ₂	-15,15	14	de 2,5 à 10		+16	vert } couche
μV	-3,25	12	19,2	180×192	-	10 hor + 2 vert trou: pas ^{ge} faisceau
CV	-1	1	10	10×10	-	
G1	1,85	40 + 40	5,4	108×115	±2,5	vert, 2 couches
G2H	7,5	16 + 16	7,5	160×111	±2,3	hor, superp. bords
G2V	8,3	12 + 12	20	240×156	±3	vertical
H1H	18,3	18 + 18	18	360×269	±6,1	hor } 4 quad ^s ,
H3V	20,9	36 + 36	18	438×290	±5,4	vert } superp.
H3H	21,4	16 + 16	18	438×331,5	±5,4	hor } bords

Tous trois possèdent des détecteurs de position, intercalés entre les convertisseurs et les blocs calorimètres, divisés en doigts de scintillateurs à deux couches entrecroisées, afin de définir avec grande précision le barycentre de la gerbe juste créée.

Pour une étude approfondie sur ces détecteurs, ainsi que sur les analyses physiques qui en découlent, on doit se reporter aux thèses précédentes (réfs. AUG83, BLO82 et BLO85, BOU85, WOR84).

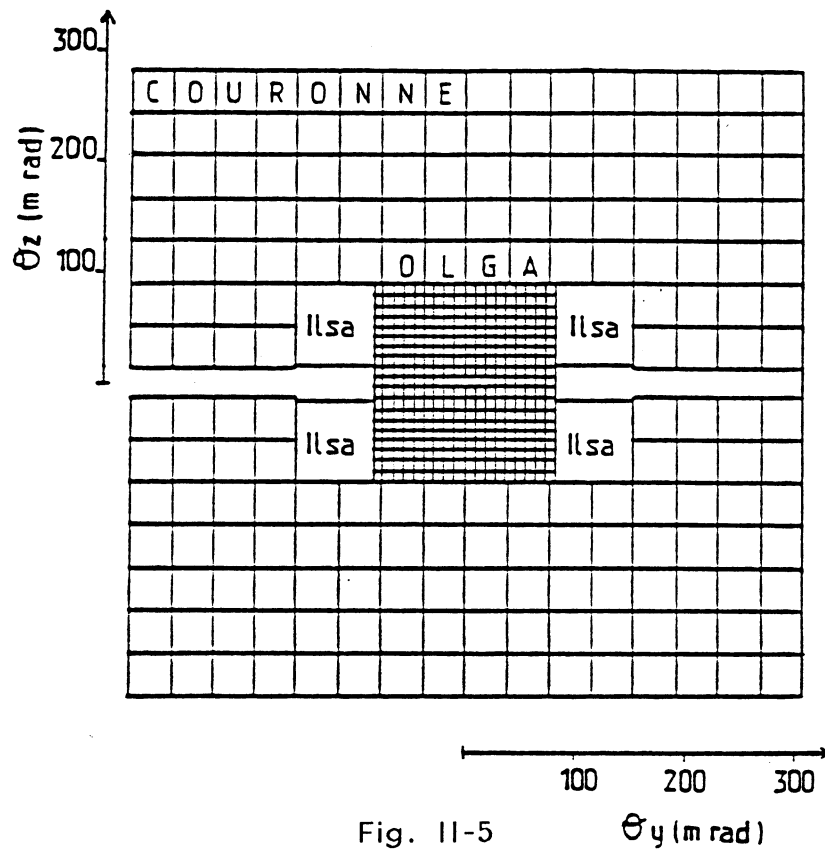


Fig. II-5

II-A-6.6 Le Cerenkov:

Un compteur Cerenkov à seuil formé de 48 cellules disposées en 4 rangées horizontales de 12 et rempli d'air, est placé dans le bras avant du spectromètre, entre deux groupes de chambres à fils.

Le seuil des π se situant à 6 GeV, celui des K à 21 GeV et des p à 40 GeV, on a retenu pour identification des particules chargées, les régions cinématiques suivantes (voir fig. V-8):

- séparation entre π/K et p: de 6 à 19 GeV;
- séparation entre π et K/p: de 23 à 39 GeV.

Il convient de souligner que d'une part, dans les plages en-dessous de 6 GeV et au-delà de 40 GeV, il y a confusion entre π , K et p; et que, d'autre part, les kaons ne peuvent être isolés nulle part.

En effet, le Cerenkov est optimisé pour la séparation entre π/K et p des chargés appartenant au jet opposé au trigger, dont les énergies sont généralement inférieures à 20 GeV.

Du point de vue de notre système de déclenchement, un deuxième Cerenkov ayant, par exemple, le seuil des π à 21 GeV, aurait permis une meilleure identification de nos particules trigger, qui sont assez énergiques.

II-A-6.7 Le filtre à muons:

Juste derrière le calorimètre OLGA, à la fin du spectromètre, deux blocs de fer de 7,1 et 14,3 longueurs d'interaction, intercalés d'hodoscopes à scintillation (H1H, H3H et H3V), constituent un filtre à muons.

Le but de cet ensemble est double :

- faire un trigger μ ; pour cela, la segmentation horizontale des 3 hodoscopes est homothétique par rapport à la cible, ce qui évite le déclenchement dû aux muons du halo, parallèles au faisceau;
- contribuer au filtrage hors-ligne des neutres, repérant des correspondances horizontales entre les clusters des calorimètres et des coups dans ces hodoscopes dus aux muons du halo.

II-B L'ELECTRONIQUE D'ENSEMBLE ET LE SYSTEME D'ACQUISITION GENERAL

II-B-1 Le prédéclenchement:

Les différents triggers de l'expérience (3 neutres, chargé, μ) sont complexes et présupposent donc un prédéclenchement (PT) qui soit rapide et leur donne une référence temporelle.

Afin de ne pas biaiser les différents résultats de physique recherchés, ce trigger de 1^{er} niveau doit être souple, quoique efficace vis-à-vis des interactions hadroniques; son but est de rejeter la majeure partie des interactions électromagnétiques (telles $\gamma p \rightarrow \gamma p$, $\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$) produites essentiellement par les photons mous, ainsi que d'éviter des déclenchements fortuits dus, notamment, au halo de muons accompagnant le faisceau.

Pour être rapide, il est constitué principalement d'hodoscopes de scintillation. Ses éléments, mis en coïncidence, sont (voir table II-4):

- BTC_1 .OU. BTC_2 , qui signale la présence d'un électron en aval du radiateur, assurant donc, indirectement, la production d'un photon énergétique de bremsstrahlung;
- veto chargé, CV, en anti-coïncidence, qui assure la non-conversion du photon créé dans le radiateur;
- veto de muons, μV , divisé en haut et bas, en anti-coïncidence, interdisant le passage de muons du halo en temps avec l'interaction recherchée dans la moitié en question;
- cible active, 1^{er} .OU. 2^{ème} plan, assurant au moins une particule chargée après l'interaction;
- au moins deux lattes touchées de G1; ou au moins un coup dans l'une ou l'autre des parties, haut et bas, des hodoscopes G1, G2H et G2V; c'est-à-dire :

$$\begin{aligned}
 & G1_{\geq 2} \\
 & .OU. \\
 & (G1_{\geq 1} \cdot G2H_{\geq 1} \cdot G2V_{\geq 1})_{\text{haut}} \\
 & .OU. \\
 & (G1_{\geq 1} \cdot G2H_{\geq 1} \cdot G2V_{\geq 1})_{\text{bas}}
 \end{aligned}$$

La première condition de ce OU, $G1_{\geq 2}$, est très importante car, en ce qui concerne le calorimètre OLGA, les traces chargées équilibrant l'impulsion du trigger neutre partent normalement plutôt en arrière dans le centre de masse photon-nucléon, ce qui veut dire qu'elles n'atteignent pas le bras avant du spectromètre.

Les hodoscopes G1, G2H et G2V, du fait de leur ouverture autour du plan horizontal contribuent, d'une part, à diminuer fortement le nombre de déclenchements de type électromagnétique; et d'autre part, par l'exigence d'au moins une trace hors de ce plan, à sélectionner plutôt les interactions hadroniques. De plus, la double couche de scintillateurs de G1 permet de réduire les prédéclenchements dus aux interactions de photons mous ayant été diffusés hors de ce plan et y générant des coups.

Ainsi, en conditions normales de prise de données avec le faisceau de photons, le taux de comptage du PT est de 20 k/cycle, dont 90% des interactions sont du type électromagnétique.

En faisceau de π^- la condition BTC_1 .OU. BTC_2 est remplacée par la coïncidence V1.H4 qui signale de façon directe le passage de chaque π^- . Pour un flux de 10^6 π^- incidents, le taux de comptage du PT est de l'ordre de 50 k.

Le prédéclenchement se fait en environ 250 ns et son électronique se situe le plus près possible de l'appareillage. Il bloque aussitôt l'information des chambres à fils et est remonté au plus vite (câble à air) dans la salle de contrôle.

II-B-2 Le système d'acquisition général:

L'acquisition générale est supervisée par un ordinateur PDP 11-45, le DAC, qui contrôle les branches CAMAC dans lesquelles sont répartis les détecteurs de l'expérience.

A chaque cycle du SPS, de durée 12 secondes, les protons constituant le faisceau primaire de particules sont éjectés par bouffées d'environ 1,5 s chacune (le "burst"). Les événements à acquérir arrivant pendant le burst, donc très concentrés dans le temps, il a paru souhaitable de les écrire en série-parallèle, c'est-à-dire séquentiellement pour chaque branche, dans des mémoires externes (MEX), et de ne les transférer dans le buffer du DAC que pendant l'interburst. Cette procédure en deux étapes est plus rapide et minimise le temps mort dû à l'acquisition.

La taille moyenne des événements enregistrés est de 2000 mots (de 16 bits), une coupure imposant le maximum à 4000. La vitesse critique de la deuxième étape de l'acquisition est celle de l'écriture sur bande: 40 k mots/s; pour un nombre de triggers de tous types de l'ordre de 100/burst un maximum de 10 secondes est nécessaire, ce qui nous laisse encore 2 secondes pendant l'interburst.

Les événements sont aussi transférés dans une mémoire auxiliaire afin que deux autres ordinateurs, un PDP 11-60 et un PDP 11-34, puissent recevoir un échantillonnage leur permettant d'effectuer des histogrammes de contrôle des conditions de l'acquisition.

II-B-2.1 La logique de temps mort ("busy logic"):

Le DAC ne peut valider un PT proposé que s'il lui arrive pendant le déversement du SPS et que si aucun trigger accepté précédemment n'est en cours d'acquisition.

A chaque cycle de l'accélérateur, une porte ouverte par le front du groupe de particules et de sa durée est envoyée de la salle de contrôle du SPS à celles des expériences en cours ("burst gate").

A la réception de ce signal, le DAC ouvre son "système de portes général", SPG ("computer ready"). L'arrivée du premier prétrigger, validé par le SPG et par la logique de temps mort, DT ("dead time"), génère le PT·DT qui fait démarrer :

- un signal court retardé de $1,2 \mu\text{s}$ du PT; ce sera le temps pendant lequel la décision finale de trigger doit être prise.
- un signal long de $5\mu\text{s}$ qui sera le temps mort minimum occasionné par le PT·DT. Ce temps permet, si un trigger final n'est pas généré, d'assurer une remise à zéro complète de l'électronique.

On a donc l'alternative suivante :

- soit aucun trigger n'est proposé pendant ce délai de $1,2 \mu\text{s}$ et une remise à zéro des modules électroniques (récepteurs, ADCs, TDCs) est effectuée ("fast clear"), permettant $5\mu\text{s}$ après le premier prédéclenchement de reprendre le suivant;
- soit un trigger final survient avant l'écoulement des $1,2 \mu\text{s}$ et il referme le SPG pendant un temps d'acquisition de 5 ms ³ ce qui va aussitôt

³ Afin de permettre au DAC de donner l'ordre de transfert dans les mémoires externes de toute l'information concernant l'événement: c'est le temps mort dû à l'acquisition.

inhiber le "fast clear".

Cette méthode de génération du "fast clear" au bout d'un certain temps fixe, quoiqu'il arrive aux différents triggers, se révèle puissante. En fait, si l'un d'entre eux devait arriver trop tard, la remise à zéro serait quand même assurée, l'expérience pouvant continuer, indépendamment de cette partie défailante.

De tout ceci on peut conclure qu'une "règle de somme" électronique doit être respectée à chaque ouverture de la porte SPS:

$$\text{nombre de PT} \cdot \text{DT} = \text{nb de fast clear} + \text{nb de triggers validés} ,$$

ceci constituant une méthode rapide de contrôle du bon fonctionnement de l'ensemble des systèmes en dialogue.

Le trigger "chargé grand p_T ", dont la décision est prise en 300 ns (voir paragraphe II-C-3) est toujours lancé par le PT·DT.

Notre hall expérimental étant souterrain compte tenu du taux élevé de radiations dû au faisceau de haute intensité, les logiques de prédéclenchement et de temps mort se situent, pour des raisons de rapidité, à ce niveau, tandis que les triggers finaux ont lieu en haut, dans la salle de contrôle. C'est pourquoi le retard du fast clear par rapport au PT·DT a été fixé à 1,2 μs , délai qui introduit toutefois un temps mort faible face à celui causé par l'acquisition.

En effet, sachant que le PT·DT compte environ 13 k pour un total de 20 k PT proposés, on obtient un temps mort de :

$$\text{PT} = 1 - \text{PT} \cdot \text{DT} / \text{PT} = 35 \% .$$

II-B-2.2 Choix des triggers et des ensembles détecteurs pris en considération:

Du point de vue électronique, les triggers non encore validés sont mis en OU et enregistrés dans un "Pattern Unit" d'acquisition (PU); chaque trigger peut être inhibé à l'entrée du OU, permettant de choisir le domaine de physique à tout moment.

En ce qui concerne le programme général qui commande l'acquisition, on peut définir à chaque début de run la configuration d'acquisition dont on a besoin, notamment en ne lisant pas certaines branches.

Ces deux facilités sont totalement indépendantes. Par exemple, la branche du trigger "chargé grand p_T " pourrait ne pas figurer dans le menu des triggers alors que ses détecteurs mêmes seraient lus.

Ces aspects permettent une grande flexibilité, ce qui est important pour le choix de runs spéciaux, tels que des tests de parties du spectromètre, des runs de calibration, runs en π^- , avec collimateurs fermés (pour l'étude de l'efficacité des vetos de muons, ou pour l'alignement des chambres à fils à l'aide des μ s).

II-C LE TRIGGER POUR PARTICULES CHARGÉES

A GRANDE IMPULSION TRANSVERSE

II-C-1 L'interaction acquisition de notre trigger - acquisition générale:

Du fait que le trigger "chargé grand p_T " possède une "électronique variable" permettant une souplesse dans la modification des adresses et du nombre de modules et que la région cinématique (p_L, p_T) acceptée peut être modifiée en rechargeant le contenu des matrices, il nous a paru souhaitable de le faire contrôler par un microprocesseur rapide, le CAB, qui lui seul dialogue avec l'ordinateur d'acquisition, le DAC. Celui-ci ne peut donc s'adresser à aucun module de notre électronique et il revient au CAB la tâche de lire et enregistrer leur contenu suite à une information de trigger (quel qu'il soit), de modifier ensuite le DAC, de le lire, et de faire ensuite leur mise à zéro.

L'interaction entre notre système d'acquisition et le système général consiste plus précisément en :

- démarrage du CAB par le DAC, à chaque début de run;
- réception du PT-DT, qui ouvre la porte d'entrée des signaux de nos modules;

- réception du fast clear, si aucun des systèmes de déclenchement n'a proposé au DAC la validation de son trigger;
- réception par le CAB de l'information "trigger (quelconque) validé par le DAC"; et le CAB lit nos modules par CAMAC;
- demande de lecture du CAB au DAC ("ready to DAC");
- lecture, faite selon le protocole CAMAC par le DAC, des mémoires du CAB contenant la structure de notre événement (quel que soit le trigger), afin de tout enregistrer dans la mémoire externe.

II-C-2 Description de ses éléments:

II-C-2.1 L'hodoscope à scintillation Olga Veto:

Ce détecteur prend son nom de sa tâche première, qu'il a toujours conservée, de veto du calorimètre OLGA.

Comme nous l'avons déjà signalé, les calorimètres électromagnétiques sont précédés d'hodoscopes découpés en lattes ayant les mêmes dimensions que leurs blocs, de façon à pouvoir rejeter hors-ligne des particules chargées qui auraient produit des gerbes.

On comprend donc que ces hodoscopes-vetos devaient posséder une géométrie figée en fonction de la conception des calorimètres.

Pour la construction du trigger "chargé grand p_T ", postérieure à celle des triggers de particules neutres, on a cherché à utiliser comme l'un de nos éléments de base un détecteur préexistant, en l'occurrence l'hodoscope Olga Veto (OV), pour trois raisons :

- pour la détection de photons à grand p_T , l'appareillage doit être le plus transparent possible (L_{rad} petit) ⁴, ceci impliquant que le nombre de détecteurs doit être minimum;

⁴ 30% L_{rad} jusqu'au dernier calorimètre (OLGA), dont 15% divisés en parties égales, dus à moitié de la cible de lithium, à la cible active et à l'air (essentiellement dans le Cenrenkov), le reste étant dû aux hodoscopes (2% chacun) et au gaz des chambres.

- il y avait un manque de place dans le bras avant du spectromètre pour les deux détecteurs pivots du nouveau trigger;
- pour une raison financière.

En effet, sa taille et son emplacement nous conviennent parfaitement, sa granularité constante n'étant pas la meilleure pour un trigger de particules chargées.

Pour limiter l'encombrement (et le prix), OV est fait d'une superposition de paires de lattes en structure d'écaille, par rangée horizontale (voir fig. II-6). Ceci permet de définir la zone de superposition, ainsi que les deux bouts non recouverts, comme étant trois lattes logiques, que l'on appellera désormais "écailles". Les dimensions de chacune, toutes semblables, sont celles des blocs OLGA : $14,4 \times 14,4 \text{ cm}^2$.

OV est formé par deux ensembles de 9 rangées horizontales de 16 écailles, haut et bas, séparés par une fente horizontale de $2 \times 6,7 \text{ cm}$.

II-C-2.2 La chambre à damiers:

Il s'agit de la pièce fondamentale de notre système de déclenchement. C'est une chambre possédant un seul plan de fils, l'anode, et deux plans cathodes, découpés horizontalement (et verticalement) en 2×8 rangées de 30 damiers de $7,5 \times 7,5 \text{ cm}^2$, ce qui permet une mesure géométrique en (y, z) de l'impact de la particule candidate trigger.

Elle est remplie d'un mélange gazeux: 20% d'isobutane - 80% d'argon. Les fils, de 4 mm de pas, sont en tungstène recouvert d'or, et supportent une tension de 45 g (75% de leur tension de rupture).

Les damiers, définis de façon homothétique par rapport à la cible vis-à-vis de l'hodoscope OV, sont fabriqués par une double déposition de graphite (côté fil) et d'argent (côté extérieur) sur la structure en mylar de la cathode (voir fig. II-7.a).

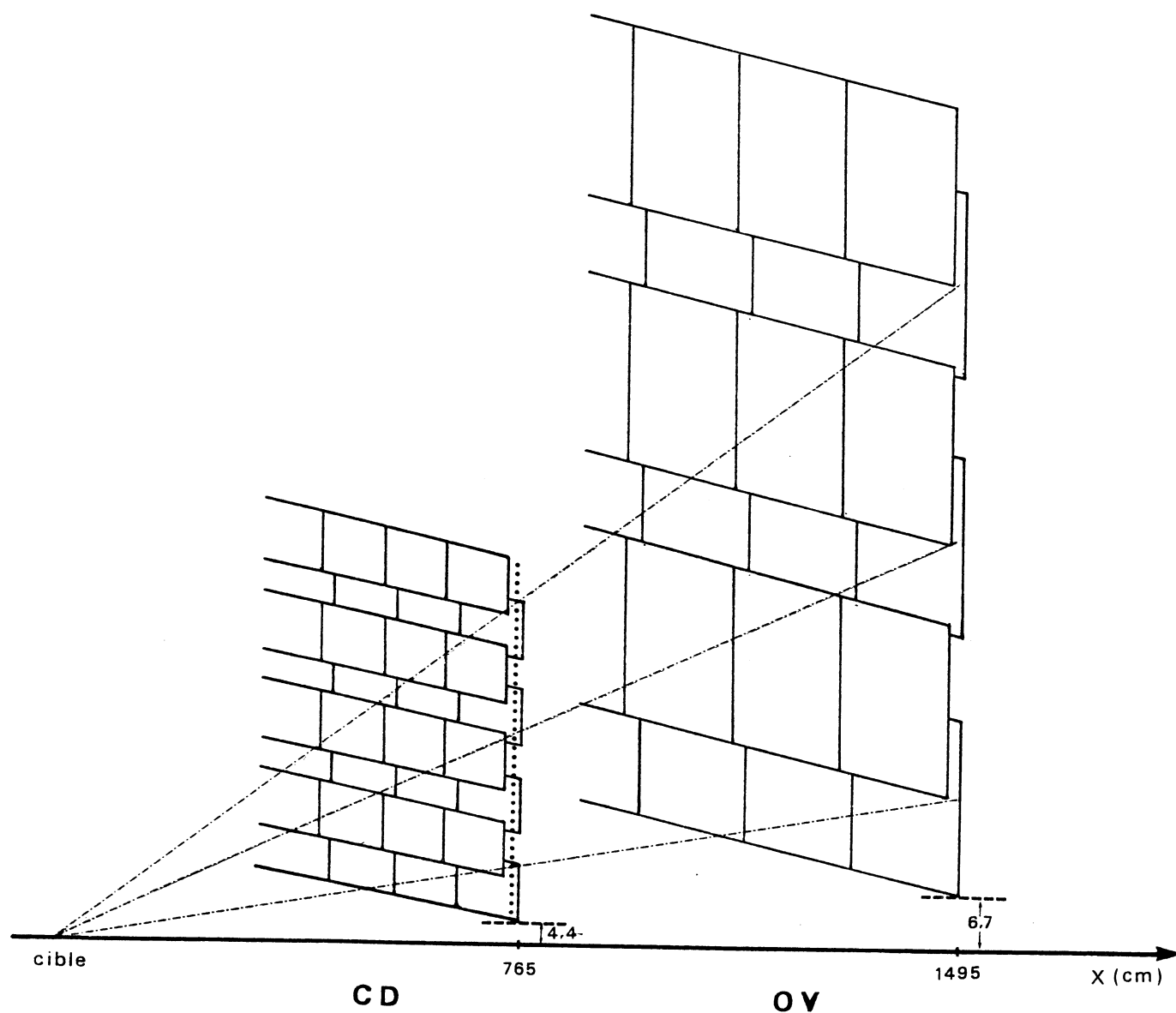
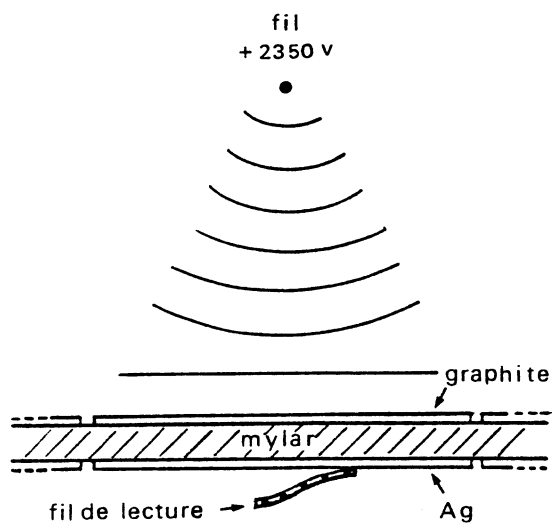
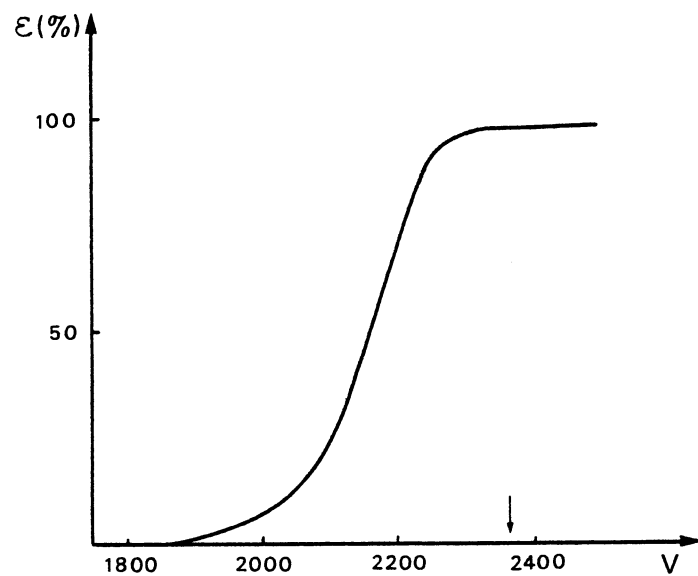


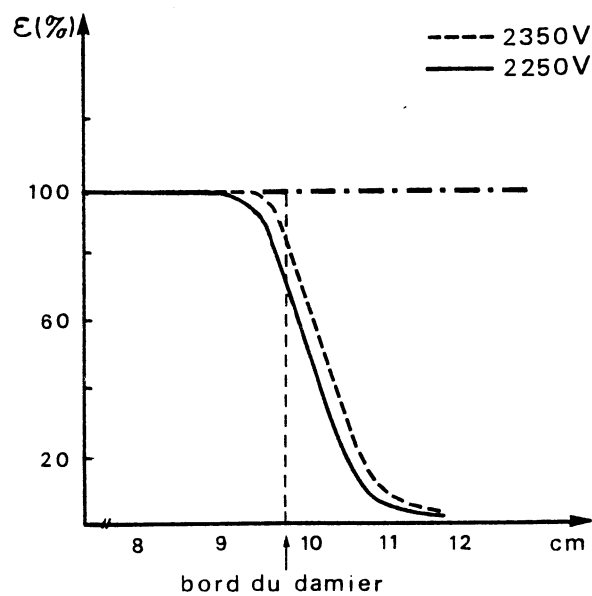
Fig. II-6



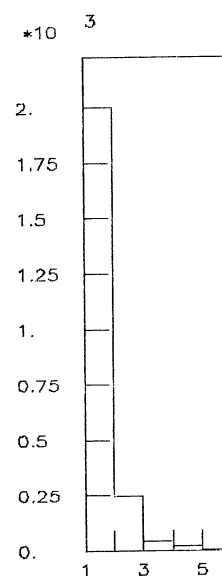
a.



b.



c.



d.

Fig. II-7

La haute tension est appliquée au plan de fils (qui n'est pas lu) et est de +2350 V, les cathodes étant à la masse.

En raison de la forme des équipotentiels, les électrons primaires créés dans le gaz au passage d'une particule chargée, génèrent en cascade d'autres électrons par ionisations successives, donnant lieu à un effet d'avalanche ($1e^-$ primaire $\rightarrow 10^6 e^-$ secondaires) dans les régions voisines du fil. En tombant sur le fil, l'avalanche induit un dépôt de charge sur la face carbone du damier que l'on peut lire, face argent, par effet capacitif (voir fig. II-7.a).

La cible n'étant pas ponctuelle et afin de respecter l'homothétie avec OV, chaque rangée horizontale de damiers doit se superposer sur les bords à ses voisins, d'où la nécessité de deux plans cathodes sur lesquels ont été peintes, alternativement, les rangées paires et impaires (voir fig. II-6), 8 au total, sauf pour une bande centrale de $2 \times 4,4$ cm, où l'on applique une tension de 1500 V de façon à la rendre insensible.

On montre dans la figure II-7.b la réponse de la chambre en fonction de la haute tension appliquée, le seuil de l'amplificateur étant de 200 μV . Le point de fonctionnement a été choisi dans le plateau.

Quand une particule chargée traverse la chambre proche du bord d'un damier, l'induction capacitive citée va aussi affecter le damier voisin, par division de charge. C'est le phénomène de diaphonie. Seule une tension anode-cathode plus petite ferait décroître cet effet, mais ceci entraînerait aussi une diminution de l'efficacité⁵ du premier damier près de son bord (voir fig. II-7.c). On est ainsi contraint de tenir compte de cette question en ligne considérant que quand les deux damiers contigus parlent une seule trace en a été la cause: c'est le principe de "clusterisation". Ceci est réalisé électroniquement dans les récepteurs de ligne de la chambre. Sur la figure II-7.d on reporte la multiplicité de ces clusters en fonction de leur taille, le nombre de clusters à un seul coup étant de l'ordre de 90%.

⁵ Nous parlerons plus tard de l'efficacité de détection de cette chambre.

La lecture de la chambre, rapide, de l'ordre de 60 ns, est donc faite par les damiers, à l'aide d'amplificateurs de charge à haut gain et faible constante de temps, le damier lui-même constituant le condensateur d'entrée de l'amplificateur.

Les fluctuations en temps de l'arrivée du signal nous ont amenés à définir la largeur de porte des récepteurs de ligne de la chambre à damiers à 60 ns.

Le choix de ce type de détecteur plutôt que d'un hodoscope à scintillation, est essentiellement motivé par la flexibilité de découpage de la cathode, le moindre coût de l'électronique associée et la plus petite longueur de radiation. Il eût été, d'ailleurs, préférable de construire aussi une chambre à damiers associée au niveau d'OV.

II-C-3 La philosophie globale de déclenchement:

II-C-3.1 La matrice de corrélation et sa coupure en p_T :

La base de notre trigger est une corrélation matricielle ligne à ligne entre la chambre à damiers et l'hodoscope Olga Veto. Chaque matrice associe donc à un damier d'une certaine rangée horizontale de CD un groupe d'écailles de la rangée homothétique d'OV. Ceci est possible du fait de l'absence de déflexion verticale sensible des particules chargées, les champs des aimants étant essentiellement verticaux ($B_z \gg B_x, B_y$).

Chaque damier ainsi que chaque écaille est vu de la cible sous un angle solide de l'ordre de 10 mrad $\times$ 10 mrad; autrement dit, la granularité est constante en y et en z.

Les matrices peuvent être calculées en mettant en rapport les coordonnées y_{CD} et y_{OV} de chaque ligne. En fait, dans le plan $y_{CD}Oy_{OV}$ on peut démontrer que, dans l'approximation de premier ordre (voir fig. II-8.a):

$$\begin{aligned} p &= \text{constante} \rightarrow y_{CD} = \alpha(1/p') + \beta y_{OV} \\ p &= \infty \rightarrow y_{CD} = \beta y_{OV} \\ p_T &= \text{constante} \rightarrow y_{CD} = \gamma(p'_T) y_{OV} \end{aligned}$$

avec:

$$p' = \sqrt{p^2 - p_z^2}$$

$$p'_T = \sqrt{p_T^2 - p_z^2}$$

Ceci nous permet de définir, pour un certain seuil d'impulsion transverse choisi, les correspondances damier-écaille que la logique de coïncidence de la matrice doit valider comme étant délimitées par la zone hâchurée de la figure.

La correspondance CD-OV peut être essentiellement réalisée par demi-ligne, car ces détecteurs se situant au-delà du champ magnétique, l'influence de celui-ci n'est autre que de dévier légèrement la trajectoire des traces qui nous intéressent par rapport aux droites p_∞ (en pointillés sur la figure II-8.b), qui correspondent à une homothétie damier-écaille en y . Seules les associations damier-écaille autour de ces droites doivent donc être acceptées. Ceci implique une structure en diagonale des coïncidences pouvant être validées par la matrice, telle que la figure II-9.a le schématise⁶.

Pour éviter des ambiguïtés dues à la combinatoire multiple et menant à un déclenchement parasite, on a interdit plus d'un coup par demi-ligne de CD. Un exemple reporté sur la figure II-9.a et .b montre, pour deux traces molles traversant une certaine rangée de CD et et OV, que la matrice de coïncidences de cette ligne aurait, à tort, répondu "oui". Mais, du fait du phénomène de diaphonie, on calcule la multiplicité des clusters plutôt que celle des coups simples dans une demi-ligne de CD, en n'y autorisant que la présence d'un seul cluster, le taux de pertes étant très inférieur au pourcent.

* * *

La logique de corrélation matricielle que l'on vient d'exposer est insérée dans le cadre d'une acceptation géométrique en forme de "papillon", c'est-à-dire que les associations damier-écaille de chaque ligne horizontale sont totalement interdites dans ses extrémités, la dimension de la bande acceptée croissant avec la latitude λ (voir fig. II-10).

⁶ Au centre on accepte, toutefois, une association d'un damier d'une demi-ligne avec l'écaille de l'autre demi-ligne.

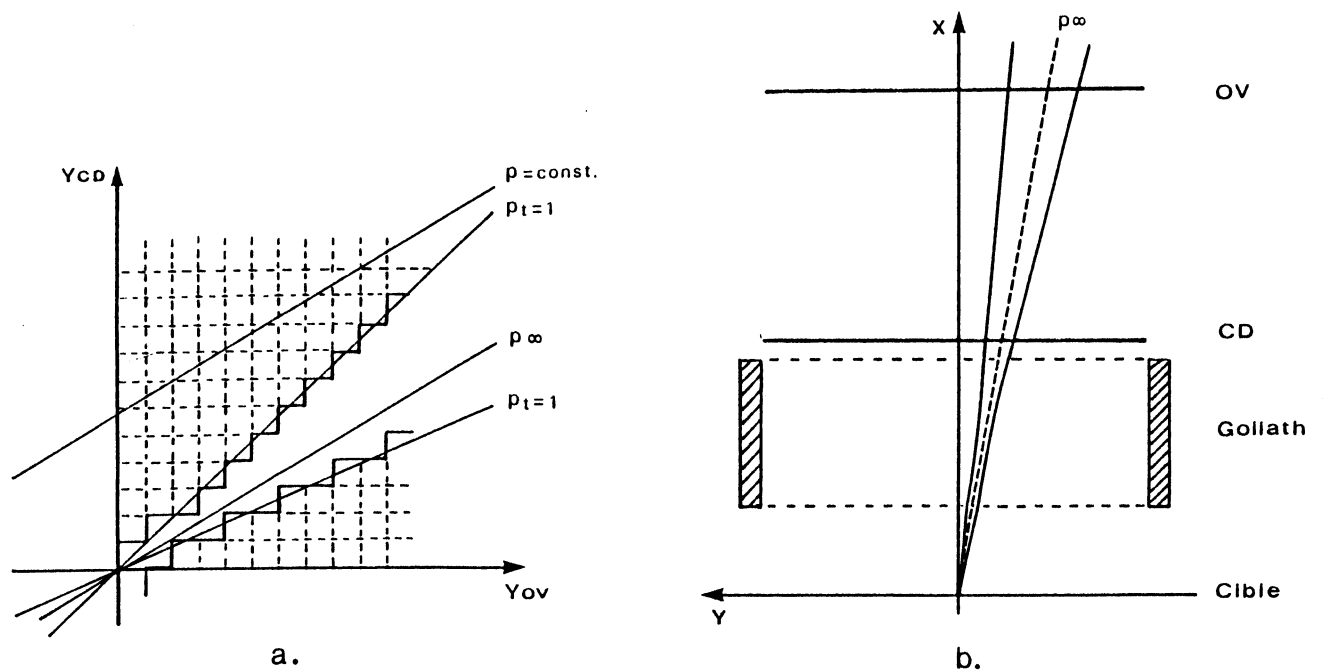


Fig. II-8

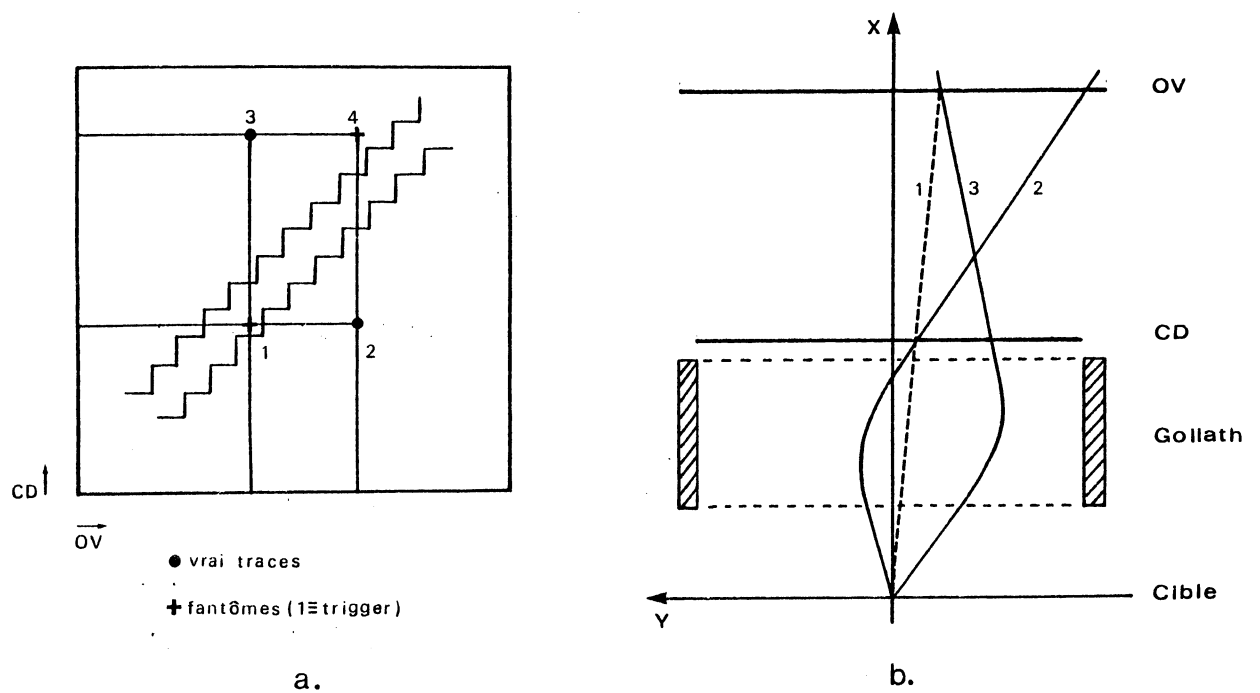


Fig. II- 9

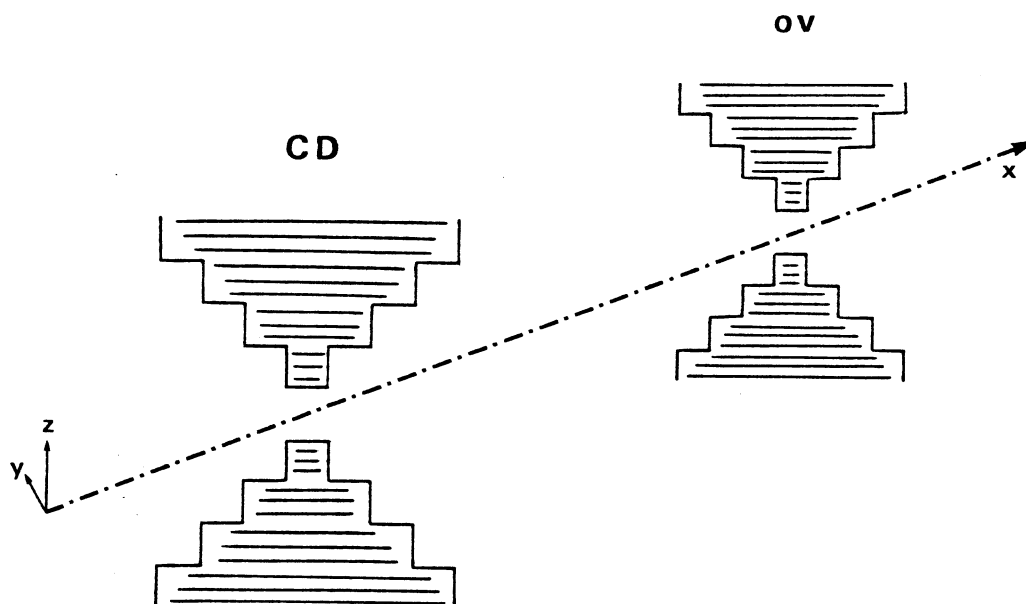


Fig. II-10

Cette limitation de l'acceptance a pour but de rejeter les zones où, du fait de la granularité, on trouverait trop de traces de faible impulsion et faible moment transverse dans les coïncidences CD·OV. A mesure que la latitude augmente, un certain p_z , donc un certain p_T est garanti. On peut ainsi élargir progressivement l'acceptance vers les faibles impulsions. Sur la figure II-11 on reporte les correlations matricielles pour toutes lignes du trigger tenant compte du papillon: on constate que la "longueur" des associations type diagonale diminue vers les lignes plus centrales (petits λ).

En outre, afin d'éliminer au niveau du déclenchement la majeure partie des événements dus au fond (coïncidence fortuite d'un μ et d'une trace à bas p_T ; électron résultat de la matérialisation d'un photon ayant quitté la ligne du faisceau par effet Compton et simulant une trace à grande impulsion; etc.), la

configuration de matrice adoptée interdit les corrélations damier-écaille correspondant à une trace d'impulsion très élevée (que l'on notera p_∞ par la suite) ne permettant des associations que de chacun de ses deux côtés, selon le signe de la trace candidate trigger (voir fig. II-8.b).

La matrice a donc une structure en double diagonale, telle que la figure II-11 le montre.

Chaque trace d'un p_T donné faisant déclencher la matrice voit donc sa valeur de p_L bornée :

- du côté inférieur par l'action des aimants et la géométrie même de l'appareillage;
- du côté supérieur car, ne subissant presque pas de déflexion, elle est rejetée par la matrice.

Ceci signifie que l'acceptance aux traces trigger présente une corrélation p_T - p_L .

Le fait que chaque rangée horizontale impose un certain p_z à la particule, permet un plus grand nombre d'associations entre les damiers et les écailles des rangées extérieures entourant la corrélation p_∞ . D'où la nécessité de retrécir "l'épaisseur" des matrices, à mesure que l'on s'approche du plan horizontal. Ceci est manifeste sur la figure II-11 où, par l'effet combiné de ceci avec les coupures papillon et p_∞ , on note l'absence totale de corrélations pour la ligne 7 du trigger, la plus intérieure. En effet, pour une impulsion typique de 30 GeV/c, le $\langle p_z \rangle$ d'une trace touchant cette rangée n'est que de l'ordre de 420 MeV/c et la granularité, constante en y , devient mauvaise: les droites p_T =constante de la figure II-8.a couperaient en deux le très petit nombre de cases damier-écaille en correspondance, ceci voulant dire que cette matrice accepterait beaucoup de triggers ayant $p_T < p_T$ coupure.

* * *

De façon à pouvoir peupler les régions cinématiques à grand p_L on a utilisé parfois une acceptance plus large, sans imposer le papillon, ni rejeter la zone p_∞ .

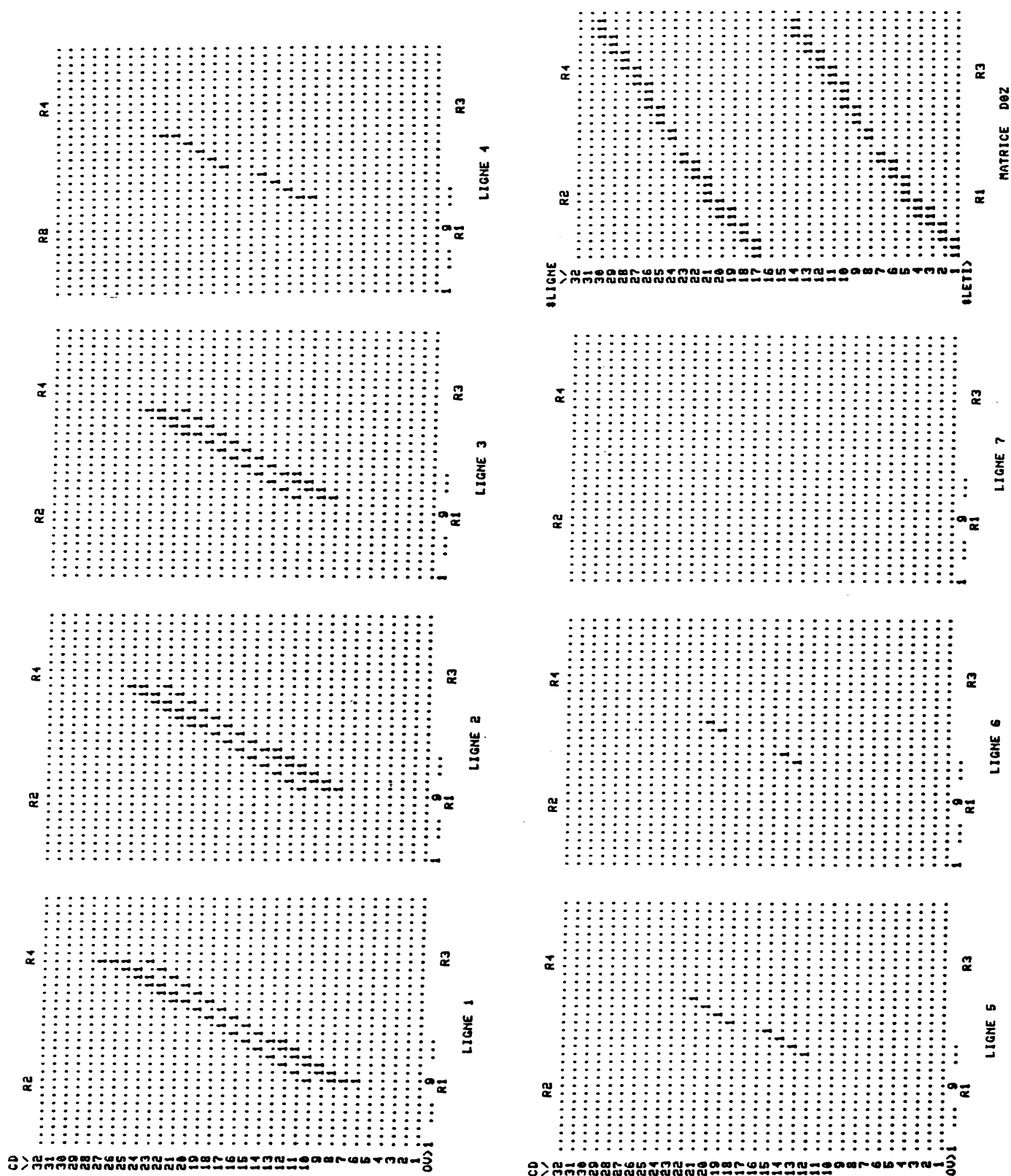


Fig. II-11

II-C-3.2 Les éléments du déclenchement:

Afin d'éviter les mauvaises associations d'impacts et compte tenu du fond électromagnétique et de muons de l'expérience, on fait valider la coïncidence CD·OV par deux autres détecteurs :

- D0Z, le plan de fils horizontal de la chambre à fils D0 (de type "GCPK"), située entre eux. On utilise le fait que l'information à la sortie des amplificateurs de la chambre est regroupée en plusieurs OU de 8 fils chacun et on les combine de façon à correspondre à l'homothétie en z CD-OV déjà décrite.
- Et, en parallèle, par l'hodoscope G1, situé dans le bras arrière du spectromètre, constitué par deux couches de lattes verticales superposées à moitié et divisées en haut et bas (voir table II-4). Ceci est très important car tous les électrons dus notamment à la production de paires après GOLIATH simulent des traces à grande impulsion et il leur suffit d'être créés avec un certain angle par rapport au faisceau pour dépasser le seuil de p_T établi.

A partir de la combinaison damier-écaille touchée on prédit, à l'aide d'une mémoire préprogrammée, les doigts de G1 susceptibles d'avoir été touchés (haut ou bas). Une fois la prévision validée par les coups réellement existants de G1, on fait la coïncidence finale entre cette validation et celle de D0Z.

Tenant compte de D0Z et G1, on obtient des taux de réjection par rapport à la coïncidence initiale CD·OV de l'ordre de 70%.

Ceci constitue la logique globale du trigger à grande impulsion transverse.

II-C-3.3 La chaîne électronique:

Les éléments les plus importants de notre système de déclenchement (voir Lèxique) sont disposés dans la même baie et rangés en 6 paniers selon leur nature (voir fig. II-12):

- 1- 14 récepteurs de ligne de la chambre à damiers (les REC-CD), un autre pour la chambre D0Z, 2 modules (RMEM et WMEM) pour lire et écrire la mémoire de prédiction des impacts dans G1 (MEM), et un contrôleur de crate standard;

- 2- 14 aiguillages REC-CD - RAMA, la MEM, et le contrôleur spécial des REC-CD (le CREC-CD);
- 3- 14 boîtes de coïncidences matricielles CD-OV programmables (les RAMA), une autre pour D0Z, et un contrôleur de crate standard;
- 4- 14 aiguillages REC-OV - RAMA, le module de "desoverlap" des 2 couches de lattes physiques superposées de l'hodoscope G1 en lattes logiques, et le contrôleur spécial des REC-OV (le CREC-OV);
- 5- 14 récepteurs de l'hodoscope OV (les REC-OV), 2 autres codant G1 (haut et bas), plus un récepteur spécial qui reçoit 2x14 signaux sortis de la face avant des 14 RAMAs (contenant les 28 informations: OU demi-ligne gauche et OU demi-ligne droite); et un contrôleur de crate standard;
- 6- une TV d'affichage de comptages, le microprocesseur CAB, une mémoire externe (MEX) et un contrôleur de crate standard pour le protocole CAB-DAC.

Le CAB assure le contrôle de branche et lit dans les crates 1, 3 et 5 par CAMAC, à chaque trigger, les mots enregistrés dans les REC-CD et les REC-D0Z; RAMAs; REC-OV et les 2 REC-G1; et le REC-OU des demi-lignes G et D; finalement, par le RMEM, les mots de prévision de la configuration de G1, tout ceci constituant la structure d'acquisition de notre événement.

Les signaux de chacune des 14 lignes du trigger, arrivant du hall expérimental en provenance de la chambre à damiers et d'OV, sont traités dans deux chaînes électroniques parallèles jusqu'à ce qu'ils soient enregistrés dans des récepteurs de ligne :

- ceux sortant de CD sont groupés par câbles de paires torsadés en logique ECL, 32 signaux par câble correspondant à une ligne de damiers. La longueur des câbles oblige à une remise en forme à mi-chemin entre le détecteur et les récepteurs;
- ceux d'OV arrivent dans la salle de contrôle en tant que signaux analogiques où ils attaquent, par paquets de 16 correspondant à une ligne OV, des discriminateurs qui les transforment en signaux logiques; ils sont ensuite envoyés dans des unités qui font le "desoverlap" des lattes physiques en lattes logiques, avant d'attaquer leurs modules d'enregistrement.

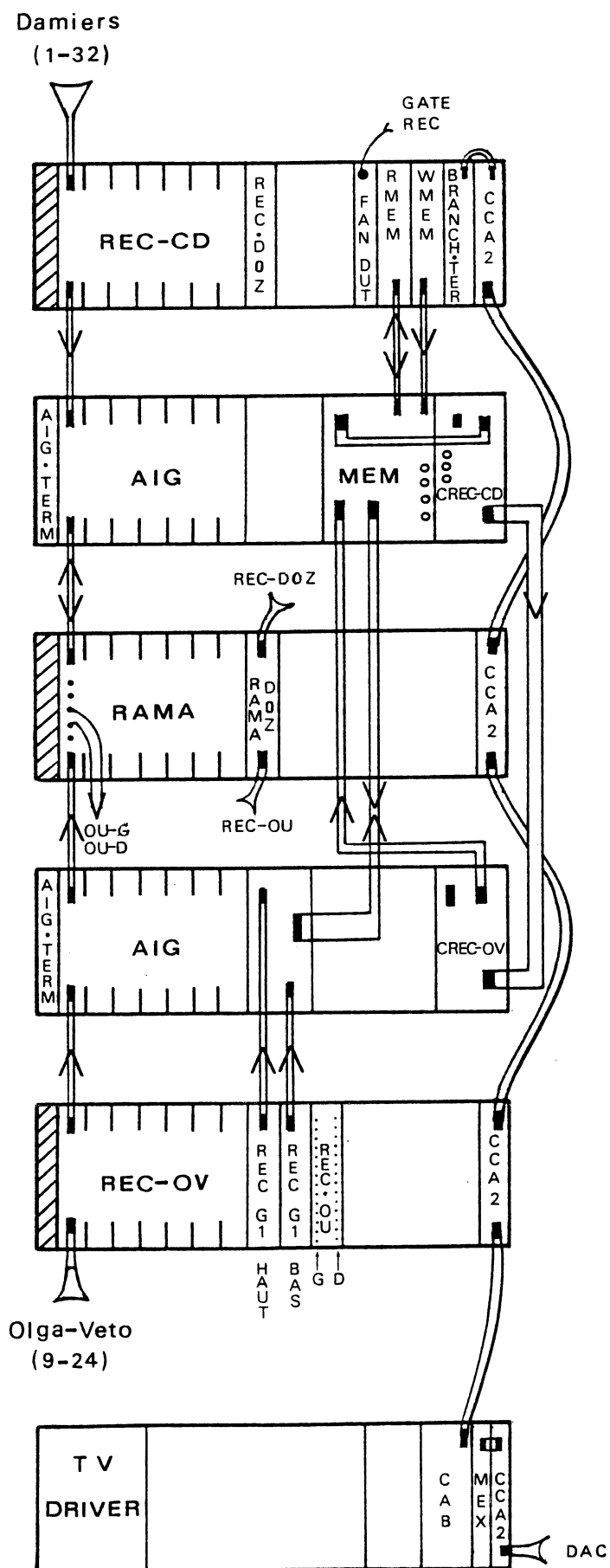


Fig. II-12

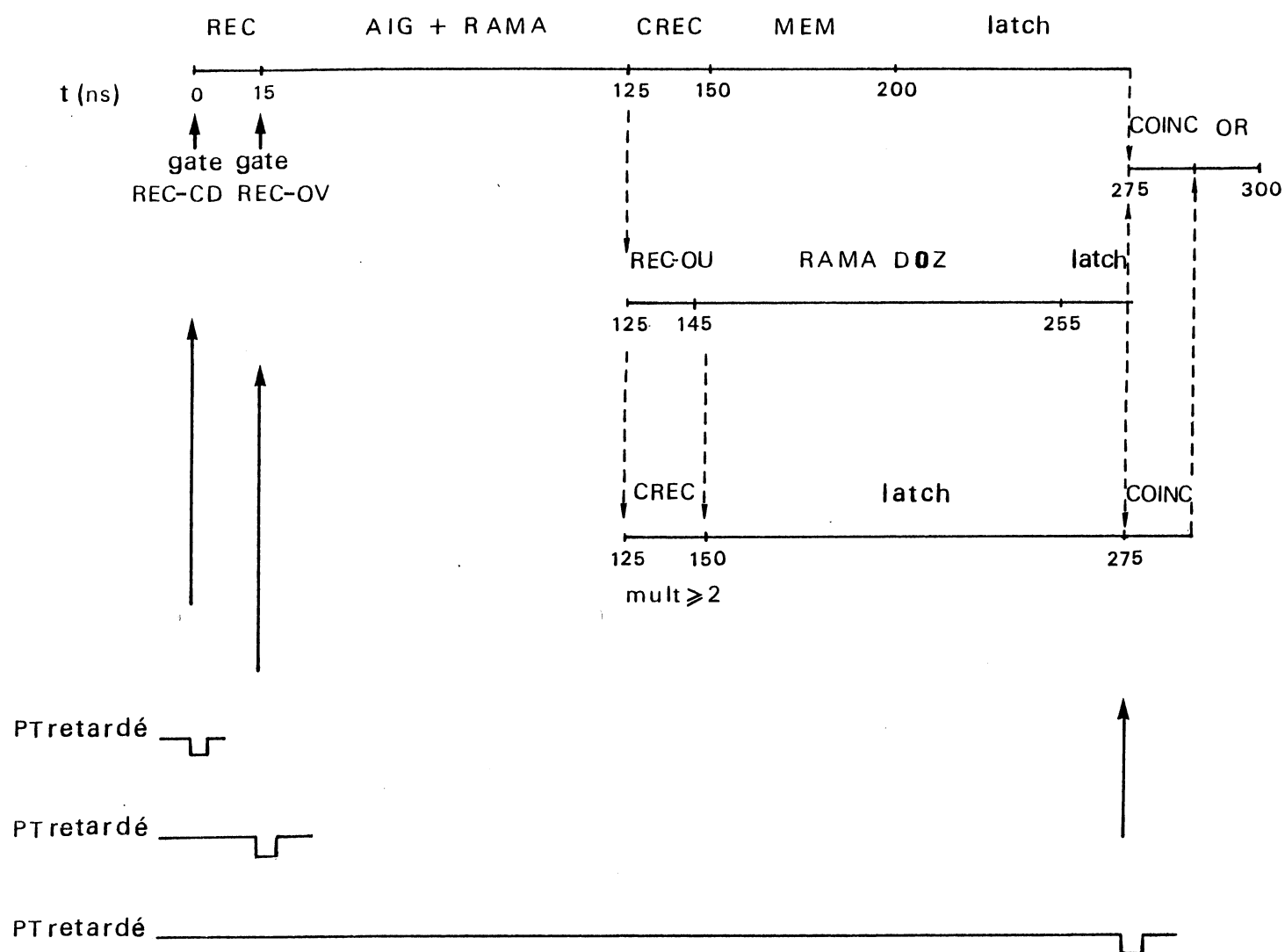


Fig. II-13

II-C-3.3.1 Les récepteurs de ligne:

Il s'agit de modules CAMAC emmagasinant 32 bits, divisés en 2 sous-adresses de 16 chacun.

Ces unités électroniques (les REC-CD) ont aussi la tâche de calculer la multiplicité des clusters dans une demi-ligne en l'imposant à 1, ce qui est fait par une chaîne d'additionneurs. Une porte de 60 ns est formée à partir du PT·DT et les signaux de la chambre à damiers y arrivant en temps sont transformés en niveaux continus ("latch").

Dans les REC-OV, les signaux sont "strobés" par le PT·DT et aussi transformés en niveaux continus, pour l'attaque des RAMAs.

II-C-3.3.2 Les RAMAs:

Ces modules constituent le coeur du trigger, car ils réalisent la coïncidence CD·OV. Chaque boîte occupe une station CAMAC et contient 4 puces électroniques C10115 (réf. SYN77) qui sont des matrices de coïncidences programmables, dénotées R1, R2, R3, R4, de 16×16 bits chacune. Elles sont disposées en deux couches et on peut donc former par association une grosse matrice de 2×(32×32) bits, les deux couches ayant les mêmes entrées, mais pouvant être programmées différemment. La réponse de chaque matrice individuelle est simplement le OU des 16×16 coïncidences. Ceci et le fait que les associations damier-écaille se réalisent par demi-lignes, nous suggère d'assigner à chaque matrice la tâche de corrélérer les demi-lignes. Comme il n'y a que 16 écailles par ligne (pour 32 damiers), on choisit la configuration de la figure II-11 où la ligne OV est centrée, i.e., les écailles 1-16 attaquent les entrées 9-24 de la RAMA.

Les réponses intéressantes de chaque module RAMA sont donc le "OU gauche" (R1+R2) et le "OU droit" (R3+R4). Elles sont obtenues en 90 ns et sont envoyées, en logique ECL, à l'AIG-CD respectif (voir fig. II-13).

Ces réponses sont, en outre, disponibles sur les faces avant des RAMAs, en tant que sorties NIM; on s'en servira pour la logique de la matrice D0Z.

II-C-3.3.3 Les aiguillages:

Il s'agit d'unités électroniques intermédiaires entre les RECs et les RAMAs, dont le but est de faire l'aiguillage entre les récepteurs dont la RAMA correspondante a donné une réponse (gauche ou droite) positive et les contrôleurs de récepteur, de façon à permettre aux CRECs de lire les patterns CD et OV de la ligne en question.

Les interconnexions REC-CD - AIG - RAMA se réalisent en logique ECL, avec 36 fils pour les 32 signaux de la ligne et pour :

- 2 signaux, OREX gauche et OREX droit, de la multiplicité des clusters, dans le sens REC-CD → AIG;
- 2 autres, OU gauche et OU droit, de la réponse matrice, dans le sens RAMA → AIG.

Les AIG-CD ont pour tâche le rejet des cas ambigus dans lesquels il y a plus d'un cluster dans la demi-ligne CD. Pour ce faire, ils effectuent les coïncidences OREX (du REC) · OU (de la RAMA), gauche et droite (dénotées N et L), qu'ils transmettent au contrôleur spécial de crate (CREC-CD) par les voies N et L du bus CAMAC, suivant un protocole non standard.

Quant aux AIGs des REC-OV, leur rôle se résume à l'aiguillage même.

II-C-3.3.4 Les contrôleurs de récepteur:

Ils sont au nombre de deux, un contrôleur pour les REC-CD, un autre pour les REC-OV, et remplacent les habituels contrôleurs de crate; les informations qu'ils gèrent circulant dans le bus arrière des paniers ne suivent pas les normes CAMAC.

En effet, le CREC-CD :

- reçoit les signaux N et L de chacun des 14 AIG-CD et, s'il y a plus d'une coïncidence proposée, déclenche immédiatement la logique de trigger final, en se passant de la confirmation par G1, car il s'agit là d'un événement peu fréquent;

- s'il n'y a qu'un seul trigger proposé et selon qu'il est N ou L (gauche ou droit), il copie le contenu du REC-CD en cause et fait un encodage simple de la demi-ligne, 1-16 ou 17-32, sur 5 bits, et l'envoie à la MEM;
- transmet au CREC-OV l'information gauche ou droite et le numéro de station de l'AIG qui l'a contacté, afin que celui-ci puisse lire le REC-OV correspondant;
- envoie à la boîte de "desoverlap" de G1 (voir plus loin) un signal, "haut" ou "bas" (via la MEM; voir la fig. II-12), lui permettant de travailler sur les lattes de G1 situées au-dessus ou au-dessous du plan horizontal.

Quant au CREC-OV, il lit toute la ligne OV en question (dont les bits sont 9-24) et réalise un double encodage prioritaire sur la demi-ligne + 1 écaille (c'est-à-dire, 9-17 ou 16-24, selon que le trigger était gauche ou droit) créant ainsi 2 mots de 5 bits qui sont envoyés à la MEM.

Ces 2 mots, chacun provenant d'un encodage prioritaire, l'un s'effectuant dans l'ordre croissant du numéro de l'écaille, et décroissant dans l'autre (voir fig. II-14), sont nécessaires car il peut y avoir plus d'un coup dans une demi-ligne d'OV, le double encodage permettant de retenir (pour confirmation par la MEM) les deux écailles extrêmes. Ceci nous ferait perdre des événements ayant plus de 2 coups dans la demi-ligne d'OV, dans la configuration où l'un des coups centraux serait le responsable de la coïncidence dans la RAMA. Cette inefficacité électronique de construction du trigger est estimée être très inférieure à 1%.

Le fait d'ajouter à la demi-ligne d'OV à coder l'écaille centrale de l'autre côté provient de la nécessité de retenir les traces ayant changé d'hémisphère.

Leur temps de réponse est de 25 ns (voir fig. II-13).

II-C-3.3.5 La MEM:

Le but de ce module est de faire confirmer la coïncidence CV-CD par l'hodoscope G1 (voir C-II-3.2), en essayant l'association, pour chaque trace candidate trigger, de la paire (y_{OV} , y_{CD}) à la coordonnée y_{G1} du bras arrière.

Pour celà, on a calculé sur un lot de traces réelles une paramétrisation simple de la forme

$$y_{G1} = \alpha y_{OV} + \beta y_{CD} ,$$

les prévisions ne dépendant pas de z .

La précision obtenue est de l'ordre de ± 1 cm. Il faut cependant tenir compte de la granularité des éléments de notre trigger, d'où l'établissement d'une table de 32×32 associations du type

(n° de damier, n° d'écaille) $\rightarrow$ plage de 4 lattes logiques de G1.

On a donc été amenés à construire une mémoire de $2 \times (32 \times 32)$ mots de 32 bits, chacun contenant de façon pré-enregistrée la prédiction des impacts possibles dans G1 (32 lattes logiques du haut ou du bas) relatifs à une corrélation damier-écaille donnée.

Le facteur 2 étant dû au double encodage prioritaire sur la demi-ligne d'OV, le contenu de chaque configuration prévue est situé à une adresse qui est le résultat sur 10 bits de la juxtaposition des encodages sur 5 bits OV_1 -CD ou OV_2 -CD décrits avant.

La MEM choisit de recevoir l'information de G1 haut ou bas, pour comparaison avec sa prédiction.

Si au moins un coup réel est trouvé dans G1 en correspondance avec la plage prédite par la MEM, le trigger est validé.

Cette réponse, qui a lieu en environ 50 ns et sort en tant que niveau NIM par la face avant de la MEM, est un des éléments de la coïncidence finale du trigger.

La mémoire est contrôlée par deux modules situés dans le crate CAMAC adjacent (lu par le CAB), servant à la charger (WMEM) et à lire (RMEM) la configuration de G1 prévue pour l'événement enregistré.

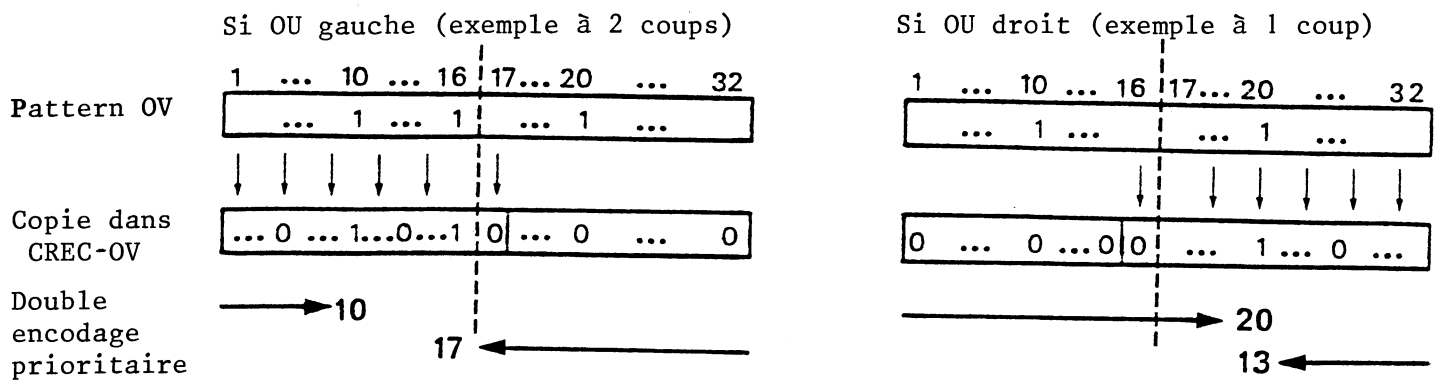


Fig. II-14

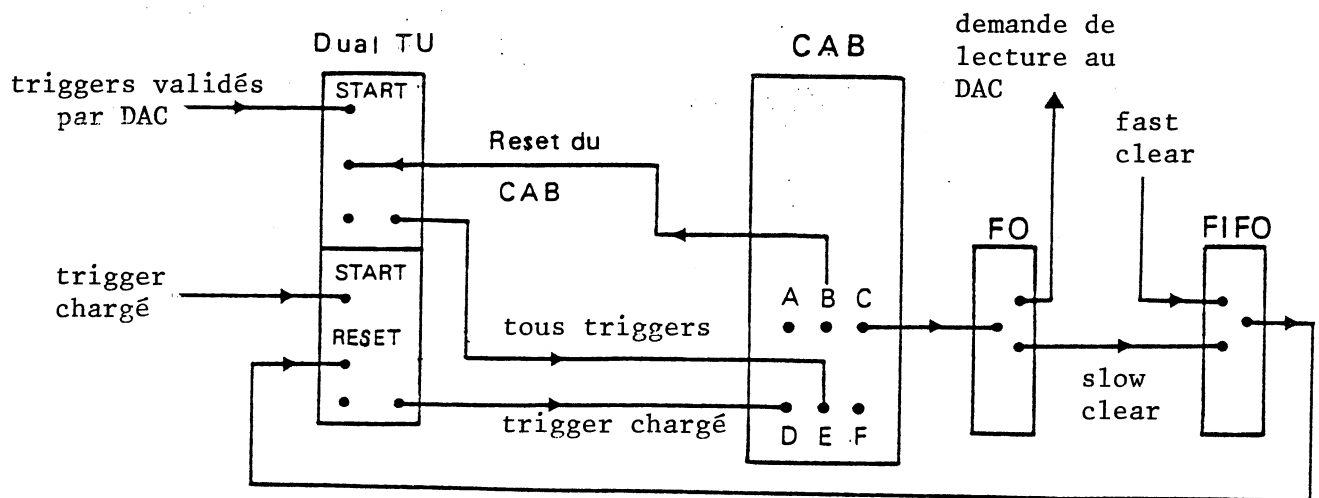
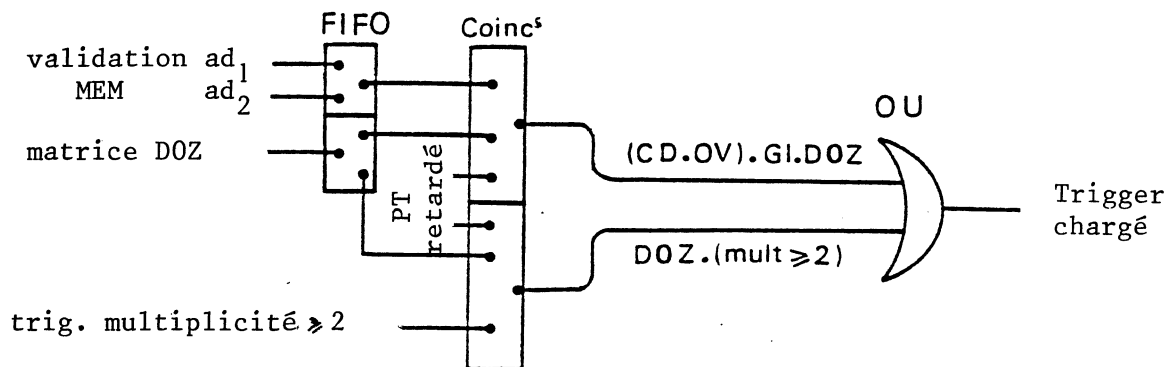


Fig. II-15

II-C-3.3.6 Le module de desoverlap de G1:

Les 80 signaux analogiques de G1 arrivant à la salle de contrôle attaquent 5 discriminateurs à 16 voies (tels que ceux d'OV), et sont donc convertis en signaux logiques ECL, ceci permettant d'enmagasiner dans deux récepteurs du même type que ceux d'OV, 32 lattes du haut et 32 du bas. Les traces trigger ne sont susceptibles de frapper G1 qu'assez près du centre et les 32 lattes centrales suffisent.

L'un et l'autre de ces deux ensembles de signaux accèdent donc au module de desoverlap. Celui-ci a pour but de convertir le groupe concerné en 32 niveaux correspondant à des lattes logiques de G1, produits du desoverlap des deux couches de lattes réelles. Les niveaux sont alors transmis à la MEM pour la coïncidence.

Le choix du groupe de signaux à transmettre (haut ou bas), est fixé par un signal arrivant depuis le CREC à travers la MEM (cf. II-C-3.3.5).

II-C-3.3.7 La matrice de D0Z:

En parallèle avec la décision de la MEM, cette matrice fait la coïncidence entre les 14x2 réponses OU gauche ou OU droit des RAMAs et les lignes dans lesquelles les fils du plan z de la chambre à fils D0 ont été regroupés.

C'est une matrice diagonale car il s'agit de mettre en correspondance les demi-lignes de la coïncidence CD·OV avec les lignes logiques homothétiques de D0Z (voir fig. II-11).

Les niveaux continus de ces lignes arrivent d'un 15^{ème} récepteur, le REC-D0Z. Quant aux 28 signaux OU gauche et OU droit, sortis en NIM par les faces avant des 14 RAMAs, ils sont convertis en niveaux continus par un récepteur spécial (voir fig. II-12).

II-C-3.3.8 Le trigger final:

Celui-ci est constitué d'un OU :

- de la matrice D0Z en coïncidence avec la configuration par G1 (qui suppose que 1 RAMA a répondu) = 1 trace chargée à grand p_T ;
- du signal du CREC-CD indiquant la réponse positive de 2 RAMAs = 2 traces chargées éventuelles.

Le trigger final est envoyé au CAB (pour la statistique locale de contrôle, voir fig. II-15) et au PU de tous les triggers de l'expérience (cf. II-B-2.2).

II-C-4 Le contrôle en ligne des événements en cours d'acquisition:

II-C-4.1 Les PDP, ordinateurs collectifs:

Cette mission revient aux ordinateurs PDP 11-60 et PDP 11-34, cités plus haut. Ce dernier est attaché entièrement au monitoring du calorimètre ILSA.

Quant au premier, connecté à diverses consoles, plusieurs tâches en parallèle peuvent y être mises en route, telles que:

- chargement des tables de valeurs de haute tension des PMs d'une grande partie des hodoscopes;
- de celles des pedestaux des ADCs des calorimètres;
- contrôle du faisceau et de chaque détecteur à l'aide d'histogrammes: vues spatiales, projections, multiplicités, etc.;
- dialogue, par CERNET, avec les ordinateurs centraux du CERN (pour transfert immédiat de fichiers, source ou data).

Quelques tâches sont cependant accomplies par la DAC:

- visualisation sur écran d'un événement accepté, à chaque déversement;
- contrôle par histogramme du bon fonctionnement des chambres à fils;
- "dump" sur papier d'un résumé de run (ou à chaque burst, à requête) concernant:
 - comptages relatifs aux faisceaux d'électrons et de photons;
 - valeurs de courant de tous leurs aimants et quadrupoles;
 - nombre de PT, PT-DT, fast clear, triggers non validés et validés;
- "dump", si demandé, du contenu en octal de chaque mot de 16 bits de la partie de l'événement relatif à une certaine branche.

II-C-4.2 Le CAB pour le trigger "chargé grand p_T ":

Notre trigger est assez indépendant de l'environnement extérieur. Toutes les tâches sont accomplies à l'aide d'un dialogue mini-micro, le mini-ordinateur étant un TEKTRONIX 4051 (programmation en BASIC, écran graphique incorporé) et le "micro" étant le microprocesseur CAB, interfacés par un bus type "GPIB". L'avantage d'un tel système fermé est d'alléger le travail du PDP 11-60, qui est surchargé, et de pouvoir effectuer, pilotés par le même ordinateur (le "mini"), deux ensembles de tâches qui, autrement, auraient dû être découplés :

- chargement/lecture des modules électroniques:
 - écrire le programme d'acquisition de notre trigger dans la mémoire d'instructions du CAB (4K mots de 24 bits);
 - définir et vérifier l'emplacement des modules (RECs, RAMAs,...) dans les stations CAMAC de chaque crate;
 - charger les mémoires de chaque RAMA (ou de la MEM) avec la configuration matrice souhaitée pour chaque ligne de trigger;
 - contrôler le bon déroulement de ce chargement;
 - faire démarrer et arrêter le programme "micro";
- contrôle de la qualité d'acquisition de notre chaîne de détection:
 - choix des événements à contrôler: "chargés grand p_T ", les autres, tous mélangés;
 - statistiques: nombre d'événements traités, nombre de "timouts" CAB-DAC, multiplicités, etc.;
 - histogrammes du profil de chaque ligne de détecteur; de l'ensemble des lignes; des réponses CAMAC des RAMAs, etc. .

Tout cela est possible en plus de la lecture et de la transmission au DAC grâce à la rapidité du microprocesseur CAB (cycle d'exécution d'environ 180 ns), vitesse qui est utilisée en plein dans le remplissage, à chaque événement, de tous les histogrammes de contrôle (dans sa mémoire data, de 4K mots de 16 bits).

Le transfert de ces histogrammes dans la mémoire du "mini" pour visualisation se fait à notre requête par un interrupt lancé du CAB au "mini", pendant l'interburst. Ainsi, le CAB peut continuer son travail d'acquisition dès

le burst suivant ayant remis à zéro ou laissant continuer le remplissage des histogrammes juste transférés. Et, de façon indépendante, on peut les visualiser sur le "mini" sans aucune interférence vis-à-vis du travail du CAB.

CHAPITRE III

LE TRAITEMENT DES DONNEES

III-A DEPOUILLEMENT ET RECONSTRUCTION

Le traitement des données est réalisé par étapes successives. Elles sont (voir table III-1):

- le partage entre nos événements bruts et ceux concernant les autres systèmes de déclenchement;
- une présélection à l'aide d'un programme de FILTRE;
- la reconstruction de toutes les traces chargées des événements acceptés par le filtrage (TRIDENT);
- le tri des événements par l'application de critères de sélection, notamment à la trace pilote;
- le passage d'autres programmes afin de porter sur la structure de l'événement de la bande finale les informations concernant d'autres détecteurs que ceux utilisés par notre trigger (particules neutres, identification des traces).

* * *

La philosophie de traitement de données étant maintenue pour ce qui est des événements pris avec acceptance élargie aussi bien que pour ceux en faisceau de π^- , on se bornera aux précisions données dans la table III-1.

III-A-1 Le filtrage :

La présélection des événements à l'aide d'un programme de dépouillement rapide est une méthode très répandue dès lors que le programme de reconstruction atteint un grand degré de complexité, le but étant une nette diminution du temps de calcul.

On y aboutit en réalisant un programme de filtrage, le FILTRE, orienté vers la recherche de la trace trigger, et se limitant au bras avant du spectromètre.

Un "tuyau" (ou "route") dont les extrémités s'appuient sur chaque paire

TABLE III-1: Les critères de sélection

	accept ^{ce} standard	γ région au-delà de l'accept ^{ce} standard	π^- accept ^{ce} standard
Raw data (tous triggers)			
Raw data (nos triggers)	1323 k	198,6 k	174,4 k
FILTRE			
	266,7 k	96,9 k	50,0 k
TRIDENT			
- coupure p_T^{filtre}	106,3 k	25,6 k	18,7 k
1 ^{ères} sélections:			
- vertex correct			
- trigger = trace type 4			
DST	29 k	4,1 k	6,0 k
Autres informations concernant l'événement données par:			
- SNARK , ILSANAL, CRANAL			
- TAGGING, TIMANAL, CERANAL			
DST	29 k	4,1 k	6,0 k
Coupures sur la trace trigger :			
- $x_{\text{init}} < 175 \text{ cm}$, ou			
recup. ^{on} traces cassées			
- $\delta p/p^2 < 0,002 \text{ c.GeV}^{-1}$			
- $d_{\text{vtx}} < 0,5 \text{ cm}$			
- $\delta p/p < 0,1$			
- $\Delta t < 6 \text{ ns}$			
- électrons retirés			

- $E_{\text{conv}} < 2 \text{ GeV}$			
- $p_T^{\text{trig}} > 2,1 \text{ GeV/c}$	17,5 k	1,5 k	3,9 k
Distributions cataloguées	5,0 k	0,32 k	0,9 k

damier-écaille ayant pu faire le déclenchement¹ permet de ne retenir que les fils touchés des plans de chambres à fils passant à l'intérieur. On associe ensuite les fils retenus de chaque plan², en les regroupant par chambre afin de faire une reconstruction à 3 dimensions de chaque point. Finalement, on tente un fit d'une droite dans l'espace aux différents ensembles de points spatiaux, chacun provenant d'une chambre à fils. Une méthode de moindres carrés est appliquée permettant à la fois de rejeter des traces dont le résidu est trop élevé (>5,0 cm) et de faire une sélection parmi celles qui se partagent des points spatiaux.

Le nombre moyen de points spatiaux reconstruits à l'intérieur du tuyau n'étant que de 2,9 (dont 1,8 à 3 plans de fils et 1,1 à 4), la combinatoire pour la recherche de traces est petite et le temps typique de traitement du FILTRE est de 100 ms/événement de CYBER 750, soit environ 13 fois plus petit que celui du programme de reconstruction de l'événement.

¹ Les RAMAs ne nous fournissant pas l'adresse de la paire damier-écaille responsable du déclenchement, on est contraint de prendre les informations codées dans les REC-CD et REC-OV et de vérifier lesquelles des paires sont compatibles avec la matrice enregistrée. Il y a en moyenne 1,1 tuyaux/événement.

² Les tolérances sont de 0,9 cm; celle du plan mesurant la coordonnée z, qui subit moins l'influence du champ magnétique, est ramenée à 0,7 cm.

Cette méthode de filtrage nous permet aussi le calcul approximatif de l'impulsion transverse de la trace trigger en imposant le vertex de l'interaction au milieu de la cible (courte!). Un bloc contenant entre autres cette information, ajouté à la structure de l'événement accepté par **FILTRE**, va permettre à **TRIDENT** une sélection préalable des événements à partir d'un certain seuil en impulsion transverse (p_T) intéressant. On reporte sur la figure III-1 les différences normalisées entre le p_T calculé par **TRIDENT** et par **FILTRE**, pour diverses gammes du p_T reconstruit. La moyenne des écarts trouvée est de 1,6 % et la dispersion de 7,8 % pour les distributions autour du seuil de coupure de 1,7 GeV/c imposé, ces valeurs atteignant 5,2 % et 10,6 % respectivement dans la bande de p_T la plus élevée.

Avec cette coupure à 1,7 GeV/c, nous sommes assurés d'obtenir un lot quasi-complet (c'est-à-dire à 3σ) à partir de $p_T = 2,1$ GeV/c.

Des 1323 k événements enregistrés sur bande "raw data", le **FILTRE** a sélectionné 266,7 k, soit 20 % et, tenant compte de la coupure en p_T , seulement 106,3 k sont analysés par **TRIDENT**, soit 8 % du total.

Les 80 % rejetés par **FILTRE** sont dus à des déclenchements fortuits de la matrice causés soit par une paire de traces molles, soit par une trace molle et un "fantôme". Aussi des électrons produits par la matérialisation de photons ayant quitté le plan horizontal peuvent contribuer, du fait de la granularité de la matrice, malgré le choix pour la majeure partie de la prise de données d'une acceptance propice à leur élimination (papillon inclu et zone p_∞ retirée, cf. II-C-3.1).

On a toutefois pris des données avec la configuration de la matrice la plus étalée (sans contrainte papillon et zone p_∞ incluse). Dans ces conditions 198,6 k événements ont été enregistrés dans les régions au-delà de l'acceptance la plus serrée. Le fond y étant dominé par des électrons simulant une trace à grand p_T , le **FILTRE** accepte environ 49 %. Toutefois, la coupure en $p_T > 1,7$ GeV/c nous ramène à 12 % du total. Ce meilleur rapport signal/bruit à ce niveau vis-à-vis du lot pris avec l'acceptance standard sera complètement inversé par l'application des critères de sélection de la trace trigger (cf. paragraphes suivants et table III-1), prouvant ainsi que le prix à payer pour accroître l'acceptance est très élevé.

DISTRIBUTIONS (PT TRIDENT-PT FILTRE) / PT TRIDENT

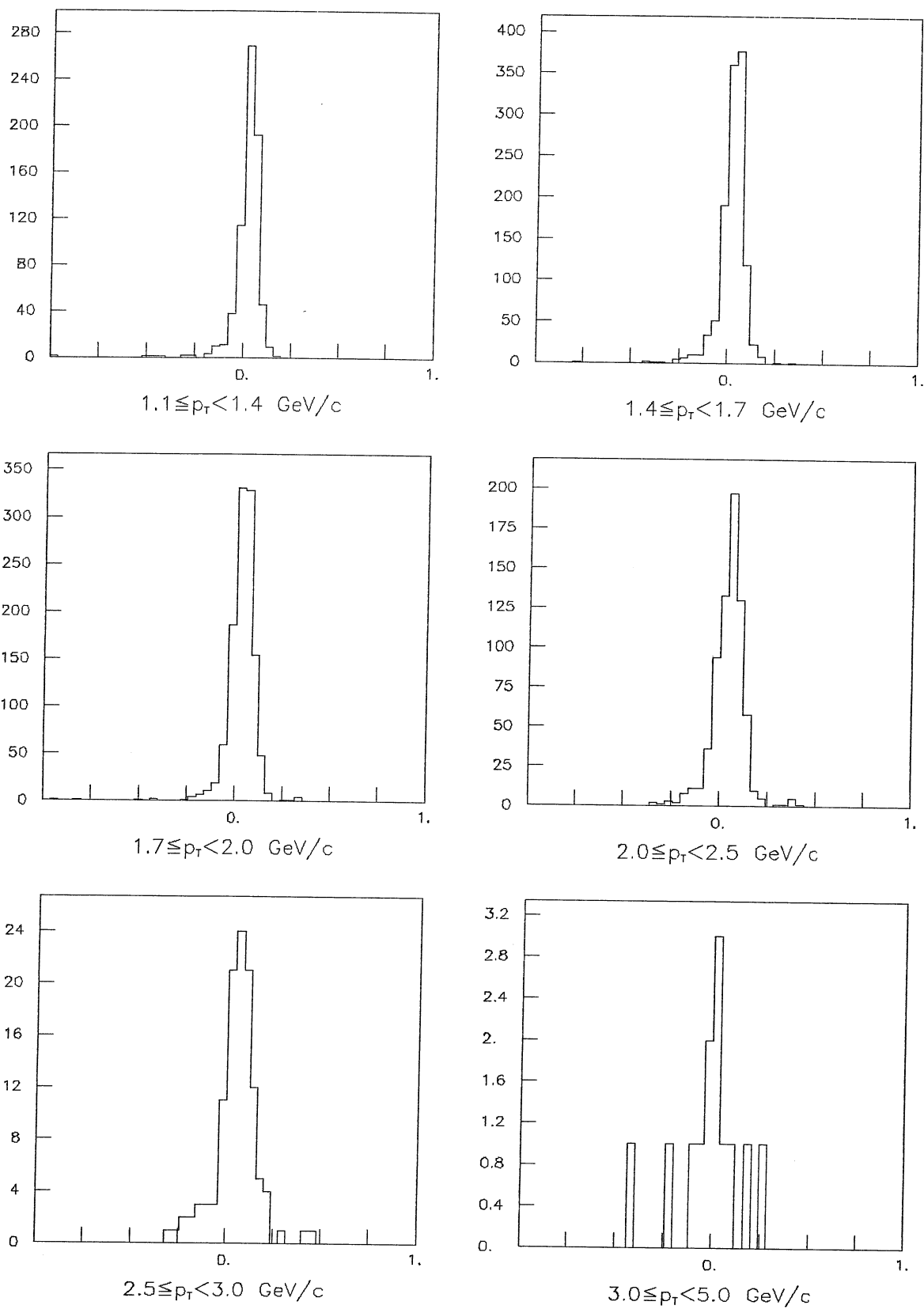


Fig. III-1

Des données prises en faisceau de π^- de 90 GeV/c et 70 GeV/c, et constituant de l'ordre de 10 % de la statistique initiale en photon incident, sont passées à travers la même chaîne d'analyse (voir table III-1). Ces événements pioproducts seront utilisés comme étalon dans nos comparaisons soit avec d'autres expériences, soit avec la théorie.

III-A-2 La reconstruction de l'événement:

TRIDENT (réf. LAS79) est le programme destiné à faire la reconstruction cinématique des traces chargées de l'événement. Il est composé, essentiellement, de trois parties :

- la reconnaissance des traces ("pattern recognition");
- la géométrie, où l'on évalue leur impulsion ("track fitting");
- la reconstruction du vertex de l'interaction.

Pour la reconnaissance des traces, TRIDENT utilise une méthode paramétrique. On commence par reconstituer 2 plans de points dans l'espace, à l'extrême aval de l'appareillage (où les traces sont le moins nombreuses). A partir de tous les couples plausibles, on prédit les coordonnées du point de la trace sur le prochain plan en remontant vers l'amont. Cette prédiction est faite grâce à des paramètres calculés à l'aide de traces simulées et dans une approximation linéaire :

$$w_i = \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{ik} w_k, \quad w = y \text{ ou } z.$$

Chaque nouvelle coordonnée trouvée (dans la limite des erreurs estimées sur le lot simulé) conduit à un nouveau jeu de coefficients pour faire la recherche dans le prochain plan amont. Les coordonnées non associées sont, enfin, le point de départ pour un nouvel essai de trace.

La géométrie dans TRIDENT, destinée à trouver les impulsions à partir des coordonnées, utilise la méthode du "spline fit" (réf. W1 74). On part de l'hypothèse que le champ magnétique varie linéairement entre les paires de

points i et $i+1$, avec $i=1, \dots, N$ ($N \geq 3$), ce qui induit à paramétrer la deuxième dérivée de la trace comme suit :

$$\begin{aligned} py'' &= f(y', z'; B_x, B_y, B_z) \\ pz'' &= g(y', z'; B_x, B_y, B_z) \end{aligned}$$

où:

p est son impulsion, à évaluer;

$w' = dw/dx|_{x_i}$, $w'' = d^2w/dx^2|_{x_i}$, $w = y$ ou z , sont les premières et secondes dérivées paramétriques par rapport à un axe qui "suit" la trace (l'axe du faisceau en l'occurrence);

B_x, B_y, B_z les composantes du champ magnétique en x_i .

Ces équations paramétriques étant connues en N points, on utilise un spline fit cubique pour l'obtention des expressions $A(x)$ telles que $A''_1 = A''_2$ et $A''_{N-1} = A''_N$, avec $A = py''$ ou pz'' .

En intégrant deux fois les $A(x)$ on peut alors appliquer un spline fit quintique aux fonctions intégrées $W(x_i)$, continues donc jusqu'à leurs quatrièmes dérivées. Finalement, posant :

$$w_i \approx a_1 + a_2 x_i + 1/p W(x_i), \quad w_i = y_i \text{ ou } z_i$$

on obtient, par une méthode de moindres carrés, la valeur de l'impulsion recherchée, ainsi que des 2×2 constantes d'intégration a_k , qui ne sont autres que les coordonnées y et z et les tangentes de l'azimut ϕ et de la latitude λ , calculées à la coordonnée x du plan en cause.

A la suite de la reconnaissance des traces, on peut les classer en trois types: 2, 3 et 4, selon leur appartenance au bras arrière, au bras avant, ou aux deux à la fois.

Dans la dernière section de TRIDENT, le fit du vertex, on commence par une évaluation approximative de ses coordonnées (x, y) : toutes les traces sont extrapolées en amont jusqu'à leur intersection, en projection verticale, du fait que la cible se trouve dans le champ magnétique vertical de l'aimant AEG. La

connaissance de ces coordonnées $(x,z)_{vtx}$ va, à son tour, permettre une meilleure reconstruction des traces. Vient ensuite une première évaluation de la coordonnée du vertex, faite à l'aide des traces type 4, les seules à avoir déjà une impulsion assignée.

TRIDENT est maintenant en mesure de faire le fit complet des traces type 2 (et 3), en déterminant aussi leur impulsion par le biais de leur projection horizontale à la traversée de AEG (et de GOLIATH)³.

A ce point, le vertex est reconstruit dans sa globalité, c'est-à-dire, les trois coordonnées simultanément déterminées à l'aide de toutes traces possédant une impulsion.

Finalement, si on est en possession de l'information sur les coordonnées y et z du faisceau, par extrapolation de la trajectoire de l'électron jusqu'à la cible (quand c'est possible), on répète les deux pas précédents: on fait le re-fit des traces type 2 et 3, et celui du vertex.

Les traces n'ayant pas pu être rattachées au vertex principal, ni à aucun des vertex secondaires, sont déclarées extra-traces, gardant les types qu'on leur avait assignés précédemment.

A la sortie, TRIDENT fournit:

- le résultat du calcul du (ou des) vertex: x, y, z ; résidus;
- pour chaque trace, son impulsion, sa première et sa dernière coordonnées effectivement mesurées, ses caractéristiques au vertex, son signe et son type.

Bien entendu, TRIDENT fournit des matrices d'erreur complètes concernant (x, y, z) de chaque vertex et $(1/p, \lambda, \phi)$ de toutes traces.

³ Celles n'ayant pas pu contribuer à la définition de $(x,z)_{vtx}$, ni d'un éventuel deuxième vertex, ne peuvent pas se voir attribuer une impulsion et sont déclarées extra-traces de type 12 et 13.

En fin de compte, nous avons obtenu les multiplicités suivantes par événement:

vtx	ext	traces vertex type			extra-traces type				
		2	3	4	2	3	4	12	13
4,1	4,8	1,5	0,1	2,5	0,7	0,2	0,4	1,5	2,0

Du fait d'une petite inefficacité de TRIDENT à associer les traces, essentiellement entre les deux ensembles de chambres du bras arrière, menant à une cassure d'une trace type 4 dans une autre moins longue et une de type 2, une procédure de récupération de ces traces a été entamée par la suite (voir paragraphe III-B-3.1).

III-B SELECTION DES EVENEMENTS

A la sortie du TRIDENT, nous sommes amenés à étudier plusieurs aspects relatifs à la qualité de l'événement. Dans un premier stade, des critères concernant le vertex et le type de la trace trigger sont appliqués menant à une première sélection, le lot accepté étant écrit sur bande de résumé de données (DST).

A ce point, on fait appel aux programmes d'analyse des autres détecteurs, afin de porter sur la DST toutes informations intéressantes. On obtient ainsi: le décalage en temps de chaque trace par rapport à la référence temporelle de l'événement, donné par TIMANAL; l'identification des traces chargées par CERANAL, qui traite le Cerenkov; l'énergie du photon incident, à l'aide de TAGGING, qui étudie le système d'étiquetage; enfin, les renseignements apportés par les programmes d'analyse des calorimètres (SNARK, ILSANAL et CRANAL): les électrons, photons et π^0 .

On est alors en mesure de poursuivre la sélection d'événements en appliquant certains critères concernant, et les paramètres de la trace trigger fournis par TRIDENT ($\delta p/p^2$, distance au vertex, coordonnée initiale, etc.) et le but de physique recherché (rejection des électrons).

III-B-1 Le critère du vertex:

Environ 14% des événements ne possèdent pas de vertex.⁴ En imposant que les vertex principaux de ceux qui subsistent soient contenus dans l'ensemble des deux cibles⁵ à 3 écarts standard en x et tels que $\sqrt{y^2 + z^2} < 4$ cm dans le plan transversal, on élimine encore 5%. Sur la figure III-2.a, .b et .c on reporte les erreurs des coordonnées longitudinale(x) et transversale du vertex, de même que leurs distributions en x , y et z avant et après l'application de cette sélection.

De ce lot d'événements possédant un bon vertex principal, environ 90% sont sans ambiguïté. Les 10% restant ayant plus d'un vertex, nous avons étudié les caractéristiques de chacun des vertex, ainsi que leurs rapports.

En fait, tous les vertex secondaires définis par TRIDENT ont une multiplicité de 2 et leurs masses invariantes laissent penser qu'il s'agit de désintégrations de neutres: photons, K^0 , Λ ou $\bar{\Lambda}$. Nous devons donc rejeter, pour l'étude des sections efficaces inclusives de photoproduction, tout événement dont la trace pilote est rattachée à un vertex secondaire. Ceci constitue 1,3% de la statistique au stade final.

La distribution de la différence des multiplicités entre les vertex principal et secondaire, nous révèle, en outre, un très faible pourcentage additionnel de cas douteux dans lesquels elle s'avère négative (c'est-à-dire, $m_{pr} < m_{sec}$), que nous rejetons (voir fig. III-2.d).

Finalement, la distribution de la différence des coordonnées des vertex en x , normalisée à son écart standard

$$\Delta x_{norm} = (x_{pr} - x_{sec}) / \sqrt{\sigma_{pr}^2 + \sigma_{sec}^2}$$

nous suggère le rejet de ceux dont $\Delta x_{norm} > 1$ (voir fig. III-2.d).

⁴ On reviendra plus tard sur cette question.

⁵ La cible active est responsable de 23% des événements.

L'ensemble de ces deux dernières coupures, reporté au lot ayant un vertex principal contenu dans les cibles, représente à peine 1,1% des événements.

III-B-2 Critère du type de la trace trigger:

Comme on a vu au paragraphe III-A-2, les traces chargées de l'événement sont divisées par TRIDENT en plusieurs catégories selon leur domaine de définition vis-à-vis des bras du spectromètre et selon qu'elles participent ou non à la définition des vertex.

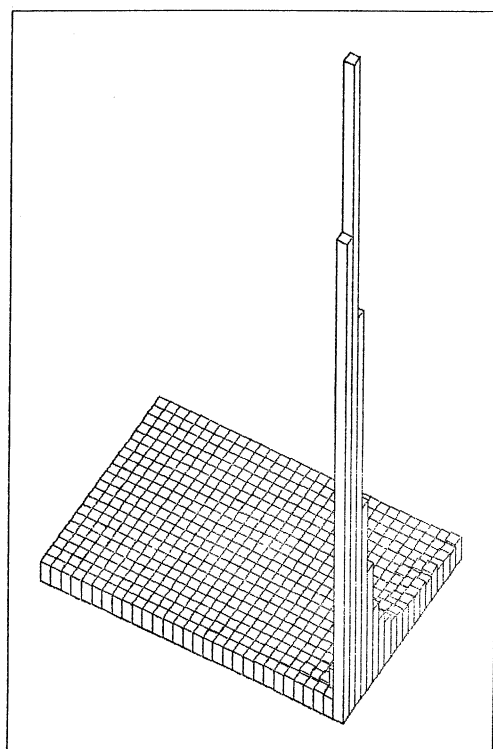
Sur la figure III-3, on voit l'évolution de la sélectivité dans le choix des bonnes traces trigger en fonction du moment transverse calculé par le FILTRE. Pour la région cinématique entre 1,0 et 1,7 GeV/c, non utilisée pour la physique, ce résultat a été obtenu sur un échantillon de 5 k événements reconstruits. Comparant ce lot à celui où $p_T > 1,7$ GeV/c, on constate que le pourcentage de traces trigger du type 3 ou 13 croît de 25% à 65%, évolution qui va de paire avec l'augmentation de la multiplicité des extra-traces (1,8 à 4,8), où la contribution des traces type 13 est décisive (elle passe de 0,6 à 1,9). La multiplicité des traces vertex se maintient, elle, à 4,1.

En effet, les électrons du fond pouvant produire un déclenchement résultent de déviations, surtout en z, et constituent de vraies traces en aval de GOLIATH. Et, pointant vers la cible en y, ils se voient attribuer une grande impulsion (et donc un grand p_T) du fait de l'absence apparente de déflexion dans l'aimant.

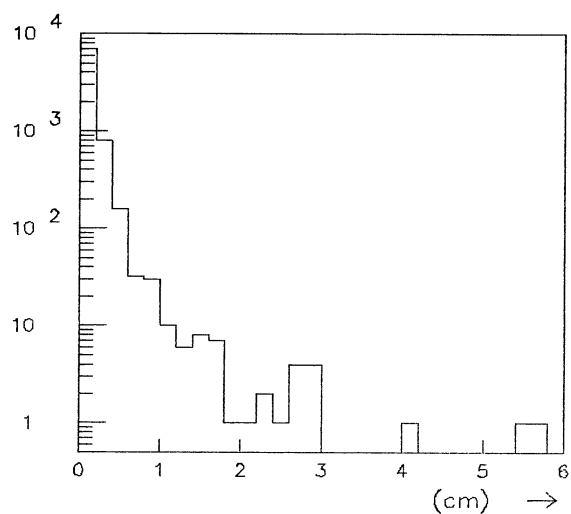
Quant au pourcentage d'événements déclenchés par des extra-traces type 4, il n'est que de 2% pour $p_T > 1,7$ GeV/c.

* * *

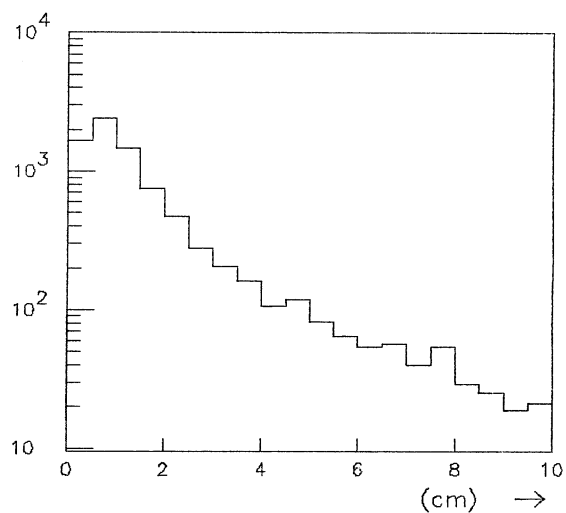
Les deux critères de sélection que l'on vient d'exposer, nous ramènent à un lot de 27% d'événements par rapport à celui sorti de TRIDENT (33% si l'on se réfère aux événements "bon vertex"). Nous avons ainsi été amenés à créer une DST de façon à ne passer les programmes fournissant les informations



ERREURS = TRANSVERSE VS X

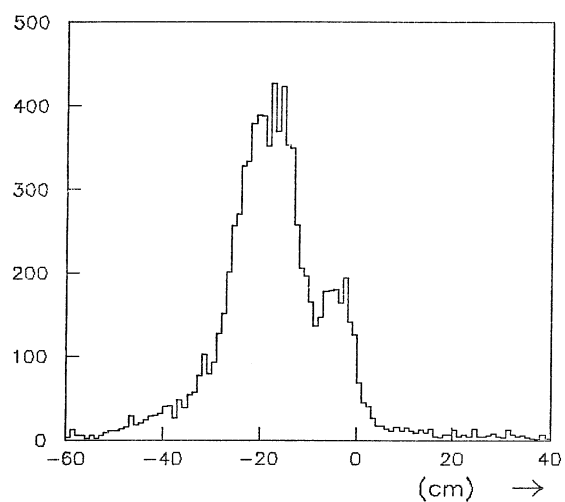


ERREUR TRANVERSE

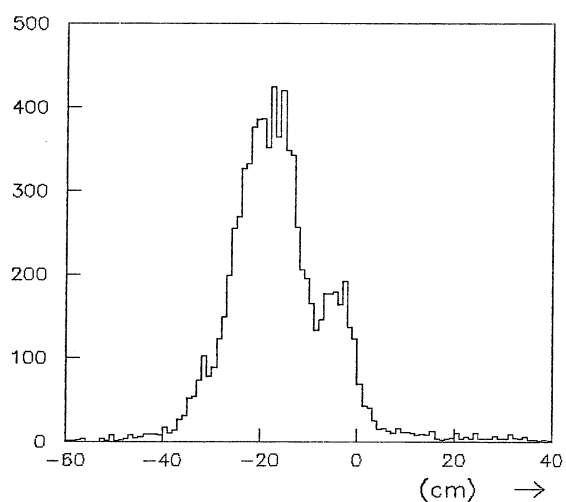


ERREUR EN X

a.



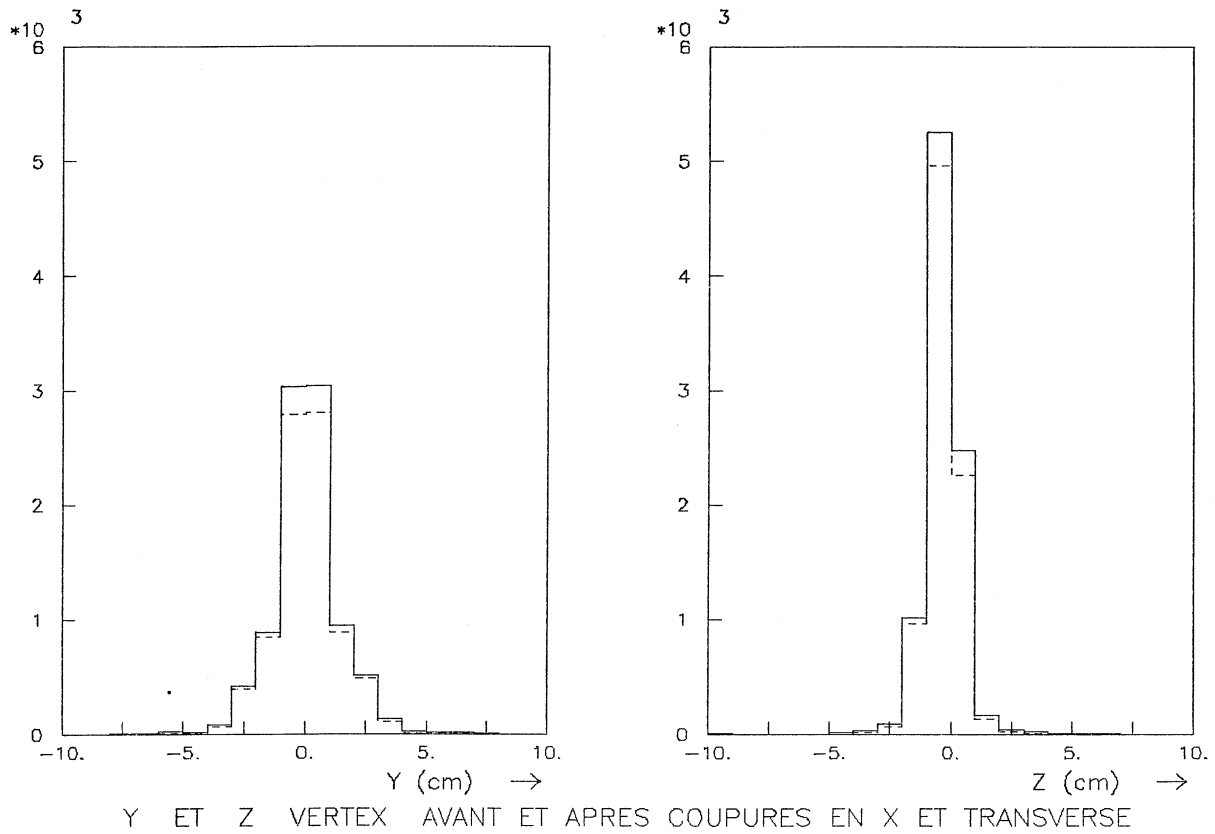
X VERTEX AVANT COUPURE



X VERTEX APRES COUPURE

b.

Fig. III-2



c.

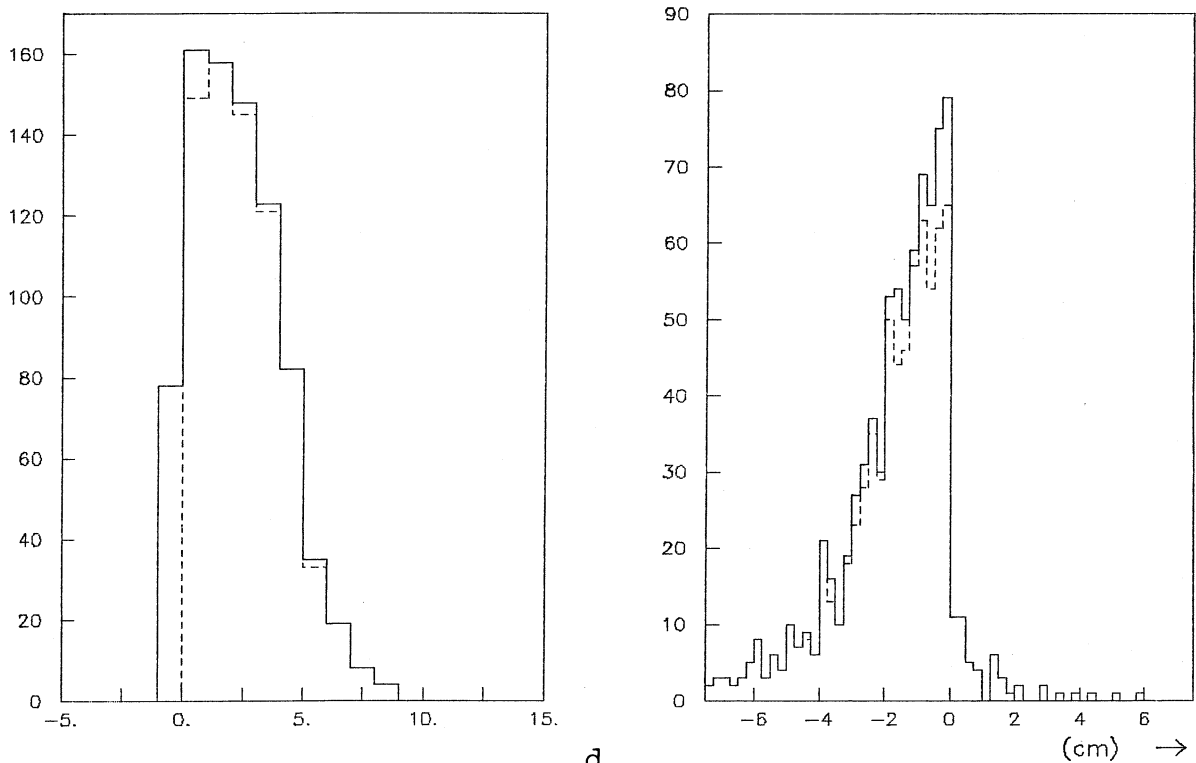
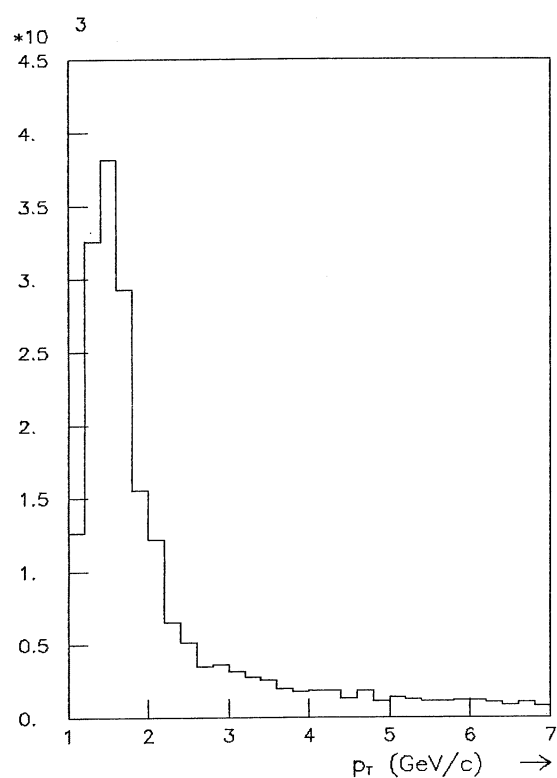
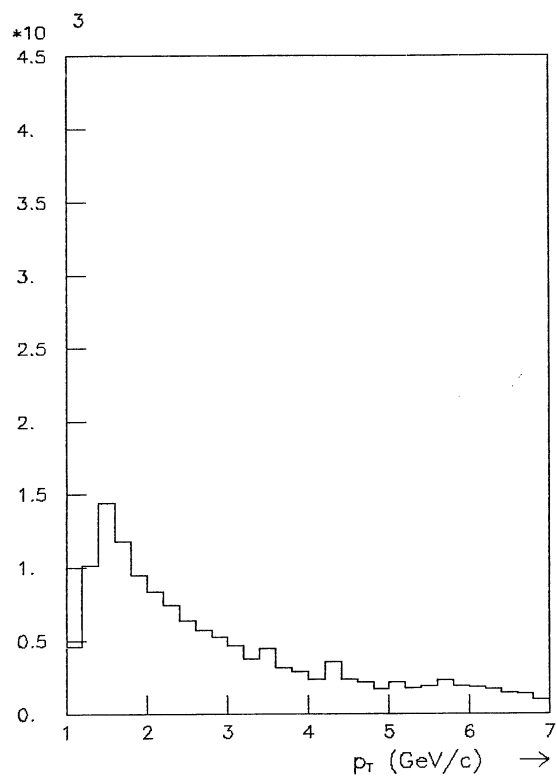


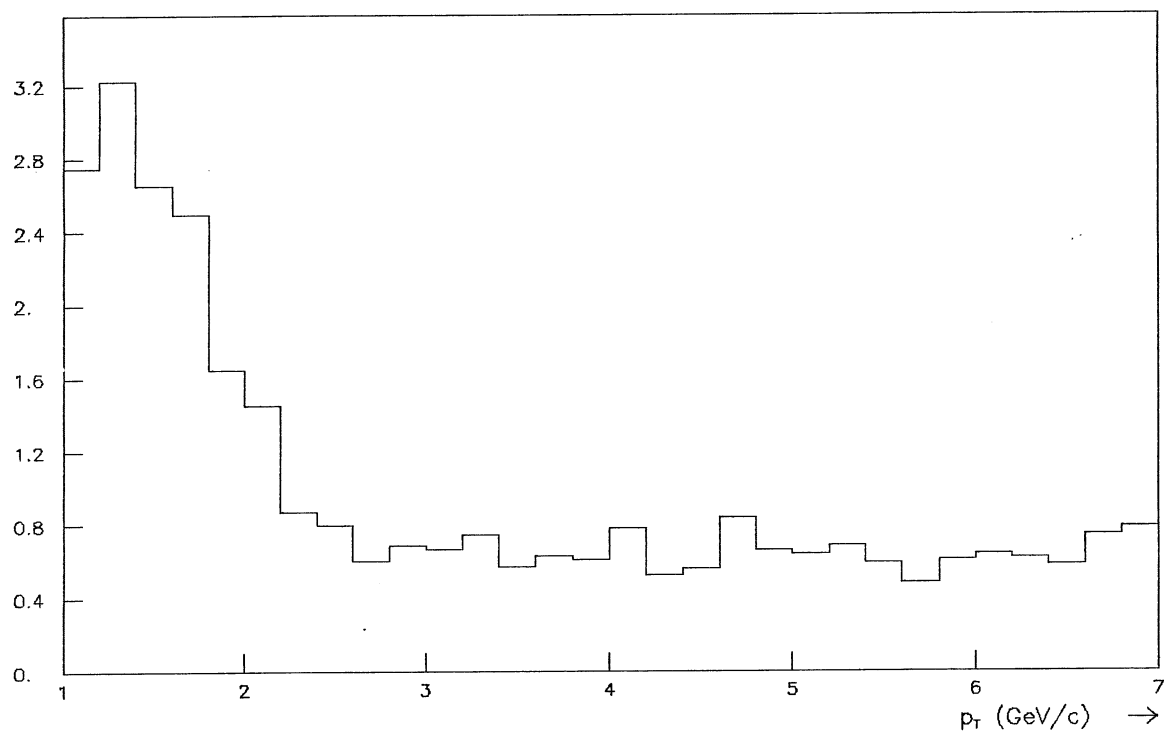
Fig. III-2



TRACES TYPE 4 VERTEX

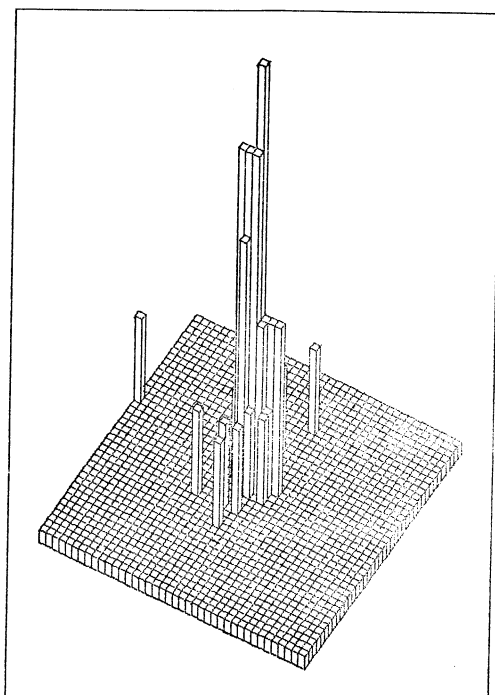


TRACES TYPE 3 VTX + (3+4+13) EXT

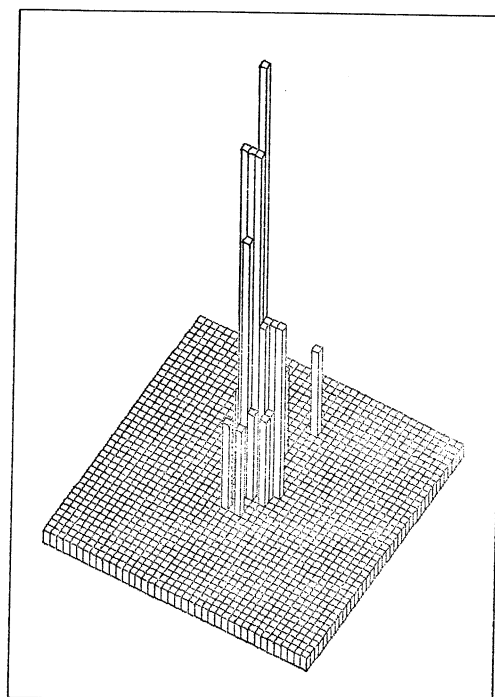


RAPPORT SIGNAL / FOND

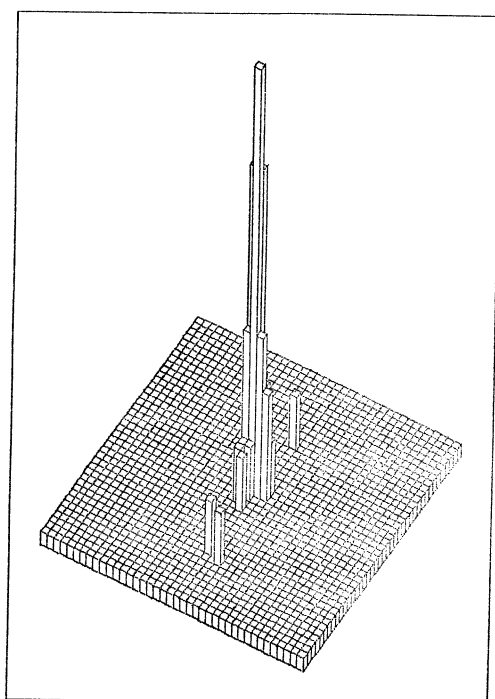
Fig. III-3



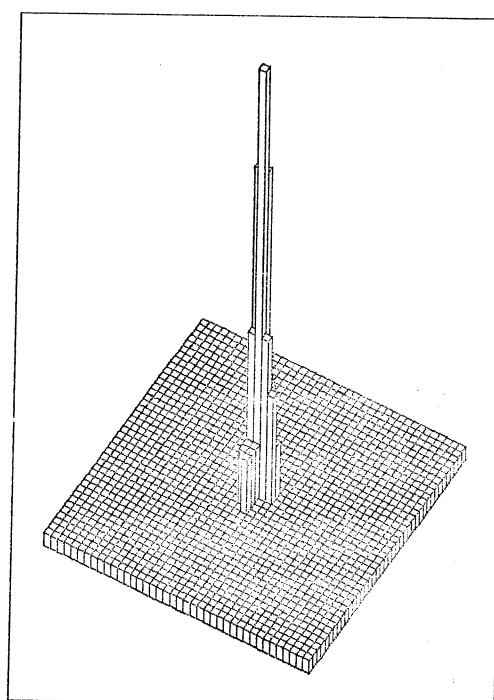
$\Delta\lambda$ VS $\Delta\varphi$ AVANT COUPURE



$\Delta\lambda$ VS $\Delta\varphi$ APRES COUPURE



ΔZ VS ΔY AVANT COUPURE



ΔZ VS ΔY APRES COUPURE

Fig. III-4

complémentaires (cf. III-B, introduction) que sur ce lot restreint d'événements (29 k au total, cf. table III-1).

Pour ce qui est des événements pris au-delà de l'acceptance standard, ces critères nous font retenir un échantillon ne constituant que 16% du lot reconstruit par TRIDENT.

III-B-3 Sélection concernant la qualité de la trace trigger:

III-B-3.1 L'association des traces cassées et la coupure selon la

coordonnée x initiale:

Dans le bras arrière du spectromètre, les chambres à fils étant groupées en deux ensembles relativement séparés (voir table II-3), il y a une certaine probabilité pour que TRIDENT casse des traces type 4. C'est là aussi que se trouve l'hodoscope G1, dont l'épaisseur ($2,9\% L_{rad}$) est environ 10 fois plus grande que celle de chaque chambre à fils, étant à lui seul responsable de 60% de la matière comprise entre les cibles et GOLIATH.

On peut donc prendre comme bonnes toutes traces type 4 démarrant dans les premières chambres arrières. Mais, du fait de la probabilité relativement élevée de matérialisation de photons dans G1, toute trace type 4 démarrant dans le 2^{ème} ensemble doit être exclue, sauf si en l'extrapolant linéairement dans le sens de la cible:

- on vérifie qu'elle avait traversé le premier groupe de chambres dans la bande d'inefficacité horizontale, ce qui ne représente que 0,62% des cas;
- on puisse la raccorder à une trace type 2.

Ces critères d'association, qui concernent 12% des traces pilote type 4, sont (voir fig. III-4) :

- existence d'une trace type 2, dont $x_{final} < x_{initial}$ de la trace type 4 à raccorder;
- que cette trace type 2 n'aie pas déjà fait l'objet d'une association;
- que sa charge soit la même;

- coupure angulaire en latitude λ et azimuth ϕ :

$$\left. \begin{array}{l} |\lambda_2 - \lambda_4| \\ |\phi_2 - \phi_4| \end{array} \right\} \leq \max(0,4^\circ; 1\sigma)$$

- coupure linéaire après extrapolation de la trace type 4 jusqu'au plan x_2 final :

$$\left. \begin{array}{l} |y_2 - y_4| \\ |z_2 - z_4| \end{array} \right\} \leq 1 \text{ cm},$$

le choix de ces tolérances étant lié aux distributions des paramètres.

Cette procédure nous permet de récupérer 11,5% des traces trigger type 4 participant à l'essai d'association, soit 1,4% des 29 k traces trigger de la DST.

III-B-3.2 Coupures selon les erreurs de ses paramètres:

A ce niveau, les distributions en p_L et p_T des traces pilotes souffrent encore de la contamination du fond cité plus haut (voir fig. III-5.a). En effet, plus les traces type 4 possèdent des paramètres cinématiques entachés de grandes erreurs, plus facilement elles peuvent être rattachées au vertex, à la définition duquel elles ont d'ailleurs contribué. Ces traces peuvent toutefois en être fort éloignées, leurs erreurs ne leur permettant pas de peser beaucoup au moment du fit final.

Il est donc utile de visualiser à deux dimensions une variable fonction de l'erreur en impulsion de la trace, $\delta p/p^2$, et la distance de celle-ci aux coordonnées finales retenues pour le vertex, d_{vtx} , de façon à percevoir la corrélation entre ces deux grandeurs, ainsi que choisir les coupures les plus pertinentes (voir fig. III-5.b). On note qu'à mesure que $\delta p/p^2$ croît, la distribution de d_{vtx} s'étale de plus en plus. Les valeurs arrêtées pour les coupures sont de $\delta p/p^2 < 0,002 \text{ c.GeV}^{-1}$ et $d_{vtx} < 0,5 \text{ cm}$, correspondant à un rejet de 24,4% des événements. On estimera au paragraphe III-C-3 les pertes introduites par ce procédé.

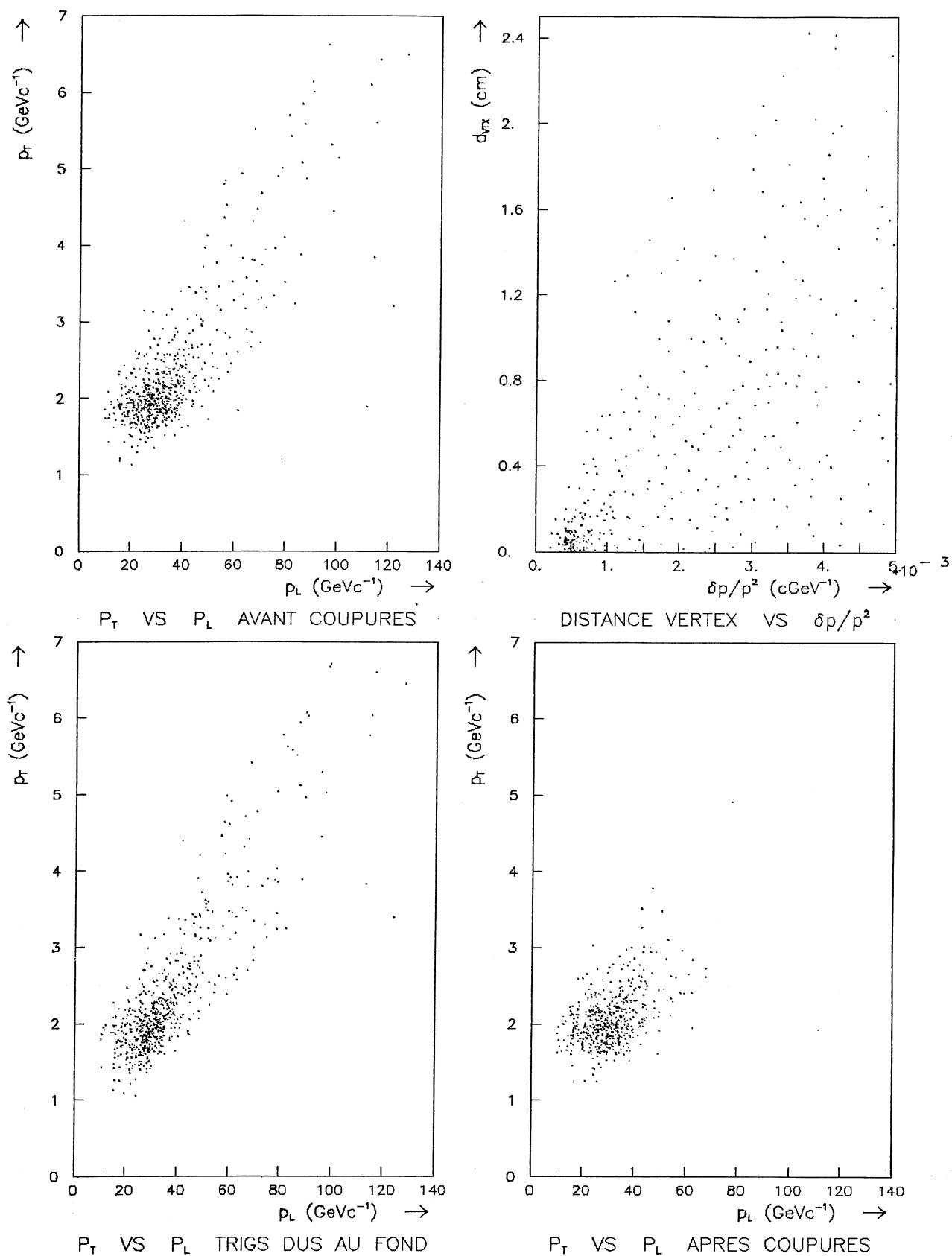


Fig. III-5

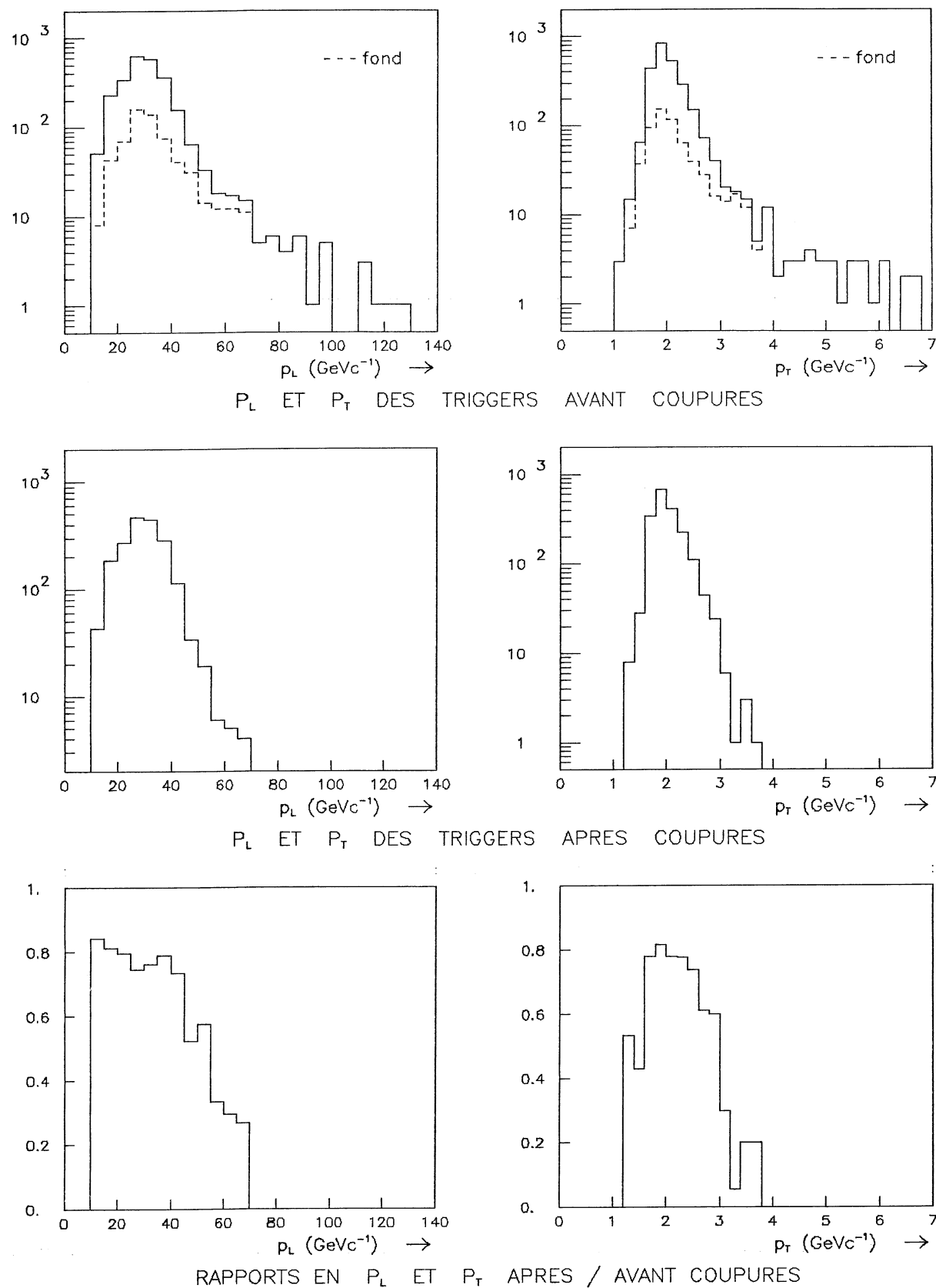


Fig. III-6

Voyons quel est le reflet de ces coupures dans le plan (p_L, p_T), de même que son effet sur le lot épuré (fig. III-5.c et .d): on constate que tous les événements dont la trace trigger se concentrait à des valeurs très élevées de p_L et p_T sont rejetés. Si l'on se reporte à la figure III-6, qui nous montre les distributions unidimensionnelles en p_L et p_T , avant (avec le fond explicité) et après ces coupures, ainsi que leur rapport, on s'aperçoit que le facteur de rejection croît (tant en p_L qu'en p_T) d'environ 15% à 100%.

Une coupure additionnelle très souple, $\delta p/p < 0,1$, rejetant 0,04 % des événements a été appliquée. Cette coupure n'a pas d'effet réel, c'est-à-dire plus puissant que $\delta p/p^2$. Elle est introduite car TRIDENT attribue à certaines traces des valeurs d'impulsion artefacts; dans ces conditions, le terme quadratique de la coupure $\delta p/p^2$ l'empêche de jouer aucun rôle et il revient à la coupure en $\delta p/p$ de rejeter ces événements non physiques.

Le programme TIMANAL utilise l'enregistrement du temps de passage de chaque trace dans G1 et fournit la référence en temps de l'événement comme étant la moyenne des temps des coups, formant le cluster de plus large multiplicité, l'initialisation du temps étant fixée par BTC.

Pour toute trace intersectant G1, on peut donc calculer la différence $\Delta t = t(\text{trace}) - t(\text{référence})$. Cette distribution, reportée à toutes traces type 4, est montrée dans la figure III-7.a. La coupure de $|\Delta t| < 6$ ns choisie nous fait rejeter 0,14% des événements, exhibant des distributions cinématiques en tout semblables au lot précédent.

III-B-3.3 Coupures tenant compte de sa nature:

Jusque là, les coupures imposant un tri au lot d'événements reconstruit ont eu un caractère technique relevant du contrôle a posteriori sur la fiabilité de ce lot, par l'emploi de moyens autres que ceux de TRIDENT.

A present, la sélection à laquelle on aura affaire doit tenir compte du but de physique recherché. En effet, afin de poursuivre l'étude de la photoproduction de hadrons chargés, il nous intéresse de diviser le lot de nos traces pilotes en deux composantes: une, hadronique, formée par les π , K et p; l'autre, leptonique, consituée d'électrons et de muons.

Les programmes d'analyse des calorimètres nous fournissent l'information sur les dépôts localisés d'énergie ("clusters") y ayant lieu au passage des particules, chargés ou neutres, de l'événement. On dispose, notamment, des composantes de l'impulsion, de l'énergie et des coordonnées et de grandeurs plus techniques, telles que l'énergie déposée dans le convertisseur et dans chacun des deux doigts de l'hodoscope de position, ainsi que d'une hypothèse sur leur nature : e , μ , hadron, γ , π^0 .

Pour la recherche des électrons, on extrapole toute trace pilote jusqu'à l'un des calorimètres, et on essaie l'association à chaque cluster, calculant la distance entre celui-ci et l'impact.

Ayant fait préalablement une étude utilisant toutes traces type 4 extrapolées jusqu'à OLGA et ILSA, on a pu fixer les valeurs des coupures à 15 cm et 10 cm, respectivement. Celles-ci ne sont pas très contraignantes, la recherche se déroulant en deux étapes (voir fig. III-7.b, .c, .d). On remarquera que la présence ou absence de signal dans le détecteur de position d'OLGA, PENELOPE, quoique faisant changer la forme de la distribution dans la région de l'association, permet toutefois le choix d'une même valeur de coupure.

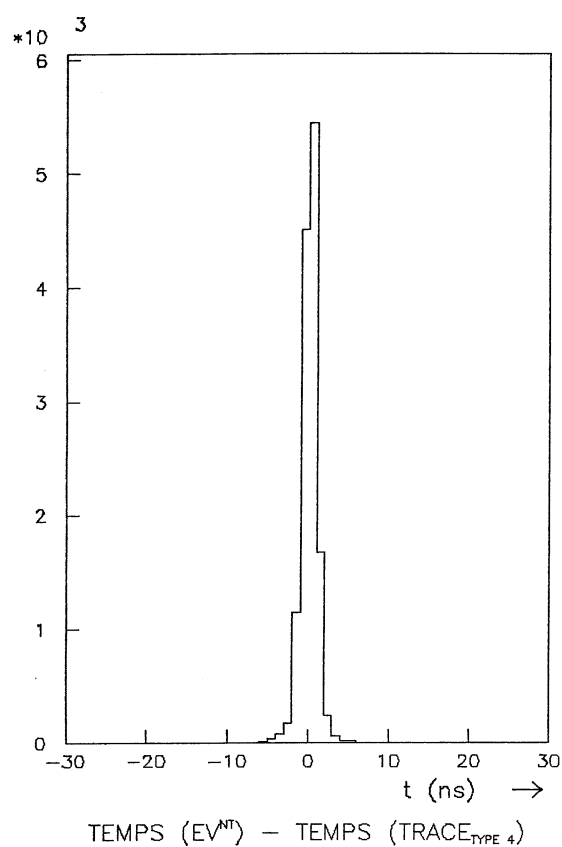
Une fois la bonne association trouvée, on fait le rapport de l'énergie du cluster et de l'impulsion de la trace pilote (voir fig. III-8.c), l'hypothèse électron étant retenue si :

$$0,75 < E_{cl}/p_{tr} < 1,33 \quad .$$

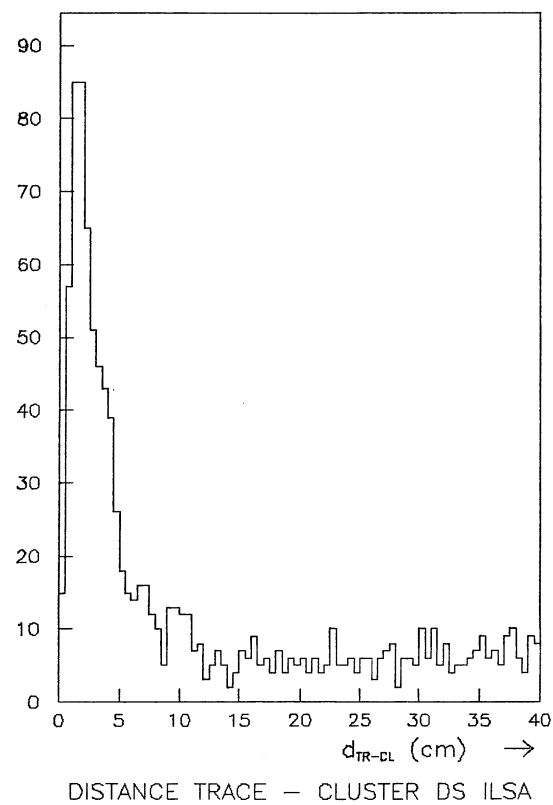
La probabilité pour que deux clusters soient simultanément associés à la même trace est de l'ordre de 0,6%. Mais, dans ce cas de figure, on applique le critère électron à chacun.

Cette procédure nous fait éliminer 5,3% des traces trigger.

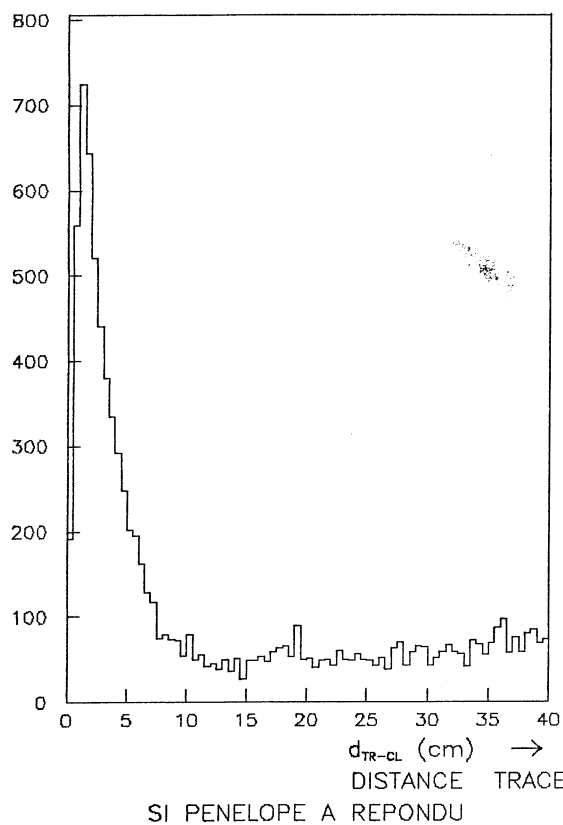
Une autre étude calorimétrique concernant nos traces pilotes a été réalisée. Les hadrons ayant moins de probabilité de développer une gerbe que les électrons, déposent assez peu d'énergie dans les convertisseurs des



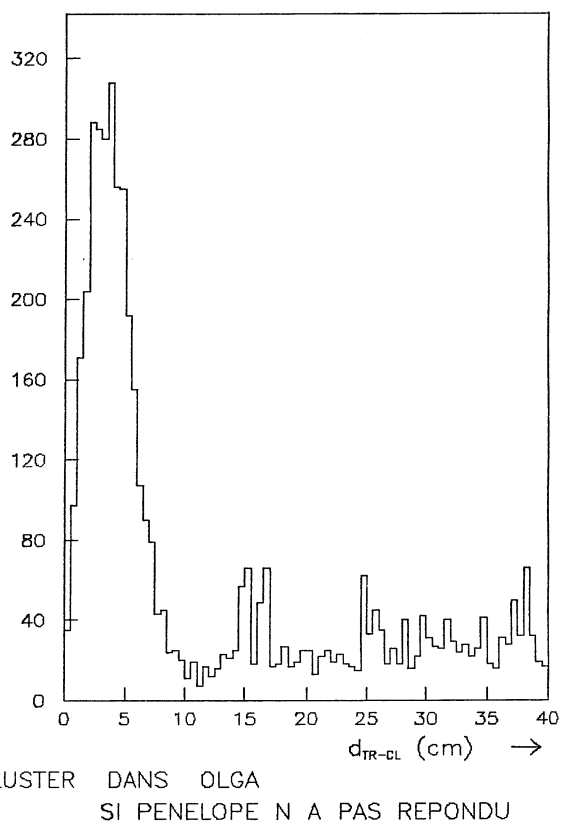
a.



b.



c.



d.

Fig. III-7

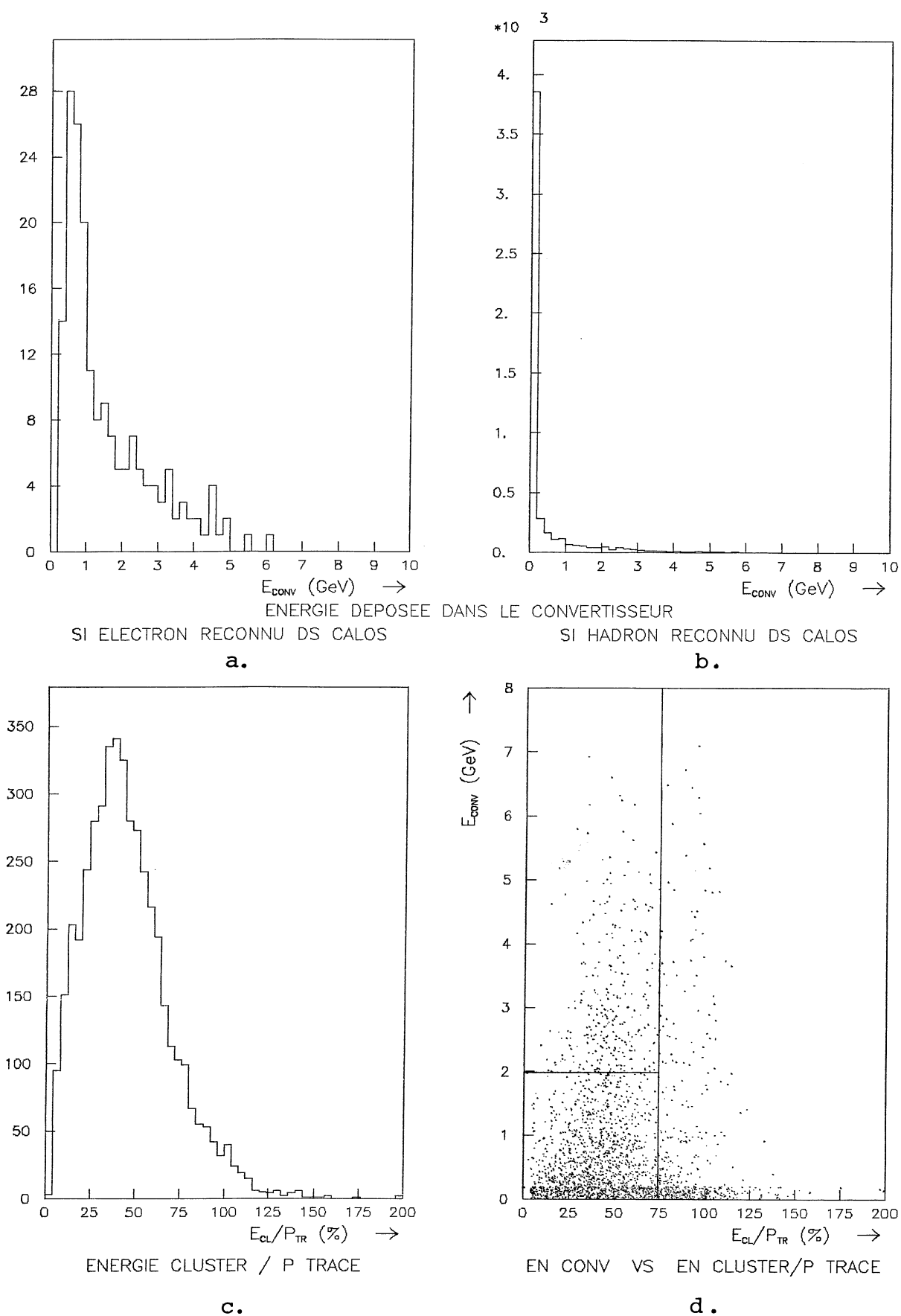


Fig. III-8

calorimètres. La figure III-8.a, .b montre de telles distributions d'énergie pour les traces ayant été signées comme électrons ou hadrons par les calorimètres (procédé qui n'a pas eu recours à l'association par extrapolation que nous venons de décrire). Elles nous suggèrent de restreindre nos traces pilotes au lot y déposant $E_{\text{conv}} < 2 \text{ GeV}$, ce qui revient à rejeter encore 0,9%, gardant ainsi un ensemble de 17,5 k événements.

Sur la figure III-8.d on montre la corrélation entre le dépôt d'énergie dans le convertisseur (pour toutes traces) et le rapport $E_{\text{cl}}/p_{\text{tr}}$ déjà défini. On y reporte les lignes droites représentant les coupures choisies.

Une estimation des pertes hadroniques dues à ces deux critères sera faite au paragraphe III-C-3 .

En ce qui concerne les muons, aucune association n'a été trouvée entre nos traces trigger, extrapolées à cet effet jusqu'au filtre à muons, et les coïncidences des lattes de ses hodoscopes H1H·H3V, H3H·H3V et H1H·H3H·H3V.

III-B-3.4 Coupure finale en p_T :

Comme expliqué au paragraphe III-A-1, nous devons limiter notre analyse physique aux événements ayant une trace pilote de $p_T > 2,1 \text{ GeV}/c$. Ceci nous ramène, finalement, à un lot de 5 k événements.

Pour ce qui est des événements pris au-delà de l'acceptance standard, il ne reste qu'à peine 0,32 k, c'est-à-dire environ quatre fois moins que ce qu'on pourrait atteindre en nous rapportant au lot reconstruit par TRIDENT; en effet, dans cette région cinématique, les traces du fond déjà décrites ayant produit un trigger, ainsi que les coupures sur la trace pilote, contribuent à la moindre efficacité de notre système de déclenchement.

III-C ACCEPTANCES ET EFFICACITES

Après avoir défini un lot d'événements de qualité, il faut remonter à celui produit effectivement par la nature, afin de pouvoir mesurer des sections efficaces. Pour cela, il convient de connaître de façon précise la fraction de ces événements réellement produits dans la cible expérimentale, dont la trace pilote, après avoir traversée la fenêtre du spectromètre, a pu être analysée avec succès. Ceci présuppose donc l'étude de l'acceptance géométrique de l'appareillage, celle de l'efficacité de détection de chaque élément de notre trigger et de la chaîne électronique associée, l'efficacité de reconstruction des événements, de même que l'estimation des pertes introduites par l'imposition des critères de qualité.

III-C-1 Le Monte-Carlo:

Le but de ce programme est la définition de l'acceptance bidimensionnelle de notre trigger en fonction de p_L et de p_T . Il est composé de plusieurs parties:

- la génération de traces pilotes;
- la simulation de l'appareillage;
- la propagation de la trace à travers des lentilles électromagnétiques (approximations des aimants AEG et GOLIATH) et la diffusion multiple subie;
- la logique de déclenchement, tenant compte de la structure précise des détecteurs CD, OV, G1 et D0Z, ainsi que la configuration de matrice utilisé dans l'expérience;
- l'introduction de l'inefficacité spatiale de chaque détecteur concernant le trigger, obtenue préalablement par une étude sur des traces réelles déclenchées par d'autres triggers.

III-C-1.1 Conception:

En ce qui concerne la génération, on se borne au tirage au hasard des paramètres cinématiques d'une trace par événement, successivement positive et

négative, dans chaque case de l'espace (p_L, p_T) définie à l'avance⁶, jusqu'à un total de 10000; c'est-à-dire, on y génère de façon plate les valeurs de p_L et p_T (ceci nous permettant d'obtenir la co-latitude θ , par rapport à l'axe x du faisceau), ainsi que l'azimut ϕ .

Les coordonnées initiales de la trace sont simulées en prenant en considération la forme et l'atténuation du faisceau réel de photons; dans le plan transversal, y_{vtx} et z_{vtx} sont générées suivant des distributions gaussiennes de $\sigma_y = 17$ mm et $\sigma_z = 11$ mm.

Tout au long de sa trajectoire, la trace pilote interagit électromagnétiquement à de maintes reprises avec son environnement (scintillateurs, gaz des chambres, air,...), de façon élastique ou quasi-élastique, subissant en conséquence de nombreuses diffusions multiples. Par souci de simplification, on a concentré la simulation de ces interactions aux endroits de plus grande probabilité, en y reportant toute la matière traversée aux alentours. Ces calculs ont donc été réalisés aux coordonnées x de la cible, de la cible active, de G1, G2H et du Cerenkov. Du fait que les deux cibles sont placées dans le champ magnétique de l'aimant AEG, on a été contraint de sousdiviser le calcul de l'angle de déflexion cité plus haut, afin de l'intercaler entre ceux des diffusions multiples subies par la trace.

La trace, après avoir subi sa dernière déflexion majeure dans GOLIATH, est extrapolée linéairement jusqu'aux détecteurs principaux de notre trigger, la chambre à damiers et l'hodoscope OV. En y réalisant la conversion de ses coordonnées d'impact $(y, z)_{\text{CD}}$ et $(y, z)_{\text{OV}}$ dans le n° de la ligne du trigger ainsi que dans les numéros du damier et de l'échelle touchés, on est en mesure d'interroger la matrice simulée de la ligne en question. Enfin, on cherche la confirmation par D0Z et par G1, cette dernière faisant appel à la comparaison entre la configuration prévue par la MEM et celle codée au passage de la trace générée par l'hodoscope. On tient compte des efficacités locales de chaque détecteur (cf. III-C-2.1) dans la validation finale de la trace générée.

⁶ $\Delta p_L = 10$ GeV/c, $\Delta p_T = 0,2$ GeV/c, $10 < p_L < 90$ GeV/c, $1 < p_T < 5$ GeV/c.

III-C-1.2 Le Monte-Carlo et l'asymétrie de charge:

Quand une trace touche une association damier-écaille appartenant à la région rejetée p_{∞} et que par diaphonie le damier contigu (formant avec la même écaille une association validé par la matrice) répond, on trouve une asymétrie de charge due au simple encodage prioritaire sur la demi-ligne de CD menant au calcul de l'adresse MEM (pour la confirmation par G1), car les matrices des lignes 4, 5 et 6 ne sont pas symétriques autour de la droite p_{∞} (cf. fig. II-11, lignes citées). On a donc inclu dans le Monte-Carlo la simulation de la diaphonie, créant un coup dans le damier d'à-côté quand la trace générée touche le damier en cause à moins de 0,5 cm de son bord. Cette génération nous permettant de simuler une asymétrie négative, nous devons imposer la sélection, pour l'étude des asymétries de charge, des seuls événements possédant un cluster simple, rejetant donc 10% de la statistique (voir fig. II-7.d).

III-C-1.3 Comparaison avec les événements pris en quart de champ:

Afin de vérifier la fiabilité du Monte-Carlo, un run spécial a été conçu avec un faisceau de π^- de 90 GeV/c et un champ magnétique réduit au quart de sa valeur nominale. On a ainsi pu produire rapidement un lot d'événements "raw data" ayant au moins une trace de grande impulsion (et donc de grande impulsion transverse) fictive, du fait que nos conditions de trigger (notamment le calcul des matrices) sont restées inchangées. La reconstruction de ce lot étant faite par TRIDENT avec les valeurs nominales de B_x , B_y , et B_z , on a abouti à un échantillon final de 30 k événements peuplant des régions à grand p_T , ce qui nous a permis un contrôle des résultats du Monte-Carlo.

Mais cette comparaison ne peut pas se faire directement, car les événements réels sont fonction de l'acceptance géométrique du spectromètre. Pour normaliser le lot généré au lot réel, nous avons été amenés à définir une fenêtre (en l'occurrence la chambre à fils juste en aval de

GOLIATH, D1), de façon à pouvoir mettre en rapport les événements générés acceptés par notre trigger simulé (normalisés à ceux traversant D1) et les événements réels à grand p_T fictif pris par notre trigger (aussi normalisés à ceux ayant traversé D1).

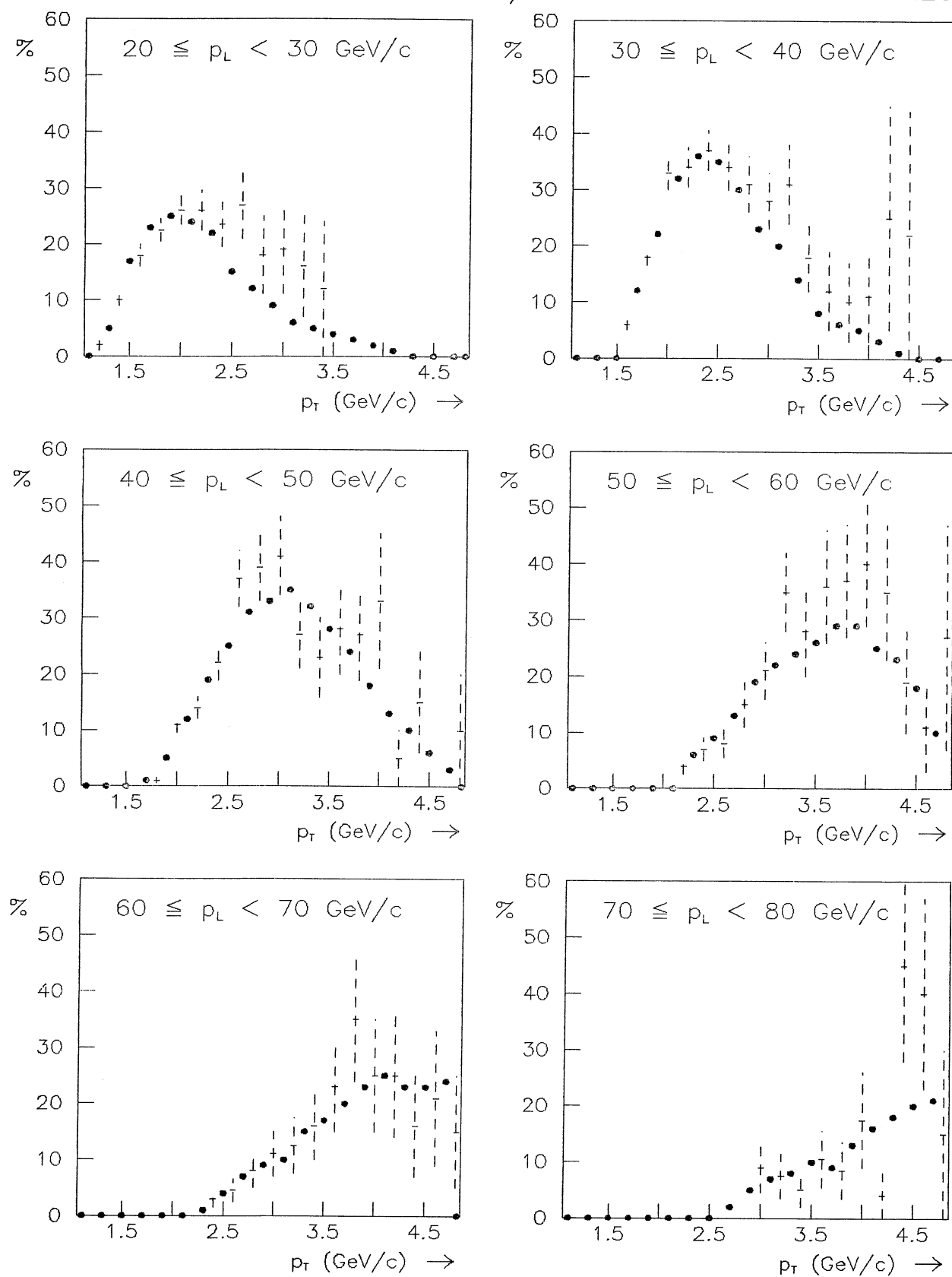
COMPARAISON EV9TS π 1/4 CHAMP = MONTE-CARLO

Fig. III-9

Cette comparaison s'avère cependant délicate dans la plage des petites impulsions, plus sensibles à un choix non idéal de la fenêtre de normalisation, ce qui entraîne un biais dans la méthode même, pourtant établie pour vérifier la bonne conception du Monte-Carlo.

Sur la figure III-9 on reporte ces deux résultats (en pourcentage), les points se référant aux événements générés; les distributions en p_T (valeurs fictives) des traces pilotes, par tranches de 10 GeV/c de leurs impulsions longitudinales (valeurs aussi fictives), sont représentées avec des barres d'erreur statistiques. On constate l'excellent accord entre les deux distributions, sauf dans la plage de $20 < p_L < 30$ GeV/c, où la question citée peut induire de grands effets.

III-C-1.4 Discussion et résultats:

Le tirage de 10000 événements par case (p_L, p_T) s'avère suffisant car tenant compte de la bonne acceptance globale de notre trigger, il permet l'obtention d'erreurs statistiques de Monte Carlo petits par rapport à celles concernant les événements réels. En effet, sur la figure III-10.a sont reportées les acceptances en fonction des valeurs de p_L et p_T de la particule pilote générée; on constate qu'elles atteignent des pourcentages élevés, de l'ordre de 40% (voir aussi fig. III-11). On remarque aussi la forte corrélation entre ces deux grandeurs issue de la conception même du trigger (cf. II-C-3.1). Pour ce qui est de la configuration de matrice plus étalée, on atteint des pourcentages dépassant les 60% et la corrélation p_L - p_T devient moins nette, car on peuple la région des grands p_L (cf. fig. III-10.b).

La génération plate des acceptances ne tient pas compte des très fortes variations des sections efficaces en p_T . Une génération ne négligeant pas cette question a été effectuée et ne modifie pas de façon sensible les valeurs trouvées.

III-C-2 Les efficacités de détection et de la chaîne électronique:

Pour l'étude des efficacités de détection de chaque élément des dispositifs appartenant à notre système de déclenchement, et pour celle concernant leurs voies électroniques (jusqu'à la définition finale du trigger et son enregistrement dans le PU d'acquisition générale), on a eu recours à des événements non biaisés, déclenchés par n'importe lequel des autres triggers de l'expérience.

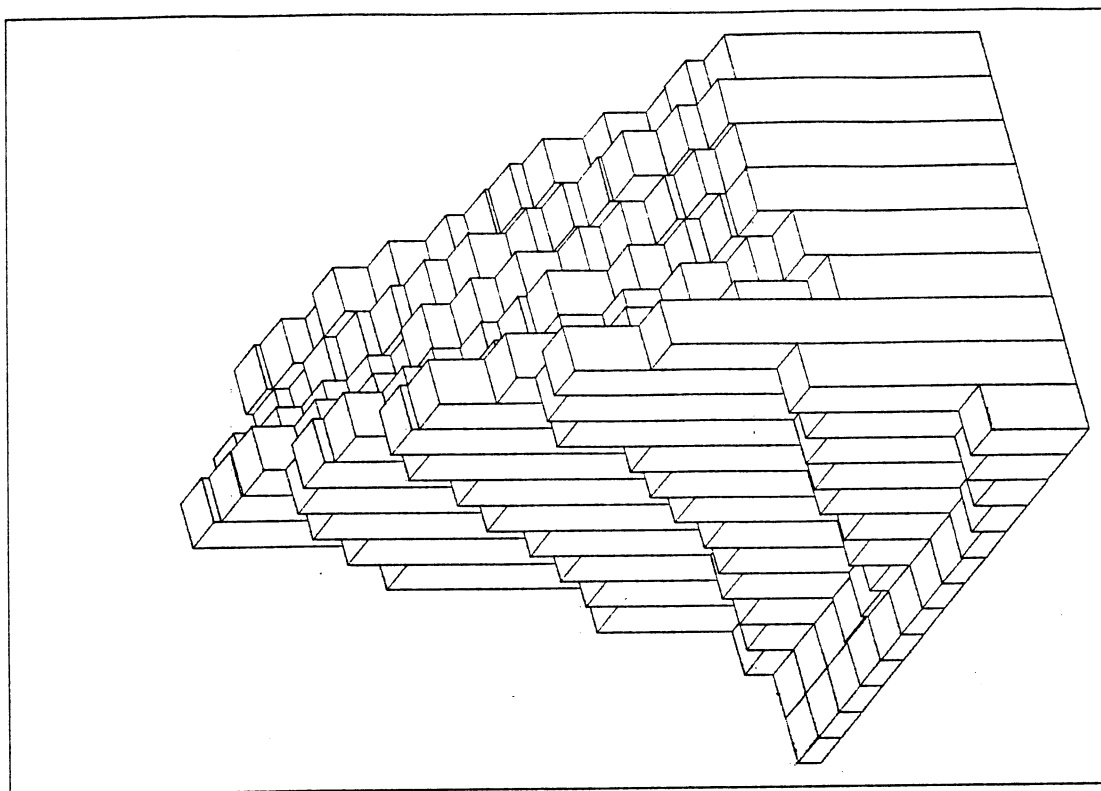
III-C-2.1 Les efficacités locales de chaque détecteur:

On entend par efficacité locale celle qui se reporte à la probabilité de réponse de chaque élément de détection (damier, écaïlle, OU d'un groupe de fils de D0Z, latte de G1), telle qu'on l'encode sur les récepteurs de ligne de chaque détecteur.

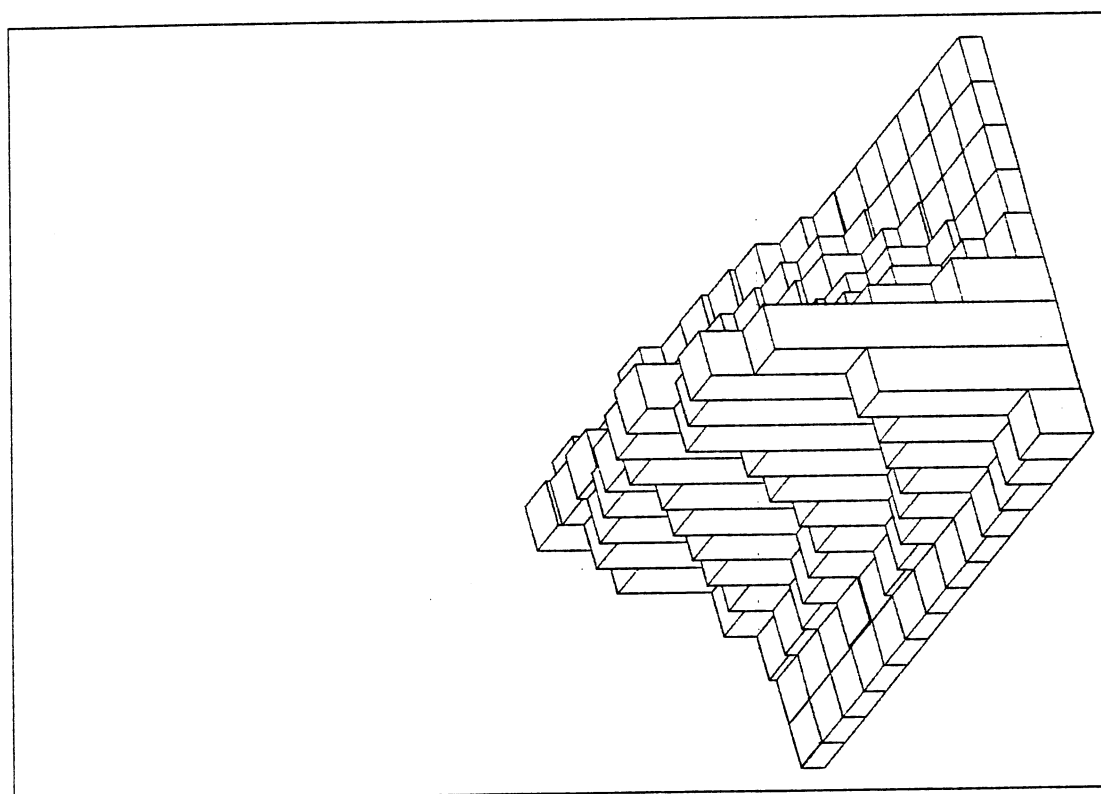
A cet effet, on a passé dans TRIDENT un lot de 100 k événements pioproducts dans lequel notre trigger n'était pas imposé. Son analyse consista à extrapoler jusqu'aux différents détecteurs faisant partie de notre trigger chaque trace reconstruite et à vérifier, à l'aide du décodage des récepteurs de notre bloc d'acquisition, que l'élément touché du détecteur en question avait bien répondu. A la fin, le simple rapport du nombre total de réponses par le nombre total de traces traversant de fait tout élément, nous permet d'obtenir des tables d'efficacité locale de chacun de nos détecteurs. L'efficacité globale a été, cependant, assignée aux éléments de détection ayant été sollicités moins de 10 fois. Celle-ci est de 84,8% et de 90,5% pour la chambre à damiers et OV, respectivement. G1 possède, lui, une efficacité globale très élevée: 99,5%. Quant à D0Z, son efficacité est très pauvre (72%) en raison du regroupement dans un seul récepteur à porte unique et étroite (pour ne pas prendre trop de fond) de tous les signaux de fils.

III-C-2.2 Les efficacités de la chaîne électronique:

Il s'agit ici d'étudier la cohérence des réponses de chaque unité de notre électronique de trigger aux diverses étapes du déclenchement. Pour ce faire, on part du décodage des récepteurs ayant enregistré les coups de chaque élément de nos détecteurs et on vérifie par programme ce qu'aurait dû être l'histoire de

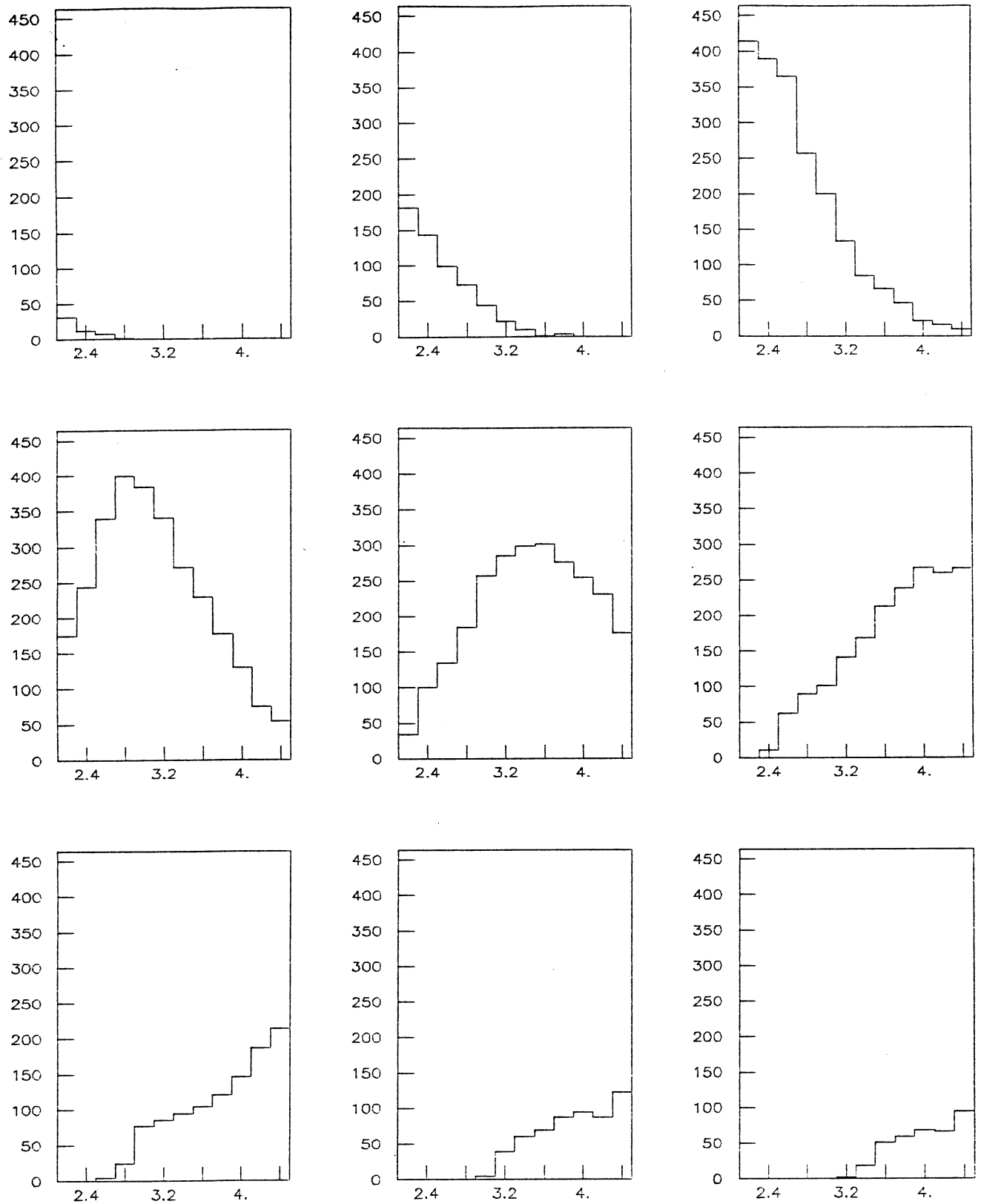


ACCEPTANCE DUE A LA MATRICE ELARGIE



ACCEPTANCE DUE A LA MATRICE STANDARD

Fig. III-10



Acceptance = $f(p_T)$ pour $\langle p_L \rangle = 15., 25., \dots, 95.$

Fig. III-11

chaque événement, en comparant pas à pas le résultat calculé avec celui effectivement présent à la sortie du module, jusqu'au trigger final et au codage même de notre bit de trigger dans le PU de l'acquisition générale.

Cette analyse doit donc être réalisée au niveau des bandes "raw data" et implique la coïncidence fortuite d'un trigger chargé avec un quelconque autre trigger, ce qui est très rare (moins de 1% des cas). Nous avons ainsi mené l'étude sur un large échantillonnage de 15% du total de tous les triggers pris en 1983.

On constate que la cause principale de l'inefficacité électronique (15%) vient d'une mauvaise transmission, totalement aléatoire, du signal de signature de notre trigger, absence qui a rendu impossible la présélection (basée sur ce signal) de ces événements.

En ce qui concerne les inefficacités rencontrées sur les voies électroniques, elles sont assez diffuses et aléatoires. Il nous suffit donc de chiffrer globalement cette efficacité électronique: 95,2%, valeur qui est d'ailleurs remarquablement stable au long de toutes périodes.

III-C-3 L'efficacité de reconstruction des événements et les

pertes introduites par les critères de sélection:

Notre propos est de faire l'estimation de la probabilité de reconstruction par TRIDENT d'une trace type 4 (car exigée par le trigger chargé) ainsi que de celle du vertex de l'interaction. Ces deux grandeurs étant corrélées, et puisqu'il revient aux traces type 4 le rôle majeur dans la reconstruction du vertex, il nous suffit d'obtenir un chiffre intégré. Utilisant nos événements pour faire cette étude, on arrive à 86,4%, valeur qui est indépendante de p_T . En effet, en les subdivisant en deux plages, $1,7 < p_T^{\text{trig}} < 2,3$ et $p_T^{\text{trig}} > 2,3$ GeV/c, on obtient 86,9% et 85,7% respectivement. Mais la valeur trouvée ne doit être qu'une limite inférieure de la probabilité recherchée, dans la mesure où il n'est pas certain que tous nos événements à traiter par TRIDENT possèdent de fait un vertex, le FILTRE n'analysant que la partie en aval de GOLIATH. En effet, si l'on se reporte au trigger de référence de

l'expérience déclenchant sur des interactions hadroniques (qui servira à étudier la normalisation de tous triggers, cf. III-C-4) et dont la définition repose, plus que le nôtre, sur le bras arrière du spectromètre, on trouve 90%. C'est donc ce chiffre, pratiquement insensible au type de faisceau (ce qui est aussi le cas de nos événements), qui a été retenu.

En ce qui concerne l'estimation des pertes introduites dues aux coupures très sélectives décrites en III-B, nous avons utilisé un Monte-Carlo basé sur la génération du graphe QCD de Compton⁷, les partons se fragmentant selon le modèle de Lund. En effet, en appliquant aux événements ainsi générés les mêmes critères de rejection que sur les événements physiques, on constate que les coupures en $\delta p/p^2$ et d_{vtx} et celle de la coordonnée initiale de la trace sont responsables, globalement, de l'élimination d'un peu plus de 5% de bons événements simulés. Prenant encore en considération une petite perte due au critère du vertex, ce chiffre est ramené à 6%.

On peut, finalement, utiliser le Monte-Carlo QCD pour estimer les biais introduits par TRIDENT sur les impulsions longitudinale et transverse des traces réelles. La figure III-12 montre les différences entre le $p_L(p_T)$ généré et reconstruit.

Etant donné que la dispersion est minime (de l'ordre de 20 MeV — soit un dixième de bin dans les histogrammes finaux — pour le cas le plus sensible, le p_T) une correction à cet effet ne sera pas envisagée.

⁷ Des éléments simulant les inefficacités des chambres à fils et le bruit de fond n'ayant pas été introduits dans ce Monte-Carlo, on ne saurait l'utiliser pour estimer la probabilité de vertex.

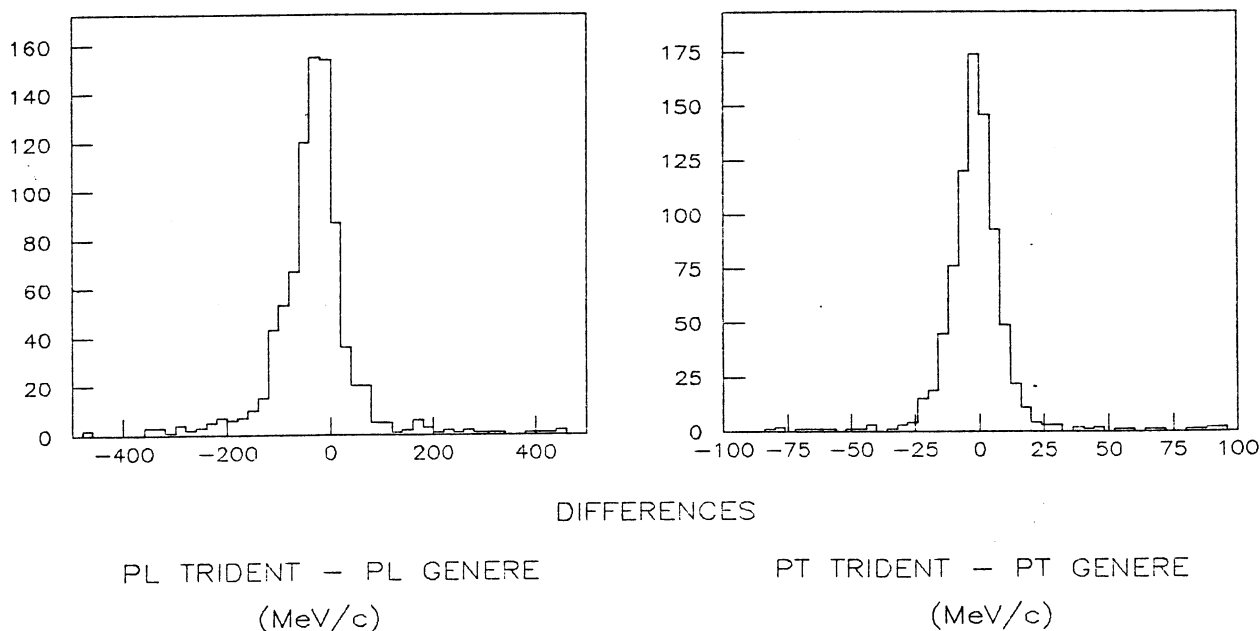


Fig. III-12

III-C-4 La normalisation:

L'expérience NA14 possédant plusieurs systèmes de déclenchement indépendants, il était souhaitable de les normaliser tous de la même façon. Pour ce faire, un trigger hadronique de biais minimum a été conçu, dont la philosophie suit de près celle du prétrigger, étant néanmoins un peu moins lâche. On exige, en fait, au moins une trace chargée traversant la moitié supérieure des hodoscopes G1, G2H et G2V en coïncidence avec la même demande pour la moitié inférieure. L'étude de la sensibilité de ce trigger en π^- et γ incidents, permet donc aux différents triggers de se normaliser par rapport à lui.

Dans ce but, les calculs suivants ont été effectués:

- L'acceptance est obtenue, en π^- incident, par le rapport du nombre de ces triggers à celui du prétrigger, étant donné que tous les événements

inélastiques hadroniques sont pris par ce dernier; un Monte-Carlo développé à cet effet confirme ces évaluations. En γ incident, on admet la relation

$$a(E_\gamma) = a(E_\pi) , \quad \text{pour } E_\gamma = E_\pi .$$

- Le spectre réel d'énergie des photons incidents est, lui aussi, contrôlé par deux méthodes: le Monte-Carlo juste cité, où l'on tient compte des coïncidences fortuites en BTC et du double bremsstrahlung (voir paragraphe II-A-4); et la mesure de la section efficace de photoproduction élastique du ψ , à l'aide du filtre de muons (réf. LEG85). Le bon accord de ces deux approches a été reporté sur la figure II-3.a, où les points expérimentaux représentent le spectre de photons déconvolué et la ligne pleine la prévision du Monte-Carlo.
- Du fait que le prétrigger a une acceptance pratiquement nulle pour les interactions élastiques et quasi-élastiques en pioproduction, de même que pour la photoproduction de ρ , ω et Φ élastiques, et considérant l'effet d'ombre dû à la présence de plusieurs nucléons dans le noyau de ${}^6\text{Li}_3$, les valeurs utilisées des sections efficaces totales inélastiques par nucléon sont:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{inel}}(\pi^- {}^6\text{Li})/A &= 15,6^{+1,6}_{-2,4} \text{ mb} ; \\ \sigma_{\text{inel}}(\gamma {}^6\text{Li})/A &= 94^{+5}_{-9} \mu\text{b} . \end{aligned}$$

Ayant reconstruit les événements de ce trigger de référence à l'aide de TRIDENT et moyennant l'introduction des efficacités de reconstruction de vertex et de leur hadronicité, on est en mesure d'évaluer les sensibilités totales des événements du trigger "chargé grand p_T "; on arrive aux valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} \gamma &: 1091 \text{ événements/nb} \\ \pi^-, 90\text{GeV/c} &: 4,7 \text{ événements/nb} \\ \pi^-, 70 \text{ GeV/c} &: 0,7 \text{ événements/nb} \end{aligned}$$

L'erreur systématique de notre sensibilité totale en photoproduction, déduite de la comparaison des deux méthodes d'évaluation du spectre réel de photons, est estimée à 12%.

CHAPITRE IV
CALCUL DES SECTIONS EFFICACES INCLUSIVES DE HADRONS EN
PHOTOPRODUCTION

IV-A LA PROCEDURE DE CALCUL

Dans le chapitre I il a été question d'un aperçu global sur l'évolution des concepts pendant les deux dernières décennies menant au grand intérêt porté actuellement sur les processus hadroniques durs.

Dans ce chapitre, on fera l'exposé des techniques de calcul, telles qu'elles ont été utilisées dans le cadre de QCD par P. Aurenche, R. Baier, A. Douiri, M. Fontannaz et D. Schiff pour mener à bien le calcul des sections efficaces inclusives de hadrons en photoproduction.

IV-A-1 Méthode:

La propriété de liberté asymptotique que les théories de jauge non abéliennes possèdent permet de baser QCD sur des méthodes perturbatives, c'est-à-dire de calculer les sections efficaces ponctuelles à travers un développement du type:

$$\hat{\sigma} = \sum_m \left[\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \right]^m \cdot \sigma^{(m)} \quad , \quad (IV-1)$$

en puissances de la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$, m désignant l'ordre auquel chaque terme est calculé, pourvu que le Q^2 de la réaction en étude soit suffisamment élevé.

En ce qui concerne la photoproduction, un gluon participe (dans l'état initial ou l'état final) dès l'ordre le plus bas, constituant le terme de Born, que l'on désignera donc par la suite d'ordre α_s . Les calculs que l'on se propose de décrire incluent la contribution due à la structure perturbative du photon et sont effectués jusqu'à l'ordre α_s^2 complet. Le schéma de renormalisation $\overline{MS}$ et la régularisation dimensionnelle (réf. H0072) sont utilisés. Celle-ci consiste à prolonger analytiquement la dimension de notre espace-temps à une valeur quelconque n , telle que $n = 4 - 2\epsilon$ (ϵ infinitésimal).

Dans ce contexte, le formalisme quadri-dimensionnel habituel est généralisé; les définitions des vecteurs impulsions, de la métrique de l'espace et de l'algèbre de Dirac, de même que le calcul des diagrammes de Feynman, doivent être effectués dans un espace à n dimensions.

A l'ordre α_s on doit donc calculer les graphes réels du type $ab \rightarrow cd$ dénommés de Compton et de fusion (voir fig. IV-1.a) dont la section efficace élémentaire s'écrit:

$$E_C \frac{d\hat{\sigma}^{(m=1)}}{d\vec{p}_C} = \frac{1}{4\pi^2} N(\epsilon) \frac{1}{\hat{s}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \left| M_{ab \rightarrow cd} \right|^2 \left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}}, -\frac{\hat{t}}{\hat{s}}, \epsilon \right),$$

où:

$$N(\epsilon) = \frac{1}{\Gamma(1-\epsilon)} \left(\frac{4\pi \mu^2}{Q^2} \right)^\epsilon \quad \text{résulte de la dimension de l'espace,}$$

$|M_{ab \rightarrow cd}|^2$ est le carré de l'amplitude du sous-processus en cause.

A ceux-ci il faut ajouter la contribution due à la structure perturbative du photon menant à des termes ponctuels dans la fig. IV-1.b. Ces diagrammes contribuent, en effet, au même ordre que le terme de Born du fait du facteur α/α_s de la fonction de structure du photon.

La composante non perturbative du photon, non calculable dans le cadre de QCD, sera introduite expérimentalement et paramétrisée selon l'expression I-3.

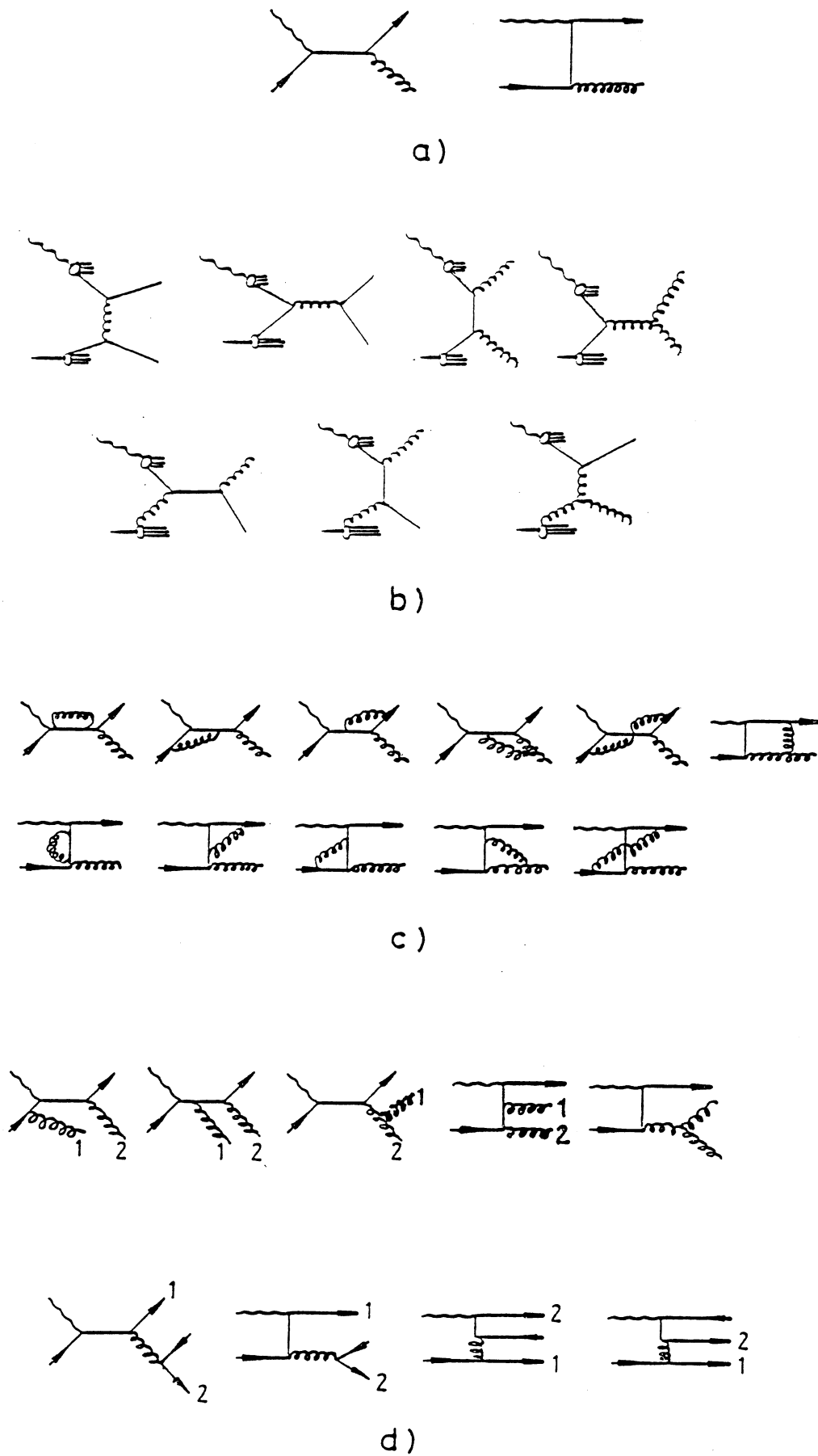


Fig. IV-1

Le carré des amplitudes de tous les sous-processus à $m = 1$ sont explicités ci-dessous dans la table IV-1:

$ab \rightarrow cd$	$ M_{ab \rightarrow cd} ^2$
$\gamma q \rightarrow gq$	$\alpha_s \langle C_F \rangle 2(1-\epsilon) \left\{ (1-\epsilon) \left[\frac{\hat{s}}{-\hat{u}} + \frac{-\hat{u}}{\hat{s}} \right] + 2\epsilon \right\}$
$\gamma g \rightarrow q\bar{q}$	$\alpha_s \langle \frac{1}{2} \rangle 2(1-\epsilon) \left\{ (1-\epsilon) \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right] - 2\epsilon \right\}$
$gq \rightarrow gq$	$\alpha_s^2 2(1-\epsilon) \left\{ \langle \frac{C_F}{2N_C} \rangle \left[(1-\epsilon) \left(\frac{\hat{s}}{-\hat{u}} + \frac{-\hat{u}}{\hat{s}} \right) + 2\epsilon \right] + \langle \frac{1}{2} \rangle \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \epsilon \right] \right\}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\alpha_s^2 \langle C_F \rangle 2(1-\epsilon) \left\{ \langle \frac{C_F}{N_C} \rangle \left[(1-\epsilon) \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right) - 2\epsilon \right] - \left[\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} - \epsilon \right] \right\}$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\alpha_s^2 2(1-\epsilon) \left\{ \langle \frac{1}{4N_C} \rangle \left[(1-\epsilon) \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right) - 2\epsilon \right] - \langle \frac{1}{4C_F} \rangle \left[\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} - \epsilon \right] \right\}$
$q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j$	$\alpha_s^2 \langle \frac{C_F}{N_C} \rangle \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \epsilon \right]$
$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_j \bar{q}_j$	$\alpha_s^2 \langle \frac{C_F}{N_C} \rangle \left[\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} - \epsilon \right]$
$q_i q_i \rightarrow q_i q_i$	$\alpha_s^2 \langle \frac{C_F}{N_C} \rangle \left\{ \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} - 2\epsilon - \langle \frac{1}{N_C} \rangle 2(1-\epsilon) \left(\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}} + \epsilon \right) \right\}$
$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_i \bar{q}_i$	$\alpha_s^2 \langle \frac{C_F}{N_C} \rangle \left\{ \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} - 2\epsilon - \langle \frac{1}{N_C} \rangle 2(1-\epsilon) \left(\frac{\hat{u}^2}{\hat{t}\hat{s}} + \epsilon \right) \right\}$

Table IV-1
Contributions ponctuelles à l'ordre $m = 1$

A l'ordre α_s^2 on a affaire à deux catégories de diagrammes: les uns représentant des sous-processus réels du type $ab \rightarrow cde$ et les autres décrivant des sous-processus du type $ab \rightarrow cd$ avec échange d'un gluon virtuel (voir fig. IV-1.c et .d).

Après avoir évalué chaque élément de matrice, on intègre les sections efficaces partoniques correspondantes sur les partons non observés et on arrive à une expression contenant des singularités sous la forme de pôles en ϵ (dans l'espace à $n = 4-2\epsilon$ dimensions), les divergences ultraviolettes étant soustraites par l'application du schéma de renormalisation $\overline{MS}$; elles sont de deux types:

- les divergences infrarouges, dues à l'émission de gluons mous par les quarks; elles sont compensées en tenant compte de tous les diagrammes réels d'ordre α_s^2 en rapport avec les diagrammes virtuels considérés;
- les divergences de masse, dues à des colinéarités entre deux des 5 partons des sous-processus $ab \rightarrow cde$, seront absorbées dans les fonctions de structure (ou fragmentation), par l'application du théorème de factorisation et l'introduction d'une échelle M^2 séparant le comportement à longue distance et celui à courte distance, associé au processus dur.

En effet, à l'ordre α_s^2 on obtient :

$$E_C \frac{d\hat{\sigma}^{(n=2)}}{d\vec{p}_C} \Big|_{\overline{MS}} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[-\frac{1}{\epsilon} K^{nf} \left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}}, -\frac{\hat{t}}{\hat{s}}, \epsilon, \dots \right) + \mathcal{O}\left(\frac{\hat{s}+\hat{t}+\hat{u}}{\hat{s}}\right) K^f \left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}}, -\frac{\hat{t}}{\hat{s}}, \epsilon, \dots \right) \right]$$

où:

$K^{nf} \left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}}, -\frac{\hat{t}}{\hat{s}}, \epsilon, \dots \right)$ se reporte aux termes possédant des divergences de masse;

$K^{\hat{u}, \hat{t}}(-, -, \epsilon, \dots)$ représente la partie des corrections finies.

Les fonctions de structure et fragmentation, extraites des données, évoluent en Q^2 dans l'approximation des logarithmes dominants. De façon à absorber dans ses fonctions les divergences de masse contenues dans $K^{nf}(\dots, \epsilon, \dots)$ on généralise les fonctions de probabilité $P_{i \rightarrow j}(z)$ de l'équation I-5 afin d'y inclure le choix spécifique de la factorisation, et on pose:

$$F_I^j(x, Q^2 = M^2) = \sum_i F_I^i(x, Q^2 = \mu^2) \otimes \left(1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} H_{i \rightarrow j}(z, M^2) \right),$$

avec :

$$H_{i \rightarrow j}(z, M^2) = - \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{\Gamma(1-\epsilon)} \left[\frac{4\pi \mu^2}{M^2} \right]^\epsilon P_{i \rightarrow j}(z) + f_{i \rightarrow j}(z)$$

où M^2 est l'échelle de factorisation choisie.

Ceci permet d'écrire, toujours en notation de convolution :

$$\sigma = \sigma^{(m=1)} + \sigma^{(m=2)} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} F(x, M^2) \otimes \sigma^{\text{Born}} \otimes D(z, M^2) +$$

$$\left[\frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \right]^2 F(x, M^2) \otimes K(\dots, \epsilon, \dots) \otimes D(z, M^2)$$

où $K(\dots, \epsilon, \dots)$ représente la somme de la partie finie $K^f(\dots, \epsilon, \dots)$ avec $K^{nf}(\dots, \epsilon, \dots)$ dont les termes en $1/\epsilon$ ont été compensés, après la factorisation, par les termes singuliers des $H_{i \rightarrow j}(z)$.

En fait, les expressions $H_{i \rightarrow j}$ dépendant donc des fonctions de probabilité $P_{i \rightarrow j}(z)$ d'Altarelli-Parisi ($\gamma \rightarrow q\bar{q}$, $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}, \dots$) et de la prescription de factorisation $f_{i \rightarrow j}(z)$ ont la forme explicitée dans la table suivante :

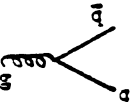
	$H_{q\gamma}(z)$	$N \left[\left(-\frac{1}{\epsilon} \right) [z^2 + (1-z)^2] + [z^2 + (1-z)^2] \log \frac{1-z}{z} + 6z(1-z) \right] \times \langle N_C \rangle$
	$H_{qq}(z)$	$N \left\{ \left(-\frac{1}{\epsilon} \right) \langle C_F \rangle \left(\frac{1+z^2}{1-z} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right) + \langle C_F \rangle \left[(1+z^2) \left(\frac{\log(1-z)}{(1-z)_+} - \frac{\log z}{(1-z)} \right) - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-z)_+} + 3 + 2z - \delta(1-z) \left(\frac{9}{2} + \frac{\pi^2}{3} \right) \right] \right\}$
	$H_{gq}(z)$	$N \langle C_F \rangle \left[-\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1+(1-z)^2}{z} \right) + \frac{(1-(1-z)^2)}{z} (\log(1-z) + 2\log z) - 2 \frac{1-z}{z} \right]$
	$H_{\gamma q}(z)$	$N \left\{ \left(-\frac{1}{\epsilon} \right) \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right] + \frac{1+(1-z)^2}{z} [\log(1-z) + 2\log z] - \frac{2(1-z)}{z} \right\}$
	$H_{qg}(z)$	$N \langle \frac{1}{2} \rangle \left[-\frac{1}{\epsilon} (z^2 + (1-z)^2) + (z^2 + (1-z)^2) \log \frac{1-z}{z} + 6z(1-z) \right]$
	$H_{gg}(z)$	$N \left(-\frac{1}{\epsilon} \right) \left[\langle N_C \rangle 2 \left(\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right) + \left(\frac{11}{6} N_C - \frac{N_F}{3} \right) \delta(1-z) \right]$

Table IV-2

On fait, enfin, tendre $n \rightarrow 4$ ($\epsilon \rightarrow 0$) et on trouve l'expression suivante représentant la section efficace inclusive jusqu'à l'ordre α_s^2 :

$$E_C \frac{d\sigma}{d\vec{p}_C} = \frac{1}{\pi} \sum_{a,b,c} \int dx_a dx_b \frac{dz_c}{z_c^2} F_A^a(x_a, M^2) F_B^b(x_b, M^2) D_C^c(z_c, M^2).$$

$$\left\{ \hat{s} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \delta(\hat{s}+\hat{t}+\hat{u}) + \frac{\alpha^2(\mu^2)}{2\pi} \vartheta(\hat{s}+\hat{t}+\hat{u}) - \frac{1}{\hat{s}} K(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}, \mu^2, M^2) \right\}$$

où les échelles μ^2 et M^2 , en principe arbitraires, ont été fixées à p_T^2 .

Pour un exposé plus détaillé de la méthode de calcul ici décrite, il convient de consulter les références DOU84 et AUR86.

IV-A-2 Optimisation des échelles:

Une étude sur l'optimisation de ces échelles a été menée récemment par les mêmes auteurs. Elle est basée sur l'imposition à la série tronquée de la propriété d'invariance que doit satisfaire la section efficace calculée à tous ordres (puisque'elle est la seule observable). En effet, chaque terme de la série, sous-division purement technique de l'observable, peut changer de valeur selon le choix spécifique des échelles μ^2 et M^2 , les variations de leurs poids se compensant quand on les additionne à tous ordres.

Le calcul n'étant fait que jusqu'à l'ordre $m = 2$, on ne peut pas s'attendre à une compensation totale de ces poids relatifs. On cherche donc des valeurs optimales des échelles telles que $\sigma = \sigma^{(m=1)} + \sigma^{(m=2)}$ soit le plus insensible possible à leurs variations (réf. STE82):

$$\mu^2 \frac{d\sigma}{d\mu^2} = 0 \quad \text{et} \quad M^2 \frac{d\sigma}{dM^2} = 0$$

L'application de cette méthode d'optimisation nous permet d'obtenir des valeurs μ_{opt}^2 et M_{opt}^2 telles que $\sigma = \sigma(\mu^2, M^2)$ est assez stable pour un grand domaine de valeurs (μ^2, M^2) , correspondant cependant à des facteurs (fonctions!) K pouvant varier de presque un ordre de grandeur!

En fait, le rapport des sections efficaces $(E d\sigma/d\vec{p})_{\text{opt}} / (E d\sigma/d\vec{p})_{Q^2=p_T^2}$ est égal à l'unité à 10% près, ce qui cautionne le choix empirique fait préalablement et appliqué dans notre analyse.

Sur la figure IV-2 on reporte, pour le choix arrêté $\mu^2 = M^2 = p_T^2$, les contributions dues à la fonction de structure perturbative du photon (PSF) et à l'ordre supérieur $m = 2$ (H0) normalisées au terme de Born et convoluées par le spectre d'énergie de notre faisceau de photons (voir fig. II-3.a). On note que la contribution PSF chute très rapidement en p_T , comme on pouvait s'y attendre, tandis que le terme HO croît légèrement et contribue à environ 70% de la section efficace calculée jusqu'à l'ordre $m = 2$.

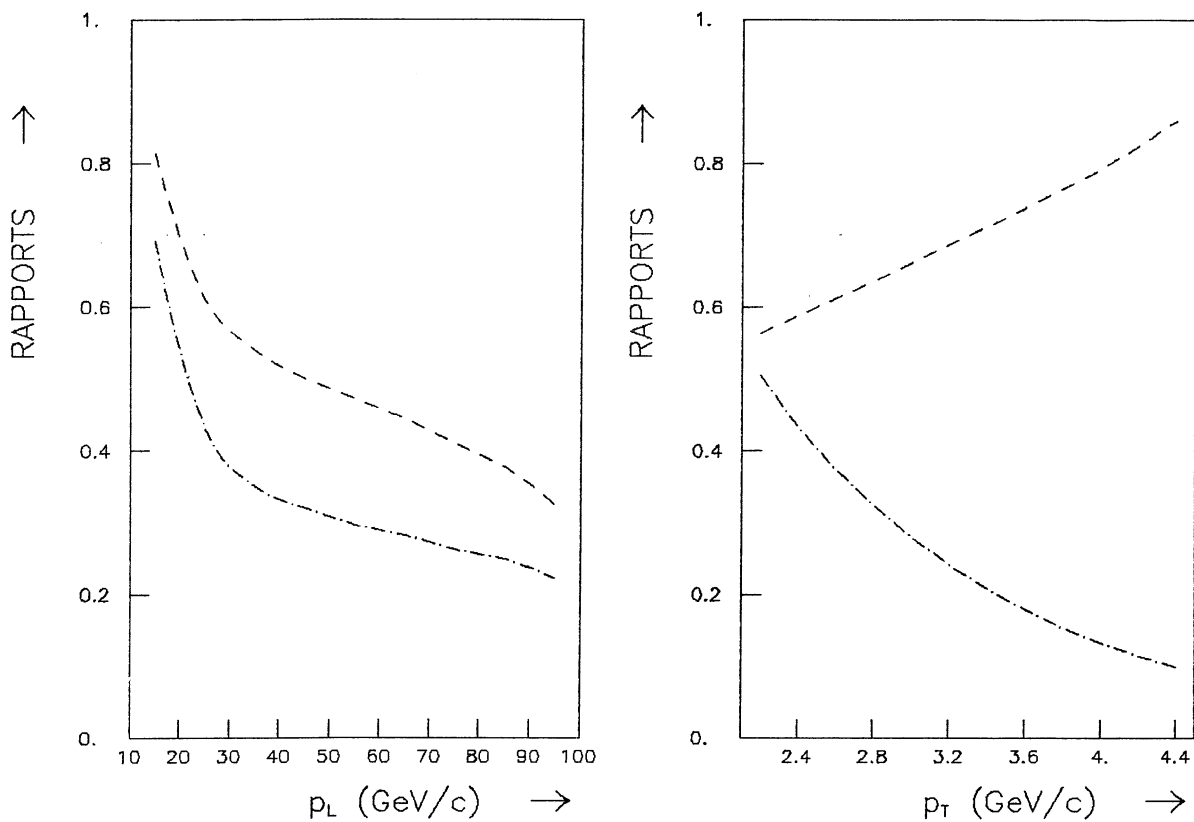


Fig. IV-2

Dans l'expression IV-2 on peut poser $F_A^a(x_a, M^2) = F_Y^Y(x_Y, M^2) = \delta(1-x_Y)$ si l'on ne s'intéresse qu'aux contributions ponctuelles du photon (Born et ordre supérieur), la sommation ne portant que sur les partons b et c, puisque $a = \gamma$.

Les diagrammes réels et virtuels du type de ceux de la fig. IV-1.c et .d, où le parton a proviendrait de la structure du photon, ne sont pas tenus en compte. De telles contributions au terme $m = 2$, car d'ordre $\mathcal{O}(\alpha/\alpha_s \cdot \alpha_s^3)$, une fois convoluées avec la fonction de distribution du photon, auraient un comportement en p_T très raide, étant certainement négligeables à $p_T > 2,1$ GeV/c.

IV-A-3 Asymétries de charge:

Le calcul des asymétries de charge du hadron final, évalué par la différence $\sigma(\gamma N \rightarrow h^+ X) - \sigma(\gamma N \rightarrow h^- X)$ normalisée à sa somme, est un sous-produit particulièrement intéressant de la méthode utilisée pour le calcul des sections efficaces inclusives elles-mêmes.

Son intérêt remonte au début des années 80 et s'étayait sur l'argument selon lequel, à l'ordre α_s et pour un p_T du hadron sortant suffisamment élevé (de façon à rendre négligeable la contribution de la fonction de structure perturbative du photon), l'un des deux termes de Born, le graphe de Compton, présente une forte asymétrie de charge, en raison du couplage préférentiel du photon au quark u plutôt qu'au quark d, puisque ce couplage est proportionnel au carré de leur charge. Le graphe de fusion contribuant nettement moins, dans l'hypothèse d'une distribution de glue dans le nucléon très molle, plausible à l'époque, et Λ_{QCD} étant à ce moment estimé à 500 MeV, on concluait à une large asymétrie menant à une signature claire de QCD en photoproduction.

Mais les données disponibles sur $F_h^g(x, Q^2)$ et Λ_{QCD} ont hélas! évolué ces dernières années, tant les unes que les autres, dans le sens de réduire le poids initialement attribué au processus de Compton QCD. De plus, le calcul de l'ordre $m = 2$ aujourd'hui disponible fait intervenir tout un ensemble de diagrammes dont l'asymétrie intrinsèque est petite, voire nulle (voir fig. IV-1.c et .d). Et, tenant compte du poids de cette contribution non négligeable, la prédiction théorique actuelle de l'asymétrie de charge se réduit à peine à quelques

pourcents. La figure IV-3 montre de tels résultats, en fonction du p_L et du p_T du hadron final, convolués aussi avec le spectre en énergie de nos photons incidents.

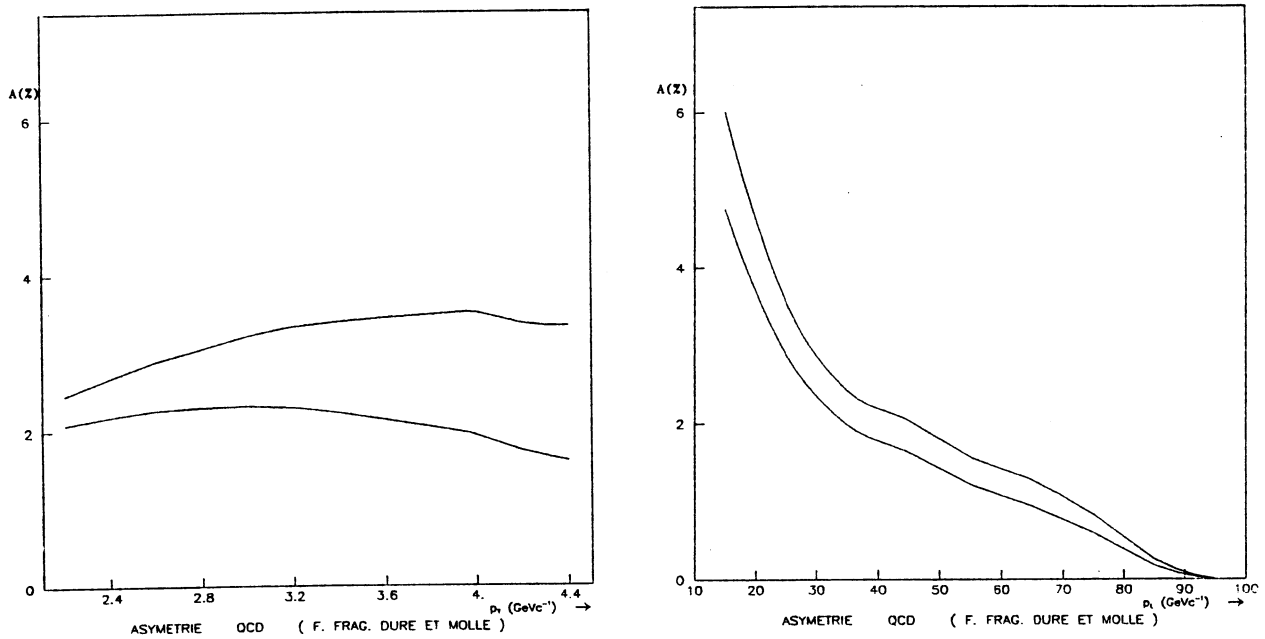


Fig. IV-3

IV-B LES INGREDIENTS PHENOMENOLOGIQUES

Les fonctions de structure et de fragmentation utilisées ont été obtenues dans l'approximation des logarithmes dominants et évoluent donc avec Q^2 . En effet ses paramètres dépendent de la dureté de l'interaction à travers la variable $\bar{s}$:

$$\bar{s} = \ln \left(\frac{\ln Q^2/\Lambda^2}{\ln Q_0^2/\Lambda^2} \right)$$

Elles sont toutes reportées sur la fig. IV-4 , où on a imposé $Q^2 = Q_0^2$.

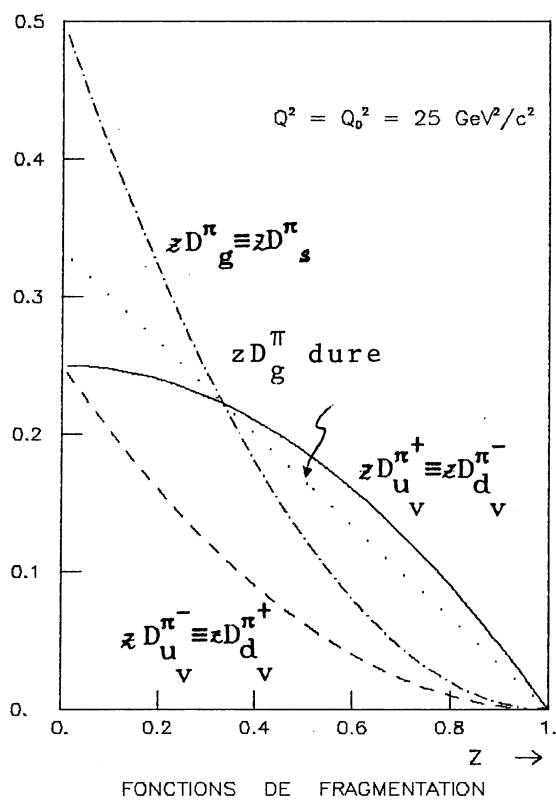
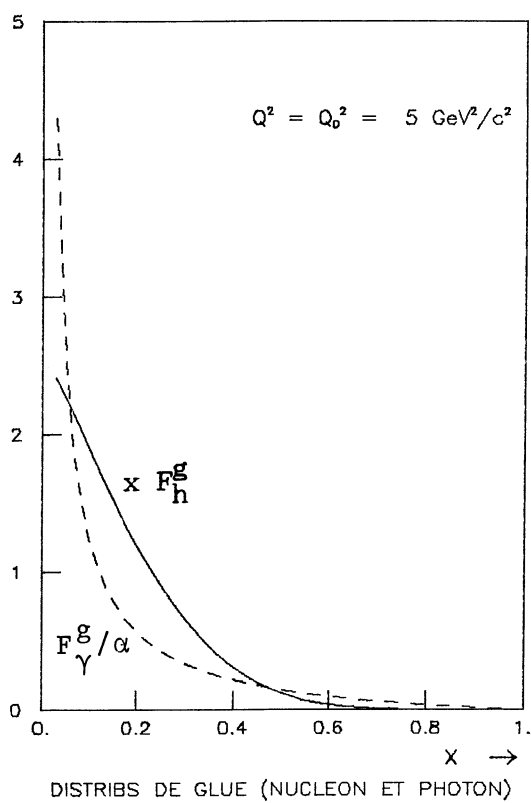
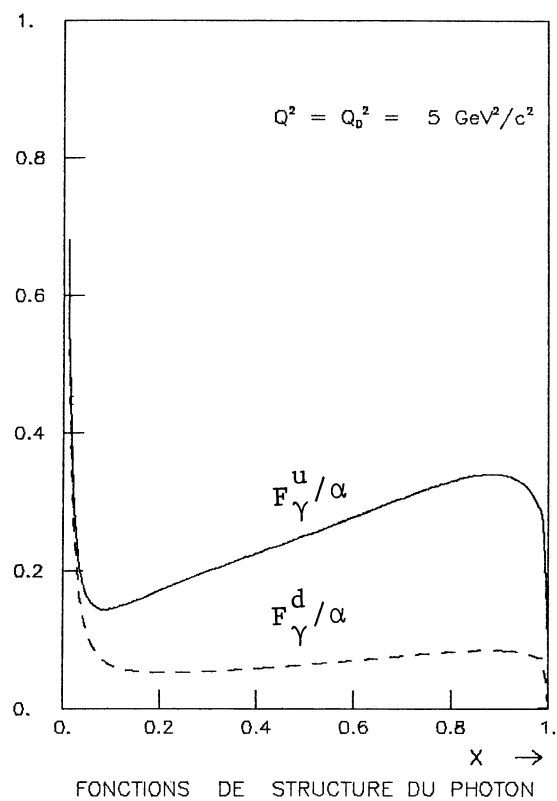
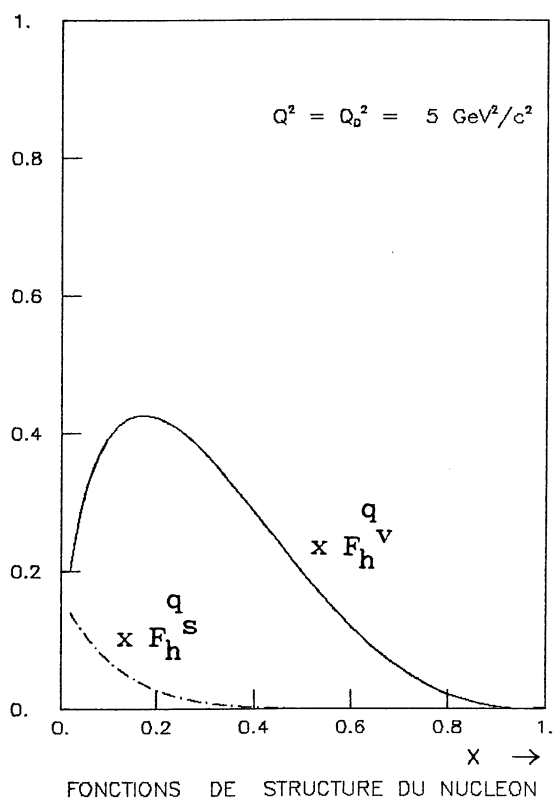


Fig. IV-4

IV-B-1 Fonctions de structure du nucléon:

En ce qui concerne les fonctions de structure du nucléon, leur évolution en Q^2 est faite ayant fixé $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ et $\Lambda^2 = 0,04 \text{ GeV}^2$. Leur explicitation suit de près celle de la référence BA179.

On paramétrise la valence et la mer par l'expression générale:

$$x F_h^q(x, Q^2) = A(\bar{s}) x^{\alpha(\bar{s})} (1-x)^{\beta(\bar{s})}$$

où les coefficients $A(\bar{s})$, $\alpha(\bar{s})$ et $\beta(\bar{s})$, décrivant la normalisation et les comportements aux limites, sont des polynômes en $\bar{s}$:

	Valence	Mer
$A(\bar{s})$	$1/N_{q_v} (2,54 - 0,86 \bar{s})$	$1/2N_f (0,99 + 0,75 \bar{s} + 0,96 \bar{s}^2)$
$\alpha(\bar{s})$	$0,56 - 0,15 \bar{s}$	0
$\beta(\bar{s})$	$2,71 + 0,81 \bar{s}$	$8,1 - 1,49 \bar{s} + 5,1 \bar{s}^2$

où $N_{q_v} = N_{u_v} = 1$ et $N_{q_v} = N_{d_v} = 2$ et, pour une cible isoscalaire (is), telle que le ${}^6\text{Li}_3$:

$$F_{is}^u(x, Q^2) = \frac{3}{4} F_h^u(x, Q^2) \quad \text{et} \quad F_{is}^d(x, Q^2) = \frac{3}{2} F_{is}^d(x, Q^2)$$

Pour ce qui est de la mer, on considère une symétrie $SU(3)_{\text{saveur}}$, d'où:

$$u_s = \bar{u}_s = d_s = \bar{d}_s = s = \bar{s} ,$$

ceci impliquant $2N_f = 6$.

On remarque que pour $Q^2 \sim Q_0^2$, ce qui est d'ailleurs le cas de notre expérience, ces paramétrisations s'approchent beaucoup des expressions proposées par les règles de comptage (voir I-A-1.2):

$$x F_h^q{}^v(x, Q^2) \sim x^{1/2} (1-x)^3 \qquad x F_h^q{}^s(x, Q^2) \sim (1-x)^3$$

La distribution des gluons dans le nucléon est paramétrisée par:

$$x F_h^g(x, Q^2) = A(1 + B x^C) (1-x)^D (Q^2)^E + F \exp(-Gx - H x^3)$$

avec:

A	$2,616 + 3,99 \bar{s} + 4,46 \bar{s}^2$	E	$(-0,033 - 0,28x + 59,1x^2)s(1-\bar{s})$
B	$3,5 + 6,83 \bar{s} + 80,0 \bar{s}^2$	F	$5,16 \bar{s} - 0,955 \bar{s}^2$
C	$1,0 + 0,806\bar{s}$	G	$-0,48 + 12,2 \bar{s} + 0,38 \bar{s}^2$
D	$5,9 + 40,0 \bar{s} + 84,2 \bar{s}^2 - 64,0 \bar{s}^3$	H	$29,72 - 32,4 \bar{s}^2$

On note que pour $Q^2 \sim Q_0^2$ cette expression en apparence compliquée prend la forme :

$$x F_h^g(x, Q^2) \sim (1 + 3,5 x) (1-x)^6.$$

IV-B-2 Fonctions de structure du photon:

Celles-ci ont été paramétrisées suivant DUK82, par:

$$x F_{\gamma}^{q,g}(x, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \left[e_{q_V}^2 A(x) + B x^C (1-x)^D \right]$$

où $e_{q_V}^2 = e_{u_V}^2 = 4/9$ et $e_{q_V}^2 = e_{d_V}^2 = 1/9$, et avec:

	Quarks	Gluon
A(x)	$(1,81 - 1,67 x + 2,16 x^2) \frac{x^{0,7}}{1 - 0,4 \ln(1-x)}$	0
B	0,0038	0,194
C	-1,18	-0,97
D	1,82	1,03

IV-B-3 Fonctions de fragmentation:

Leur évolution en Q^2 se fait fixant $Q_0^2 = 25 \text{ GeV}^2$ et $\Lambda^2 = 0,04 \text{ GeV}^2$. En effet, d'après BA179, la section efficace $1/\sigma \cdot d\sigma/dz(e^+ e^- \rightarrow \pi X)$ commence à présenter une invariance d'échelle approximative à $\sqrt{Q^2} \sim 5 \text{ GeV}$, ce qui suggère la valeur choisie pour Q_0^2 .

On paramétrise la fragmentation des quarks de valence et de mer ainsi que celle du gluon par:

$$D_{q,g}^{\pi}(z, Q^2) = A(\bar{s}) z^{B(\bar{s})} (1-z)^{C(\bar{s})} (1 \pm z)^D$$

avec

	Quarks	Gluon
$A'(\bar{s})$	$0,5 + 0,07 \bar{s} + 0,003 \bar{s}^2$	$0,5 - 0,75 \bar{s} + 0,38 \bar{s}^2$
$B(\bar{s})$	$- 0,29 \bar{s} + 0,06 \bar{s}^2$	$- 0,97 \bar{s} + 0,38 \bar{s}^2$
$C(\bar{s})$	$1,0 + 0,59 \bar{s} + 0,05 \bar{s}^2$	$2,0 + 0,59 \bar{s} + 0,05 \bar{s}^2$
D	1	0

et

$$\begin{aligned}
 D_{u_v}^{\pi^+} &\equiv D_{d_v}^{\pi^-} & : A(\bar{s}) &= A'(\bar{s})/2 & ; \text{ signe } (+) \\
 D_{u_v}^{\pi^-} &\equiv D_{d_v}^{\pi^+} & : A(\bar{s}) &= A'(\bar{s})/2 & ; \text{ signe } (-) \\
 D_{u_s}^{\pi^+} &\equiv D_{d_s}^{\pi^-} & : A(\bar{s}) &= A'(\bar{s}) & ; \text{ signe } (-) \\
 D_g^{\pi^+} &\equiv D_g^{\pi^-} & : A(\bar{s}) &= A'(\bar{s})
 \end{aligned}$$

La fonction de fragmentation du gluon, quoiqu'évoluant de façon diverse en Q^2 par rapport à celle de la mer, se comporte comme celle-ci pour $Q^2 = Q_0^2$. Elle est la moins bien connue de toutes les distributions dont on a besoin et de ce fait responsable de la plus grande incertitude dans les calculs des sections efficaces inclusives. C'est pourquoi nous avons été amenés à définir une autre, plus dure, et à comparer les prédictions théoriques utilisant l'une ou l'autre aux données expérimentales (cf. V-A-2.2).

La paramétrisation alternative est:

$$z D_g^\pi(z, Q^2) = \frac{1}{3} (1-z)$$

c'est-à-dire qu'elle s'obtient posant $A = 1/3$, $B = D = 0$ et $C = 1$ dans l'expression générale.

CHAPITRE V
RESULTATS EXPERIMENTAUX. COMPARAISON AVEC LA THEORIE

V-A LES SECTIONS EFFICACES INCLUSIVES DE PIONS CHARGES

Ce chapitre a pour but la présentation de tous nos résultats expérimentaux. On commencera par les sections efficaces inclusives de hadrons chargés. La contribution VDM n'étant pas calculable théoriquement, on fera en premier lieu la comparaison de nos données en π^- incident avec des résultats précédents paramétrisés suivant l'expression I-3. Après avoir constaté un accord satisfaisant, on utilisera cette même paramétrisation dûment normalisée en tant que contribution VDM pour la comparaison avec nos données en photoproduction. On constatera qu'elle ne les décrit pas, tant en pente qu'en normalisation. Cependant, en ajoutant la contribution QCD représentée par le calcul de l'ensemble des termes exposés au chapitre IV, on retrouvera un excellent accord avec nos données. Finalement, on soustrait VDM à nos distributions expérimentales et on les présente avec les prédictions théoriques utilisant différentes fonctions de fragmentation du gluon comme ingrédients. Une table de sections efficaces est aussi disponible.

Viendra ensuite une étude sur les saveurs des hadrons (h) pilotes, dans les limites des plages d'identification du Cerenkov (cf. II-A-6.6). On présentera les rapports π/h , $(K + p)/h$, $(\pi + K)/h$ et p/h , ainsi que ces mêmes rapports séparés en fonction de la charge électrique de la trace pilote, que l'on comparera avec d'autres résultats expérimentaux. Enfin, une analyse sur l'asymétrie de charge $(N^+ + N^-) / (N^+ + N^-)$ tenant compte des différentes saveurs sera menée, dans le but de faire son estimation en π et de la comparer aux prédictions théoriques.

L'analyse des sections efficaces inclusives de hadrons chargés tant en photoproduction qu'en hadroproduction est réalisée à l'aide de l'expression suivante:

$$\frac{\Delta N^{AN \rightarrow hX}}{\Delta p_L \Delta p_T} = a(p_L, p_T) \cdot \epsilon \cdot f \cdot s_A \cdot \sum_{E_A} \frac{E}{2\pi p_T} \frac{\Delta \sigma^{AN \rightarrow \pi X}(E_A)}{\Delta p_L \Delta p_T} \cdot n(E_A)$$

où:

E, p_L, p_T sont l'énergie et les impulsions longitudinale et transverse du hadron pilote de l'événement;

$\Delta N / \Delta p_L \Delta p_T$ représente le nombre d'événements mesurés dans une case $(\Delta p_L, \Delta p_T) = (10, 0,2) \text{ GeV}^2/c^2$;

$a(p_L, p_T)$ est le résultat dans l'espace (p_L, p_T) de l'étude combinée, pour chaque trace pilote d'impulsion $\vec{p} = (p_L, -p_T)$, de l'acceptance (tenant compte de la géométrie de l'appareillage et de la conception du système de déclenchement, cf. III-C-1) et de l'efficacité de détection, produit des efficacités de chaque cellule des détecteurs de notre trigger par elle traversées (cf. III-C-2.1);

ε est l'efficacité électronique mesurée (voir III-C-2.2);

f est un facteur convertissant les sections efficaces inclusives $\sigma(AN \rightarrow \pi X)$ dont on dispose en celles $\sigma(AN \rightarrow hX)$ dont on a besoin (voir plus bas);

s_A est la sensibilité de l'expérience tant en photoproduction, s_γ , qu'en hadroproduction, s_π (cf. III-C-4);

$\frac{E}{2\pi p_T \Delta p_L \Delta p_T} \frac{\Delta \sigma(E_A)}{\Delta \vec{p}} = \frac{E \Delta \sigma(E_A)}{\Delta \vec{p}}$ représente la section efficace différentielle invariante de Lorentz à l'énergie E_A du projectile calculée théoriquement pour $\gamma N \rightarrow \pi^+ X$ ou paramétrisée (voir ci-dessous) pour $\pi^- N \rightarrow \pi^0 X$;

$n(E_A)$ est la fraction des photons incidents ($A = \gamma$) du spectre de la figure II-3.a contenus entre E_γ et $E_\gamma + \Delta E_\gamma$, que l'on convolue avec les sections efficaces calculées à l'énergie E_γ ; quand $A = \pi^-$, la convolution se fait avec une distribution telle que $\langle E_{\pi^-} \rangle = 70$ ou 90 GeV et déviation standard $\sigma_{\pi^-} = 7 \text{ GeV}$.

En raison de la grande précision de mesure de l'impulsion de la trace pilote (cf. paragraphe III-C-3 et Fig. III-12), aucune fonction d'étalement ne sera évaluée.

V-A-1 Résultats sur la photoproduction:

Notre prise de données concernant la hadroproduction de hadrons chargés, $\pi^- N \rightarrow h^+ X$, a été réalisée à $\pi^- = 70$ et 90 GeV et totalise à peine $0,9 \text{ K}$ événements ayant $p_T(h) < 2,1 \text{ GeV}/c$ (cf. Table III-1). Cette statistique

étant faible, notamment du point de vue doublement différentiel, et puisqu'il nous faut trouver une paramétrisation pouvant décrire la composante hadronique du photon (VDM) de façon à pouvoir extraire sa contribution ponctuelle, nous avons effectué la comparaison de nos données en π^- incident avec celles d'une expérience précédente (réf. DON77) dont la plus large statistique a permis à ses auteurs de choisir une paramétrisation convenable dans un domaine cinématique très étendu ($0 < x_L < 0,8$; $0,2 < x_T < 0,6$).

V-A-1.1 Choix de la paramétrisation:

En effet, l'expérience citée a étudié les collisions de faisceaux de π^- et π^+ d'énergie $E_\pi = 100$ GeV (entre autres) sur une cible d'hydrogène de façon à mesurer les sections efficaces inclusives de π^0 à grande impulsion transverse. La paramétrisation de leurs données a la forme

$$\frac{Ed\sigma}{d\vec{p}} = \frac{A}{(p_T^2 + m^2)^N} (1 - x_D)^F, \quad (V-2)$$

$$x_D = ((x_L - x_0)^2 + x_T^2)^{1/2}, \quad x_L = 2p_L/\sqrt{s}, \quad x_T = 2p_T/\sqrt{s}$$

avec:

$\pi^{+-} p \rightarrow \pi^0 X$ $E_\pi = 100, 200$ GeV	A ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	F	x_0	N	m^2 (GeV/c^2) ²
π^-	$113 \cdot 10^2$	3,13	0,14	5,06	0,97
π^+	$102 \cdot 10^2$	3,29	0,14	5,00	0,95

On note que la forme retenue pour cette paramétrisation suit de près l'expression générale obtenue à l'aide des seules règles de comptage (voir expression I-3), le coefficient x_0 n'étant différent de zéro que dans les interactions πp ¹ ; ceci est dû au fait qu'en moyenne les quarks de valence du π ont un plus grand x que ceux du proton.

V-A-1.2 Correction due aux effets nucléaires:

De façon à pouvoir vérifier si cette paramétrisation décrit nos résultats en pioproducton, ceux-ci étant obtenus au moyen d'une cible de ${}^6\text{Li}_3$, nous lui avons appliqué une correction due aux phénomènes suivants:

- à l'effet d'ombre que les nucléons des noyaux composites imposent les uns aux autres vis-à-vis de l'interaction de l'un d'entre eux avec le projectile; il mène à la constatation expérimentale que la section efficace due à la diffusion d'un hadron sur un noyau de A nucléons est plus petite que A fois celle ayant lieu avec un noyau d'hydrogène, c'est-à-dire que

$$\sigma({}^6\text{Li}) / \sigma(\text{H}) = A^\alpha = 6^\alpha, \quad 2/3 < \alpha < 1 \quad ;$$

- au fait établi plus récemment que l'exposant α n'est pas une constante mais plutôt une fonction du p_T du hadron final: $\alpha = \alpha(p_T)$, dépendant notamment de sa nature.

En effet, ces deux aspects ont été étudiées expérimentalement de façon détaillée dans des interactions $\pi^- N \rightarrow h^+ X$ ($N = \text{H, Be, Cu, W}$ et $h = \pi^+, K^+, p, \bar{p}$) à l'énergie incidente de $E_\pi = 200$ GeV (réf. FRI83). Une paramétrisation simple de cette correction concernant le processus $\pi^- {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ X$ a pu en être déduite, de la forme:

$$\alpha = 0,6835 + 0,2075 p_T - 0,02548 p_T^2 \quad . \quad (\text{V-3})$$

¹ Les mêmes auteurs ayant aussi mesuré des interactions pp , y ont trouvé une valeur de x_0 compatible avec zéro.

On note que la diminution de la section efficace due au seul effet d'ombre ($\alpha = \alpha(p_T=0)$) est proche de la valeur de $2/3$ représentant la limite du modèle du disque noir et que la dépendance en p_T contrarie cet effet de telle façon que α varie entre 1 et 1,1 dans la plage qui nous concerne ($2 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$). Tout ceci nous mène à faire une correction en $A^{\alpha(p_T)-1}$ induisant une variation de la section efficace par nucléon (paramétrisée par l'expression V-2) de 3% ($p_T = 2 \text{ GeV}/c$) à 20% ($p_T = 4 \text{ GeV}/c$).

L'explication physique de cette croissance de la section efficace avec le p_T du hadron de l'état final reste ouverte. Cependant, deux types de modèles ont été proposés dans la littérature, les uns se basant sur la diffusion multiple subie par le hadron avant de quitter le noyau composite (voir, par exemple la réf. KRZ79), les autres sur l'existence de clusters de nucléons dans le noyau composite menant à des fonctions de structure non nulles au-delà de $x = 1$ (voir réf. GOD85). Aucune modification d'échelle n'a été donc introduite dans l'expression V-3, obtenue pourtant à une énergie de faisceau supérieure à la nôtre, les modèles du premier type favorisant p_T comme variable d'échelle, ceux du seconde suggérant x_T .

V-A-1.3 Résultats:

L'expression V-2, corrigée à l'aide de V-3, et dont les valeurs des paramètres sont stables, d'après les auteurs, sur un domaine très étendu d'énergies incidentes, a été donc utilisée pour des faisceaux incidents d'énergies moyennes de $\langle E_{\pi^-} \rangle = 70$ et 90 GeV et déviation standard $\sigma = 7 \text{ GeV}$, le bon accord entre cette paramétrisation et nos résultats en pioproduction ayant été vérifié de façon indépendante à chaque énergie.

On reporte sur la figure V-1 en fonction de p_L et p_T de la trace pilote la totalité de nos distributions expérimentales, auxquelles on a superposé la paramétrisation en question transformée en nombre d'événements par l'application de l'expression V-1. Sur la figure V-2 leurs rapports sont montrés.

Pour ce faire, un facteur de conversion des sections efficaces $\sigma(\pi^- N \rightarrow \pi^0 X)$ dont on dispose dans les sections efficaces $\sigma(\pi^- N \rightarrow h^+ X)$ que nous mesurons, a été fixé à $f = f_1 \times f_2 = 2 \times 1,5 = 3$, f_1 traduisant l'égalité suivante due à la symétrie d'isospin:

$$\sigma(\pi^- N \rightarrow \pi^+ X) + \sigma(\pi^- N \rightarrow \pi^- X) = 2 \cdot \sigma(\pi^- N \rightarrow \pi^0 X),$$

f_2 tenant compte du rapport de production des différentes saveurs:

$$\sigma(\pi^- N \rightarrow hX) / \sigma(\pi^- N \rightarrow \pi X) = 1,5 \pm 0,15 \quad .$$

On reviendra largement sur la justification de la valeur choisie pour f_2 au paragraphe V-B-1 .

V-A-2 Résultats de la photoproduction:

V-A-2.1 Paramétrisation de VDM:

Nous sommes à présent en mesure d'étudier la photoproduction de particules chargées à grande impulsion transverse. Pour cela, il faut normaliser la paramétrisation V-2 de façon à ce qu'elle puisse décrire le comportement hadronique du photon (VDM). Ceci est réalisé par le rapport des sections efficaces inélastiques en photoproduction (réf. CAL78) et en pioproduction (réf. COM83):

$$A = \sigma(\gamma N) / \sigma(\pi N) = 103,8 / 205000 \quad .$$

On prend donc comme section efficace VDM la relation (cf. paragraphe I-B):

$$\sigma^{\text{VDM}} = 1/2 \cdot A \cdot [\sigma(\pi^+ N) + \sigma(\pi^- N)] \quad , \quad (\text{V-4})$$

où la paramétrisation V-2 avec les valeurs pour π^+ et π^- incidents de la Table annexe est utilisée.

V-A-2.2 Résultats; comparaison avec QCD:

Sur la figure V-3 sont reportés nos distributions expérimentales en photoproduction, en fonction de p_L et p_T de la trace pilote. En pointillés sont

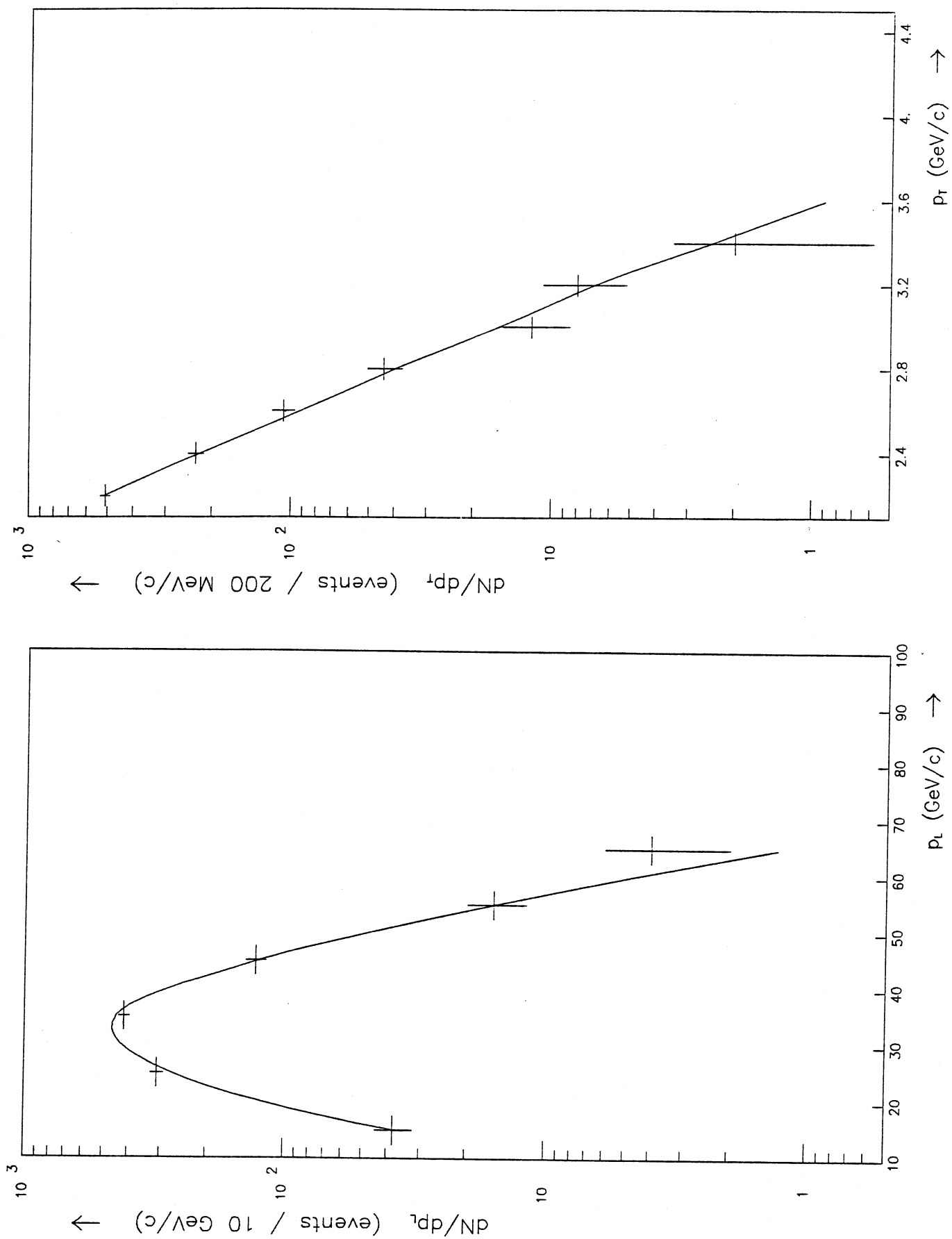


Fig. V-1

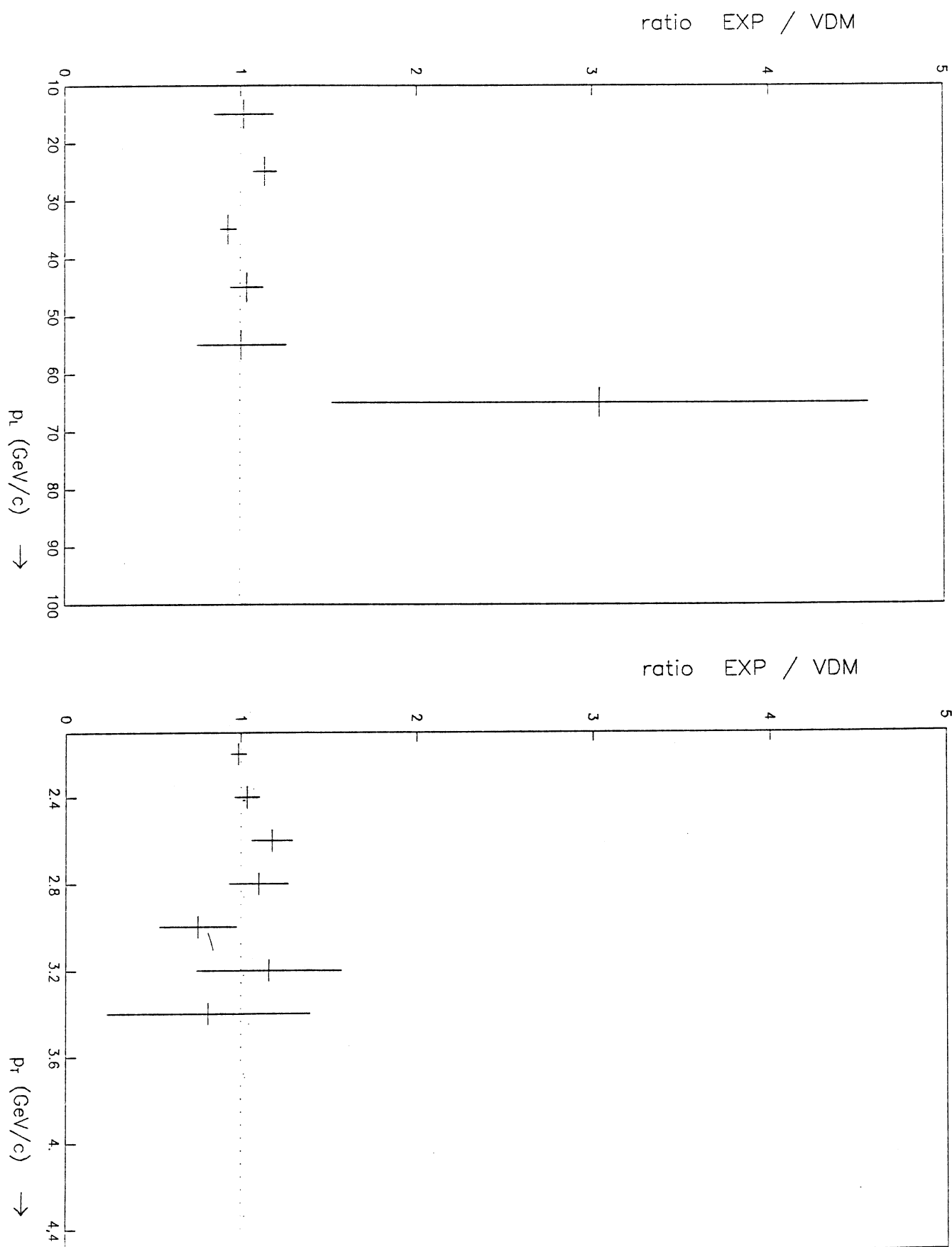


Fig. V-2

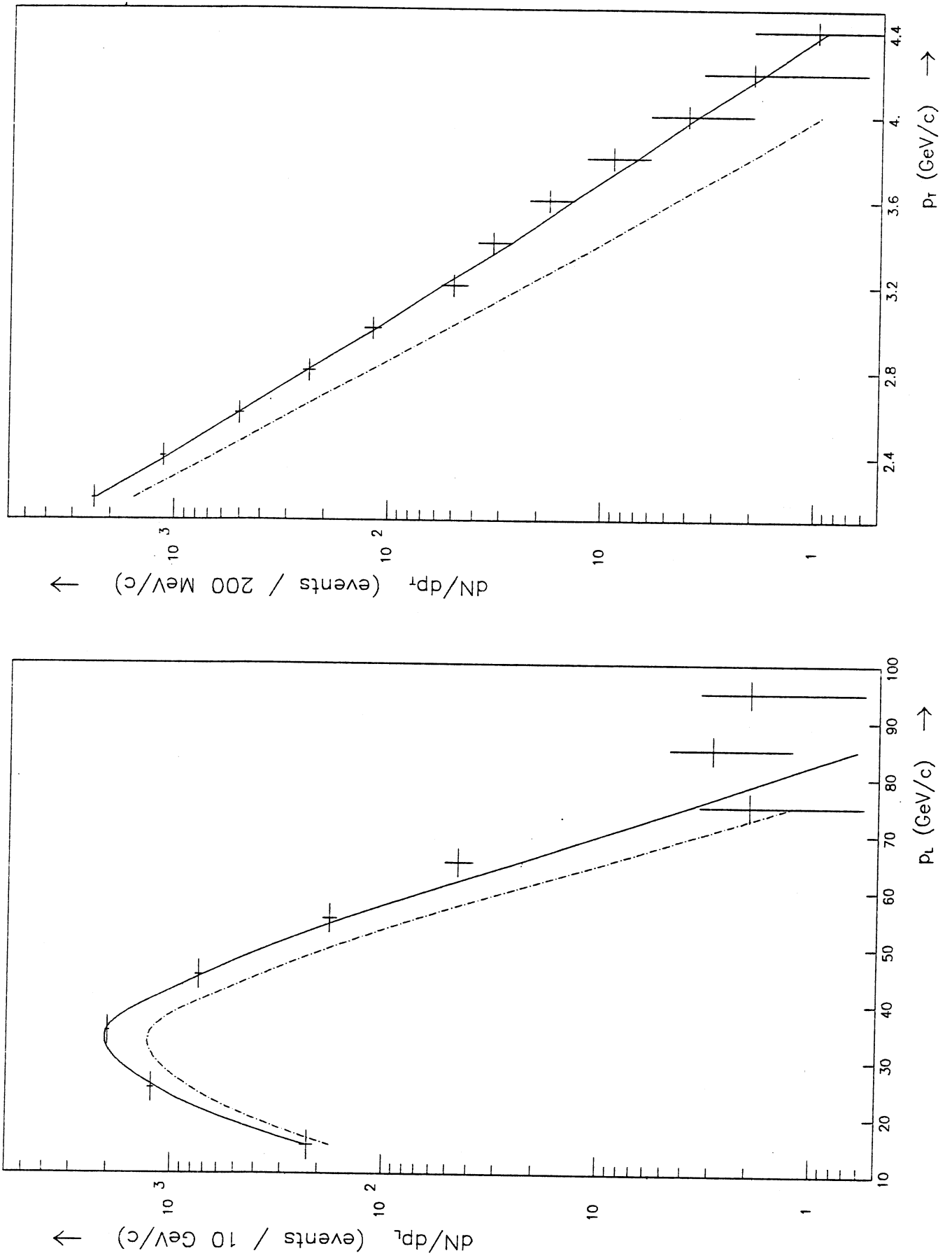


Fig. V-3

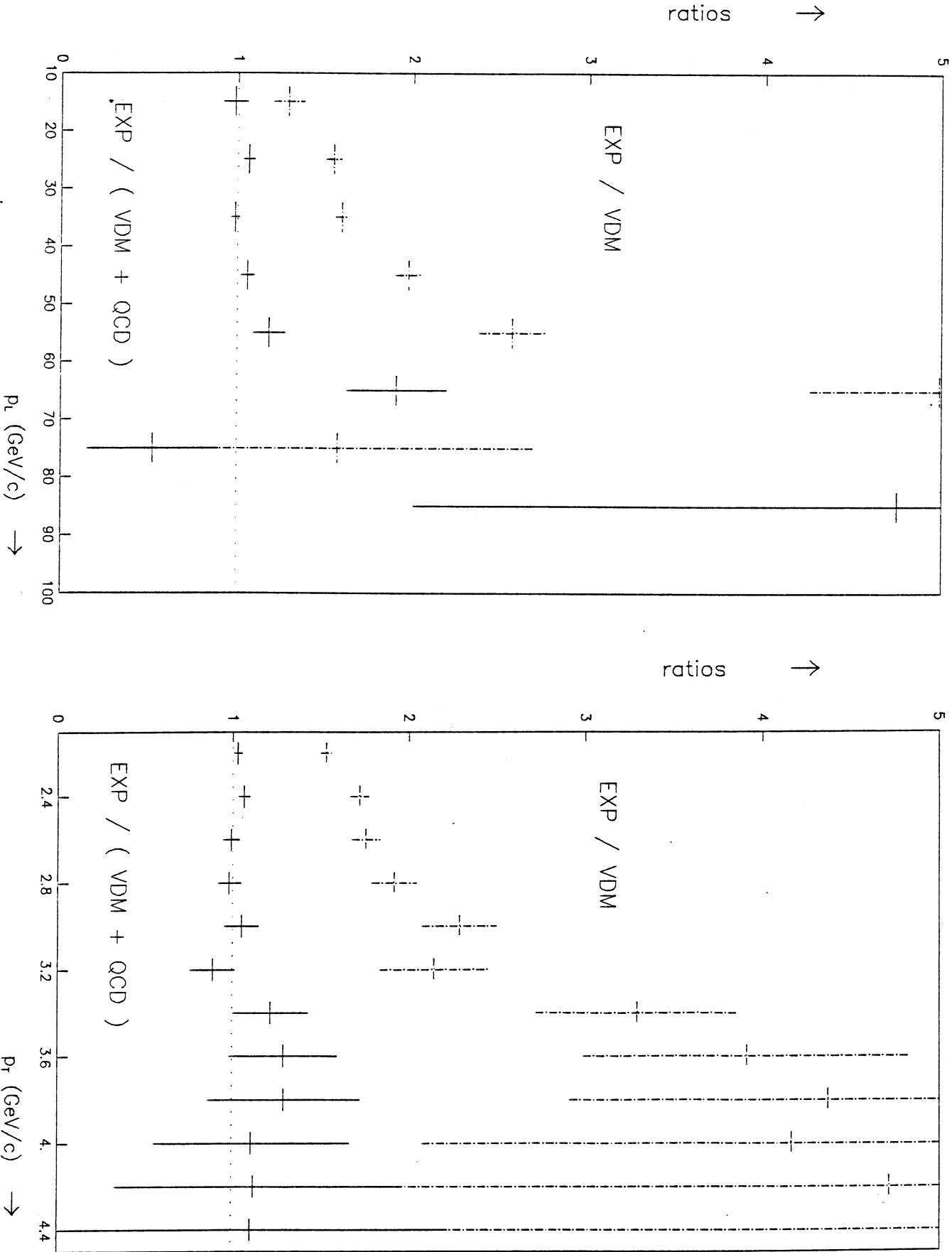


Fig. V-4

montrées les distributions VDM obtenues à l'aide de l'expression V-4 dûment convoluée par le spectre d'énergie des photons incidents (voir Fig. II-3.a) et transformés par l'application de V-1. On constate clairement que la composante hadronique du photon ne traduit pas, ni en pente ni en normalisation, les données expérimentales.

En lui additionnant le résultat des calculs théoriques au 2^{ème} ordre QCD concernant la composante ponctuelle du photon (incluant sa fonction de structure perturbative, PSF), traité de la même façon, on obtient les distributions en traits pleins de la même figure qui décrivent de façon remarquable, en p_L et en p_T , nos données en photoproduction. La figure V-4 montre les rapports entre nos valeurs expérimentales et les distributions VDM (en pointillés) et VDM+QCD (en traits pleins); le différent comportement des pentes est manifeste.

La fonction de fragmentation du gluon est certainement l'ingrédient responsable de la plus grande incertitude des calculs théoriques. Nous avons pris pour cette analyse la fonction dure décrite au paragraphe IV-B-3. Afin de mieux mettre en évidence ces questions liées à la fiabilité des résultats théoriques, on a extrait des données la contribution ponctuelle (ainsi que la partie PSF) en lui soustrayant la contribution VDM, de façon à pouvoir la comparer aux calculs QCD utilisant soit l'une soit l'autre des fonctions de fragmentation du gluon (molle et dure, cf. IV-B-3). Les figures V-5 et V-6 montrent ces comparaisons, les points en traits pleins concernant la fragmentation dure du gluon, ceux en pointillés se référant à la fragmentation molle. Les barres d'erreur sont statistiques, les crochets indiquant les erreurs systématiques résultantes de la normalisation. Cette incertitude expérimentale étant comparable aux écarts entre les deux prédictions, notamment dans les régions cinématiques où les erreurs statistiques sont petites, aucun choix ne peut être arrêté.

Nous avons vu que les contributions relatives des différents termes menant à la section efficace inclusive en photoproduction varient selon le choix des échelles (cf. paragraphe IV-A-2). Elles ont été montrées pour les valeurs utilisées dans cette analyse $Q_i^2 = p_T^2$, et $\Lambda_{\overline{MS}} = 200$ MeV dans la figure IV-2.

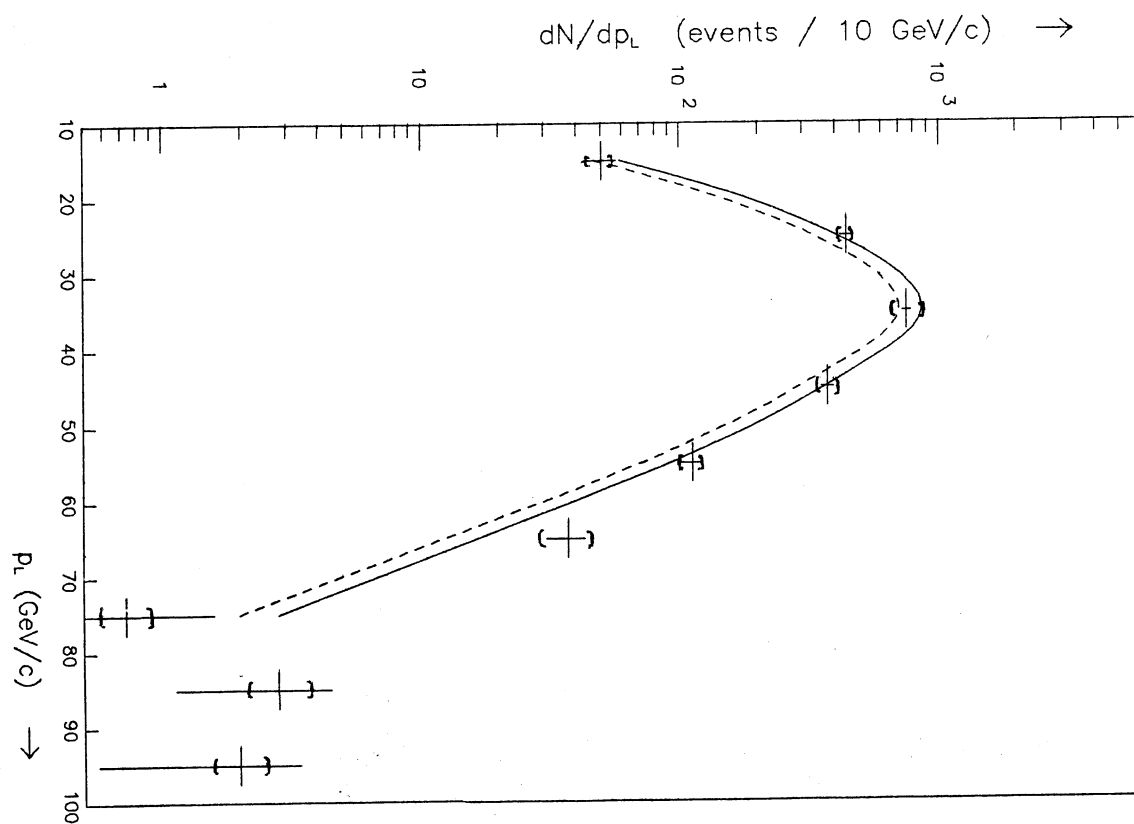
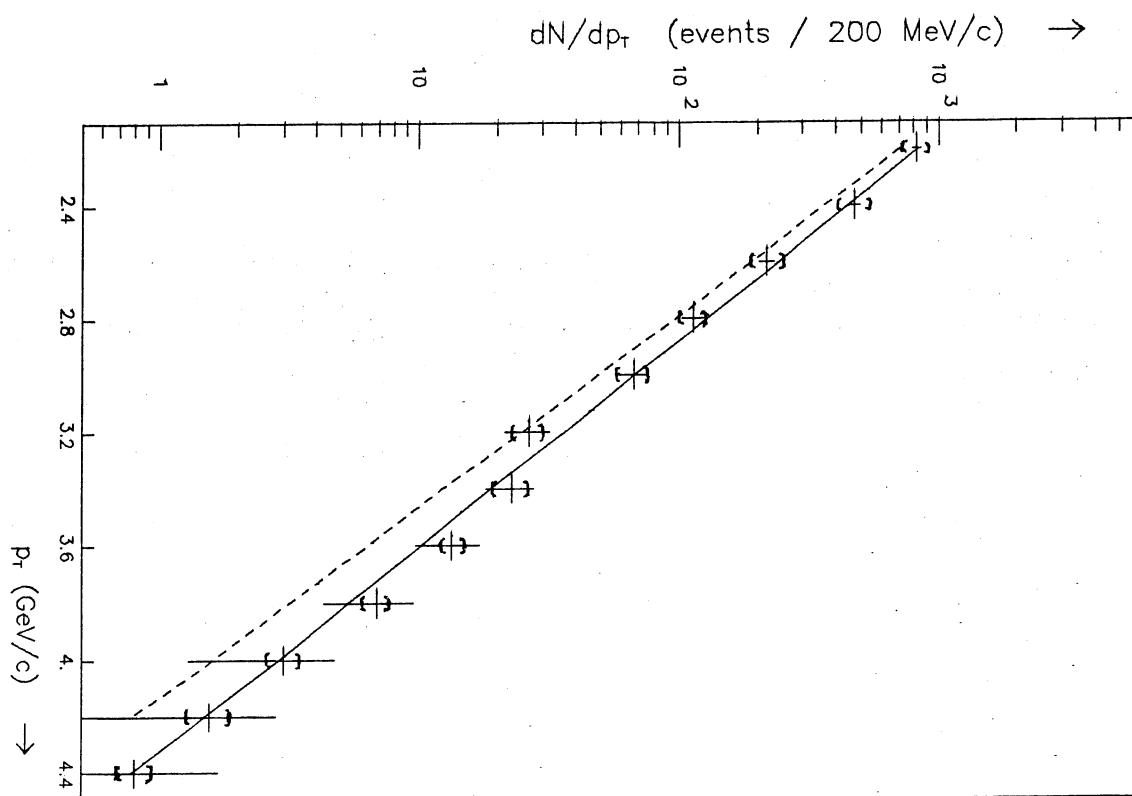


Fig. V-5



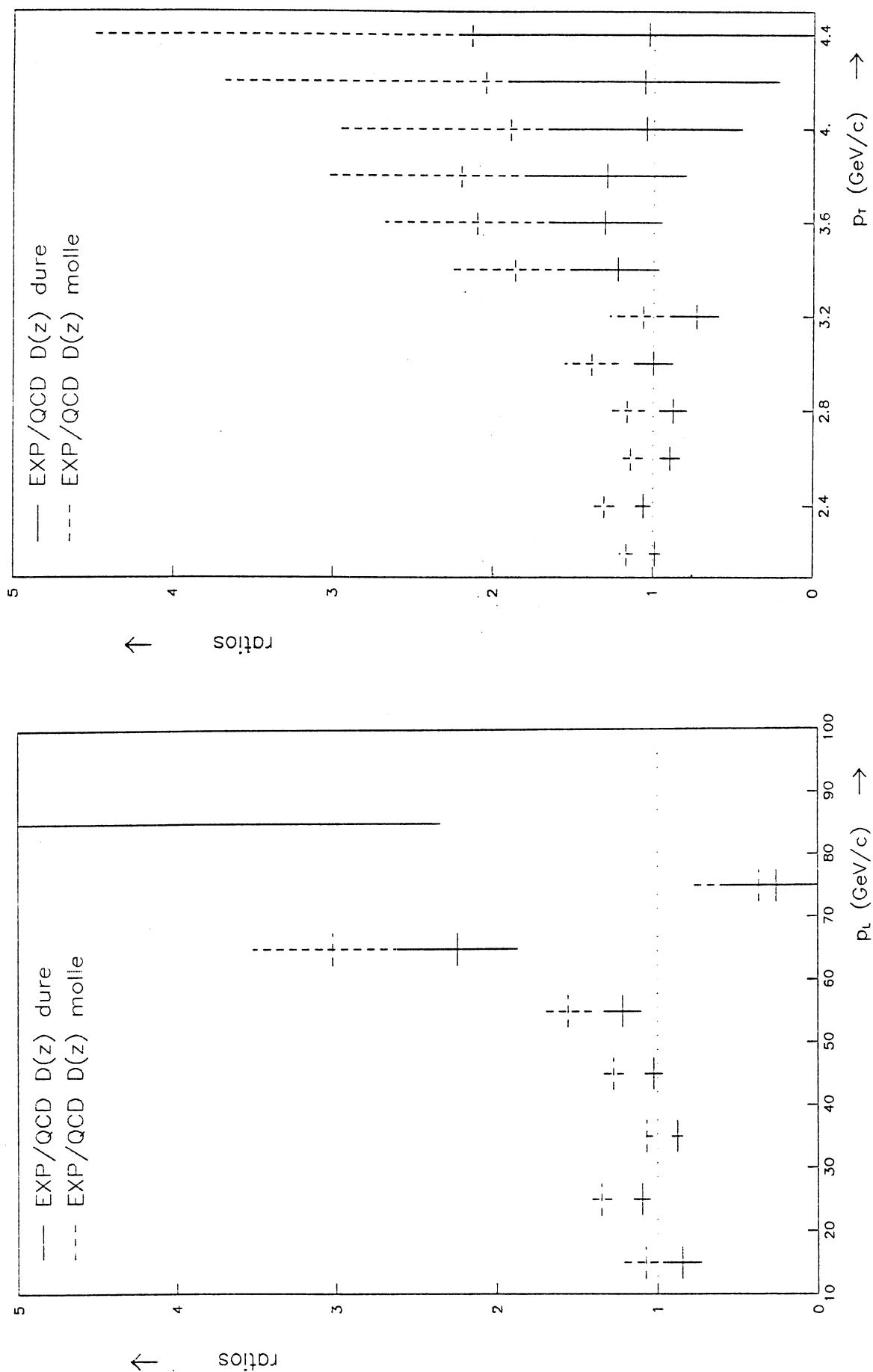


Fig. V-6

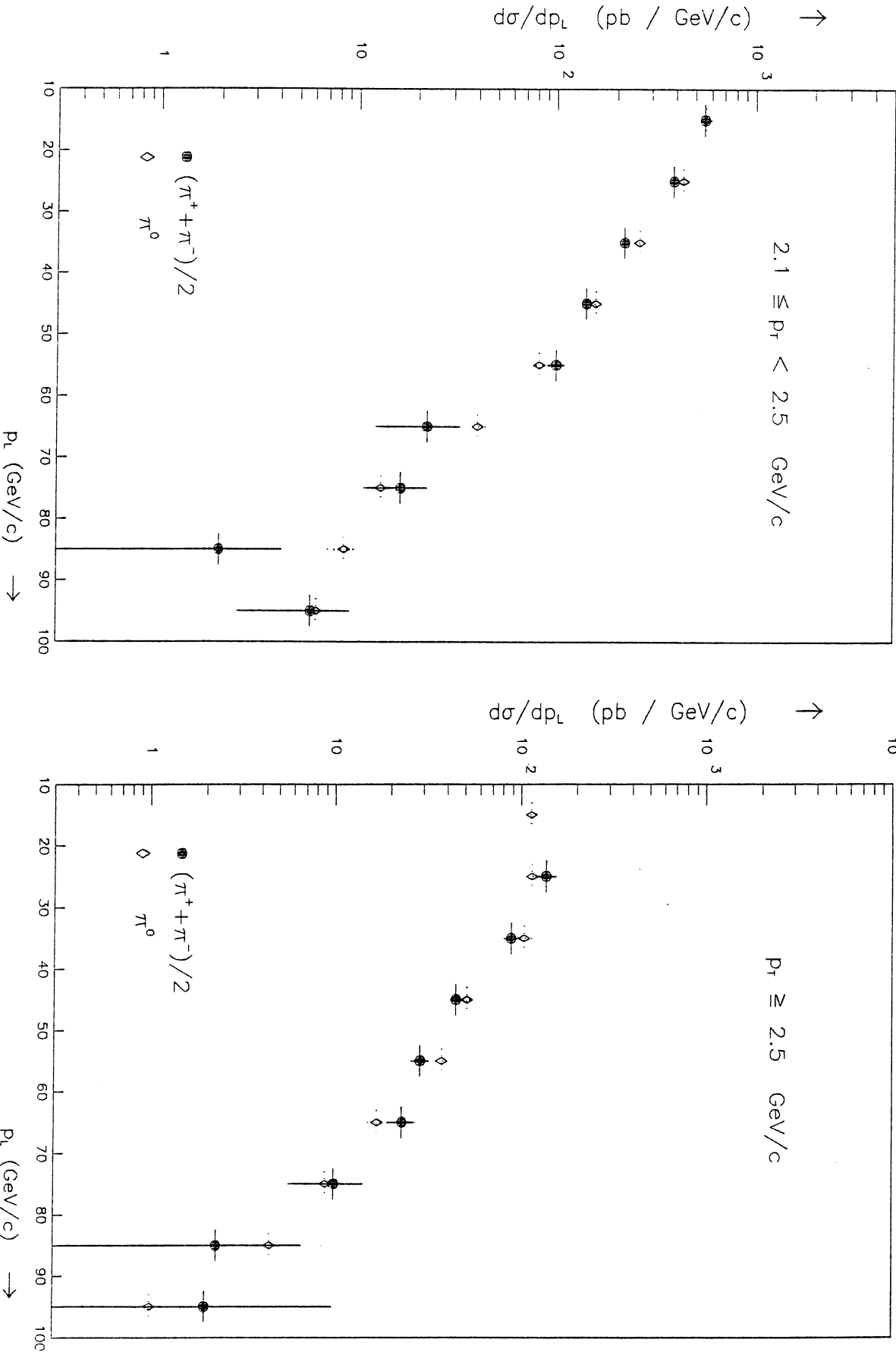


Fig. V-7

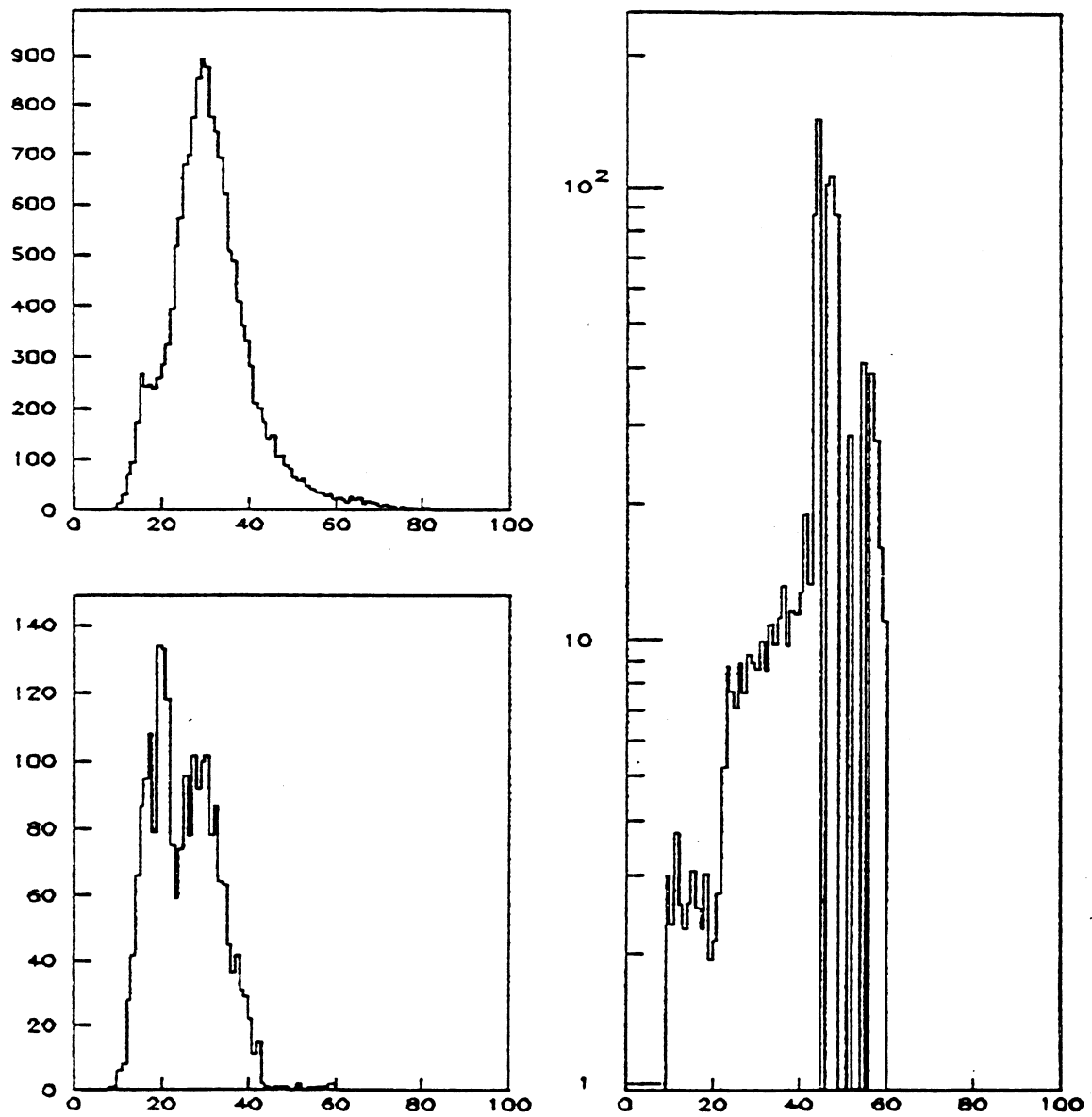


Fig. V-8

Il est aisé, en inversant l'expression V-1, de remonter aux sections efficaces inclusives de pions chargés. Ces résultats, tenant toujours en compte le spectre d'énergie des photons incidents, sont présentés en unités de $\text{pb}/(\text{GeV}/c)^2$ sur la table V-1. Les valeurs se reportant aux crochets sont obtenues à partir de cases (p_L, p_T) de largeur double ou triple en p_T .

Une comparaison de nos résultats à ceux de la photoproduction de π^0 ² est faite: la figure V-7 montre ces sections efficaces en fonction de p_L pour deux plages de p_T du hadron pilote: $2,1 < p_T < 2,5$ et $p_T > 2,5 \text{ GeV}/c$. L'accord est obtenu dans les incertitudes expérimentales.

Ces résultats viennent d'être publiés (voir réf. BAR86).

V-B RAPPORTS DE SAVEUR ET ASYMETRIES DE CHARGE

L'analyse concernant la nature des hadrons pilotes de nos événements est étroitement liée à celle de leurs asymétries de charge. Notre but étant une comparaison des asymétries avec les prédictions théoriques de QCD, il nous faut diviser les hadrons en catégories de façon à être le moins tributaire possible des propriétés de fragmentation, notamment de celles mal connues, comme c'est le cas de la production de p et $\bar{p}$.

Cet étude n'a pas été réalisée directement sur le nombre brut de traces appartenant à chaque saveur. En effet, d'éventuels biais différentiels peuvent être produits si l'on ne considère pas les caractéristiques des acceptances et des efficacités. Ainsi, les acceptances ne sont indépendantes du signe des traces pilotes qu'à condition de rejeter les 10% d'événements dans lesquels les clusters dans la chambre à damiers par elles créés ne sont pas de

² Il s'agit de la production inclusive de hadrons neutres, menée de façon autonome par chacun des trois calorimètres électromagnétiques de NA14 (OLGA, ILSA et la COURONNE), tant au niveau du déclenchement que du développement des programmes d'analyse. Une publication regroupant leurs résultats est déjà disponible (réf. AST85); pour un aperçu approfondi consulter les références WOR84 et BLO85.

TABLE V-1: Sections efficaces inclusives de π chargés

$\langle p_L \rangle$	15	25	35	45	55	65	75	85	95
$\langle p_T \rangle$									
2,2	3662 ± 255	2730 ± 94	1402 ± 42	956 ± 57	655 ± 79	225 ± 71	61,7 $\pm 20,6$		29,3 $\pm 17,0$
2,4	1875 ± 279	1155 ± 68	778 ± 32	452 ± 31	344 ± 43	--			
2,6		679 ± 62	372 ± 24	198 ± 17	133 ± 24	102 ± 29			
2,8		366 ± 54	188 ± 19	96,2 $\pm 11,6$	83,0 $\pm 15,7$	34,5 $\pm 13,2$	24,3 $\pm 10,9$		
3,0		178 ± 48	127 ± 19	66,3 $\pm 9,8$	38,9 $\pm 9,2$	39,4 $\pm 13,5$			
3,2		81,1 $\pm 40,5$	38,7 $\pm 12,4$	44,2 $\pm 8,2$	11,0 $\pm 4,5$	15,0 $\pm 7,5$			
3,4				18,9 $\pm 6,0$	9,9 $\pm 4,0$	10,4 $\pm 5,7$	11,5 $\pm 4,3$		
3,6			38,5 $\pm 10,8$	17,1 $\pm 7,0$	8,1 $\pm 4,0$	12,2 $\pm 6,1$			
3,8									
4,0					2,4 $\pm 1,4$	6,6 $\pm 3,5$			
4,2									
4,4							10,0 $\pm 7,2$		

taille unitaire (cf. paragraphes II-C-2.2 et III-C-1.2). Les efficacités des

éléments de chaque détecteur du trigger peuvent aussi induire des effets différentiels dans le plan (p_L, p_T) , notamment pour ce qui est des asymétries. On a donc pondéré chaque trace pilote par le produit des efficacités locales de chaque élément par elle traversé (cf. paragraphe III-C-2.1).

V-B-1 Rapports de saveur:

Le Cerenkov à seuil de NA14 nous a permis l'identification des hadrons pilotes dans certains domaines de leurs impulsions (cf. paragraphe II-A-6.6). Mais il se trouve que la majeure partie de la statistique (61,5%) est concentrée dans la région $23 < p < 39$ GeV/c, où il y a mélange de π et de K, seuls les protons pouvant en être départagés. Le lot concernant la région des faibles impulsions ($p < 19$ GeV/c), où les pions sont définis sans ambiguïté, ne constitue que 3,5% du total. Pour les grandes impulsions ($p > 43$ GeV/c), région où aucune séparation ne peut être réalisée, on a à peine 15%. Les 20% restants ne peuvent pas être pris en considération car ils se situent autour des seuils des kaons et des protons, l'efficacité d'identification y évoluant de 0% à 99,5%. Sur la figure V-8 on montre, en fonction de l'impulsion, les distributions des traces pilotes ayant ou non déclenché le Cerenkov, ainsi que le pourcentage du total pour les premières; on voit clairement les seuils des k et des p.

Afin de nous en servir pour l'étude de l'asymétrie de charge des pions pilotes, nous avons mené l'analyse des abondances relatives des hadrons (h) ayant allumé (lit) ou non (nol) le Cerenkov, tenant en compte leur charge électrique. Faute de statistique, ces résultats sont regroupés en quatre zones d'impulsion et présentés dans la table V-2.

On remarque que les kaons ne sont isolés dans aucune plage d'impulsion. Nous pouvons toutefois estimer leur abondance relative autour de $p \sim 21$ GeV/c en faisant la soustraction

$$\begin{aligned} \text{nombre de } \pi \text{ ou K} & - \text{nombre de } \pi \\ (23 < p < 31) & \quad (p < 19) \end{aligned}$$

ce qui nous mène à:

$$(K/h)^+ = 20\% \quad (K/h)^- = 10,5\% \quad (K/h)^{\text{tot}} = 16,5\%$$

TABLE V-2: Abondances des hadrons pilote en fonction de leur charge

	$p < 19$	$23 < p < 31$	$31 < p < 39$	$p > 43$
$(\text{lit} / h)^+$	$65 \pm 13 \%$	$85 \pm 5 \%$	$86,3 \pm 4 \%$	$99,4 \pm 0,6 \%$
$(\text{lit} / h)^-$	$82 \pm 17 \%$	$92,6 \pm 6 \%$	$93,6 \pm 4 \%$	$99,6 \pm 0,4 \%$
$(\text{lit} / h)^{\text{tot}}$	$72 \pm 10 \%$	$88,5 \pm 4 \%$	$89,5 \pm 3 \%$	$99,5 \pm 0,4 \%$
type de h	π	π ou K	π ou K	π ou K ou p
$(\text{lit} / h)^+$	$35 \pm 6 \%$	$15 \pm 2 \%$	$13,7 \pm 2 \%$	—
$(\text{lit} / h)^-$	$18 \pm 5 \%$	$7,4 \pm 1 \%$	$6,4 \pm 1 \%$	—
$(\text{lit} / h)^{\text{tot}}$	$28 \pm 4 \%$	$11,5 \pm 1 \%$	$10,5 \pm 1 \%$	—
type de h	K ou p	p	p	—

En fait, la stabilité de toutes les valeurs de la table V-2 entre 23 et 39 GeV/c nous permet de considérer les chiffres attribués aux kaons comme pratiquement constants dans tout le domaine cinématique. Ceci est confirmé notamment par l'expérience de pioproduction de la référence FR183 où, pour des valeurs de $x_T = 2.p_T/\sqrt{s}$ de l'ordre de 0,3 à 0,4 (donc semblables aux nôtres), les abondances relatives en kaons et protons se maintiennent approximativement égales à 0,22 et 0,11, respectivement, dans toute la région d'impulsion du hadron pilote équivalente. C'est-à-dire, le rapport π/h vaut selon ces auteurs 0,67, en accord avec notre valeur de 0,72 (entachée toutefois d'une plus grande erreur). C'est pourquoi on a retenu la valeur de 1,5 pour le facteur f_2 , dont on s'est servi dans l'analyse des sections efficaces pour faire la conversion $\sigma(\text{AN} \rightarrow \pi X) \rightarrow \sigma(\text{AN} \rightarrow hX)$. Il convient de signaler que d'autres expériences, étudiant des réactions aussi différentes que la muoproduction ou l'annihilation $e^+ e^-$ (réfs. ARN85 et AIH84), présentent pour le même domaine en $x_L = 2.p_L^*/\sqrt{s}$, quoique pour des valeurs en x_T plus faibles, des rapports K/h

et p/h compatibles. L'ensemble de ces résultats semble montrer que ces rapports sont une conséquence des propriétés de fragmentation des partons et qu'ils sont indépendants du processus analysé.

V-B-2 Asymétries de charge:

Les estimations concernant l'abondance relative des kaons en fonction de leur charge vont nous permettre d'inférer les asymétries des pions. En effet, on trouve comme asymétries des hadrons pilotes en fonction de leurs impulsions, calculées par l'expression $(N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$, les valeurs de la table V-3.

TABLE V-3: Asymétries des hadrons pilotes en fonction de l'impulsion

	$p < 19$	$23 < p < 31$	$31 < p < 39$	$p > 43$
Asymétrie(lit)	$4 \pm 9 \%$	$8,9 \pm 3,2 \%$	$9,7 \pm 2,7 \%$	$-1,1 \pm 5 \%$
type de h	π	π ou K	π ou K	π ou K ou p
Asymétrie(nol)	$38 \pm 10 \%$	$42,9 \pm 10,5 \%$	$48,4 \pm 9 \%$	--
type de h	k ou p	p	p	--

On note que l'asymétrie concernant les pions est positive et assez faible ($A_\pi = 4\%$); elle est entachée d'une erreur qui dépasse le double de sa valeur. Les protons possèdent, eux, une grande asymétrie ($A_p = 46\%$, en moyenne); si on l'extrapole vers la région $p < 19$ GeV/c en l'admettant stable, et prenant en considération nos taux moyens $p/h = 11\%$ et $k/h = 16,5\%$, mesurés ou estimés, on y obtient comme asymétrie des kaons la valeur $A_K = 33\%$.

On est à présent en mesure d'extraire les asymétries concernant les pions en fonction de l'impulsion, dans la région $23 < p_{\pi} < 39 \text{ GeV/c}$; nous basant sur les taux $\pi/h = 72\%$ et $K/h = 16,5\%$, ainsi que sur $A_{\pi} = 33\%$, on obtient:

	$23 < p < 31$	$31 < p < 39$
A_{π}	3,4 %	4,3 %

ceci démontrant que A_{π} se maintient faible, positive et de l'ordre de 4%, dans tout le domaine étudié.

Pour ce qui est de la dépendance en p_T des asymétries de charge des hadrons pilotes, nos résultats sont présentés dans la table V-4.

TABLE V-4: Asymétrie des hadrons chargés en fonction de p_T

		$1,9 < p_T < 2,3$	$2,3 < p_T < 2,7$	$p_T > 2,7$
$p < 19$	A_{π}	$4 \pm 9 \%$		
	$A_K + p$	$38 \pm 10 \%$		
$23 < p < 39$	$A_{\pi} + K$	$8,8 \pm 2,2 \%$	$11,9 \pm 3,5 \%$	$15 \pm 8,1 \%$
	A_p	$42,4 \pm 9 \%$	$49,4 \pm 11 \%$	$40 \pm 32 \%$

On remarque que le comportement de A_p en fonction de p_T suit de près celle en fonction de p : elle s'accroît moins de 20%, tant en p qu'en p_T . Par contre, $A_{\pi} + K$ augmente assez rapidement. Cependant, on signale dans la référence FRI83 que A_{π} est assez stable, même jusqu'à de grandes valeurs de

$x_T (\approx 0,5)$, tandis que A_K croît très nettement. Quoique les asymétries soient diverses pour de différentes réactions en étude, il est plausible qu'en photoproduction l'augmentation de $A_{\pi + K}$ avec p_T soit pratiquement due aux kaons. Dans ce cas de figure, A_{π} varierait très lentement étant, comme en impulsion, de l'ordre de 4%.

Ces valeurs des asymétries des hadrons pilotes, faibles et à peu près constantes, et dont leurs erreurs statistiques sont de l'ordre du phénomène à évaluer, semblent en accord avec les calculs théoriques développés au chapitre IV. La figure V-9 montre de tels calculs convolués par notre spectre d'énergie et incluant VDM (qui n'exhibe pas d'asymétrie).

Un travail théorique indépendant, effectué par les auteurs de la référence BEN86, considère l'effet des contributions dites de "higher twist" en photoproduction de hadrons à 90 GeV sur les asymétries de charge du mélange $\pi + K$ dans la région $20 < p < 40$ GeV/c. Aucune variation des asymétries des termes de "twist" minimum n'est prédite.

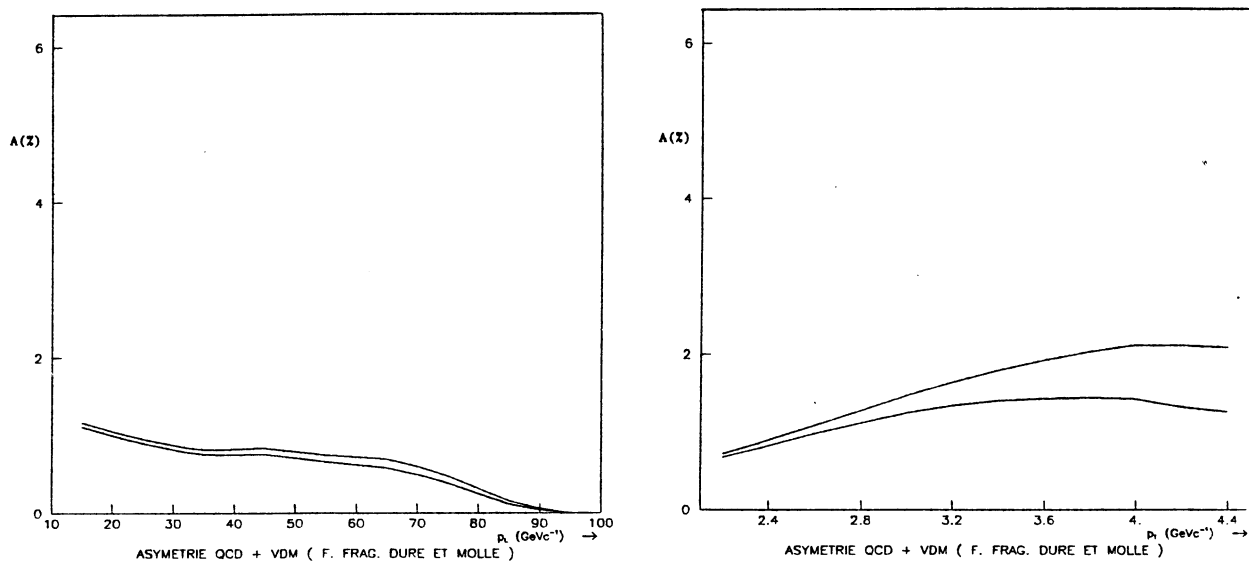


Fig. V-9

CONCLUSIONS

Nous avons mesuré les sections efficaces inclusives de production de pions chargés de grande impulsion transverse dans des collisions photon - $^6\text{Li}_3$, à l'aide d'un faisceau de photons de haute énergie et intensité et de grande pureté.

Nos résultats sont, tant en fonction du p_L que du p_T du hadron pilote, en excellent accord avec les calculs effectués dans le cadre de la QCD perturbative par les auteurs des références FON80 et AUR84 jusqu'au deuxième ordre en α_s . A cet effet, la composante VDM du photon, évaluée à l'aide de données prises dans les mêmes conditions expérimentales avec un faisceau de pions (et comparées à des expériences précédentes à plus grande statistique de façon à choisir une paramétrisation) et dûment normalisées, leur a été soustraite.

Cette comparaison a pu être menée à bien car:

- du point de vue expérimental, l'intensité et la pureté du faisceau, ainsi qu'un trigger sophistiqué, ont permis une accumulation suffisante de données de qualité;
- du point de vue théorique, d'une part le nombre de diagrammes à évaluer est réduit car il n'y a que deux graphes à l'ordre de Born (les gluons devant y être présents) et, d'autre part, l'effet du k_T intrinsèque reste limité en raison du couplage ponctuel du photon aux quarks.

Deux fonctions de fragmentation du gluon ont été utilisées comme ingrédients des prédictions théoriques se reportant aux sections efficaces inclusives, le choix de l'une d'entre elles s'avérant difficile, compte tenu des incertitudes expérimentales.

En ce qui concerne les asymétries de charge de l'état final inclusif, les prédictions des mêmes auteurs ont aussi été confirmées par nos mesures. Les valeurs de celles-ci sont petites (de l'ordre de 4%) et sans variation sensible tout au long de notre domaine cinématique.

Les abondances relatives des hadrons pilotes ont aussi été évaluées dans certaines régions cinématiques et se révèlent être les mêmes pour un ensemble de processus physiques différents, ceci suggérant qu'elles sont une conséquence des propriétés de fragmentation des partons.

En conclusion, ce travail confirme l'intérêt de la photoproduction à grande impulsion transverse comme processus d'élection pour mettre en évidence les développements de la Chromodynamique Quantique.

LEXIQUE

- REC-CD, REC-OV 2x14 récepteurs de ligne de 32 bits, chacun enregistrant soit une rangée horizontale de la chambre à damiers (CD), soit une ligne d'écaillés d'Olga Veto (OV).
- RAMA 14 matrices programmables de 32x32 entrées, effectuant la coïncidence entre une demi-ligne de la chambre à damiers et une de l'hodoscope OV.
- AIG 2x14 aiguillages entre les récepteurs de ligne et les matrices; elles transmettent au contrôleur de crate spécial (CREC-CD) l'information de la demi-ligne touchée.
- CREC-CD, CREC-OV contrôleurs de récepteur, remplaçant les habituels contrôleurs de crate; ils encodent le n° du damier et le n° de l'écaillé touchés et envoient cet information à la MEM.
- MEM mémoire contenant de façon préenregistrée, pour chacune des associations (n° de damier, n° d'écaillé), la prédiction des impacts dans l'hodoscope G1.
- WMEM, RMEM modules de chargement et de lecture du contenu de la MEM.
- CAB microprocesseur rapide contrôlant tous les autres modules de notre trigger; à chaque trigger final, il lit leurs contenus et fait une demande de lecture au DAC; il enmagasine des histogrammes de contrôle des événements en cours d'acquisition que l'on peut visualiser à tout moment; à travers lui, on peut aussi écrire et tester les unités électroniques.
- MEX mémoires externes, de 64 k, contrôlées par le DAC, où les événements sont accumulés pendant le "burst".
- DAC ordinateur central d'acquisition, PDP 11-45; contrôle l'acquisition des différents triggers, en gérant notamment les portes de validation (SPG, "computer ready") et les signaux de temps mort ("dead time", DT) et de remise à zéro ("fast clear"). Pour ce qui est de notre trigger, sa tâche se résume au dialogue avec le CAB.

REFERENCES

- AIH84 H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 577
ALT77 G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
AST85 P. Astbury et al. (NA14) Phys. Lett. 152B (1985) 419
AUG83 E. Augé, Thèse de 3^{ème} cycle, LAL 83-09 (1983)
AUR84 P. Aureuche, R. Bayer, A. Douiri, M. Fontannaz, D. Schiff, Phys. Lett. 135B (1984) 164
BAI79 R. Baier, B. Petersson, Z. Phys. C - Part. and Fields 2 (1979) 265
BAR86 R. Barate et al. (NA14) Phys. Lett. B174 (1986) 458
BAU78 T. H. Bauer, R. D. Spitel, D. R. Yennie, F. M. Pipken, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
BEN86 M. Benayoun, Ph. Leruste, J. L. Narjoux, R. Petronzio, LPC 86-02/ CERN TH-4368
BJO69 J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547
BJO69' J. D. Bjorken, E. A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975
BOU85 G. de Bouard, Thèse de 3^{ème} cycle, LAL 85-09 (1985)
BRO73 S. J. Brodsky, G. Farrar, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1153
CAL78 D. O. Caldwell et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1222
COM83 Compilation de sections efficaces, CERN-HERA 83-0
DON78 G. Donaldson et al., Phys. Lett. 73B (1978) 375
DOU84 A. Douiri, Thèse de Doctorat d'Etat, LAPP 84- (1984)
DUK82 D. W. Duke, J. F. Owens, Phys. Rev. D26 (1982) 1600; Erratum: Phys. Rev. D28 (1983) 1227
FEY69 R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
FEY72 "Photon-Hadron interactions" (1972)
FON80 M. Fontannaz, A. Mantrach, B. Pire, D. Schiff, Phys. Lett. 89B (1980) 263
FR 77 H. Fritzsch, P. Minkowski, Phys. Lett. 69B (1977) 316
FRI83 H. J. Frisch et al., Phys. Rev. D27 (1983) 1001
GEL64 M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214
GIL72 F. J. Gilman, Phys. Rep. 4C (1972) 95
GOD85 R. M. Godbole, S. Gupta, preprint TIFR/TH/85-5
GRO73 D. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1343
GRO73' D. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. D8 (1973) 3633

-
- HO072 G.'t Hooft, M.Veltman, Nucl.Phys. B44 (1972) 189
- KRZ79 A.Krzywicki, J.Engels, B.Petersson, U.Sukhatme, Phys. Lett. 85B (1979) 407
- LAS79 J.C.Lassale et al., TRIDENT, CERN-DD/EE/79-2 (1979)
- LEG85 R.Legendre, Thèse de Doctorat d'Etat, Univ. Paris VI, à paraître
- PET82 R.Petronzio, "Proceedings of the Workshop on SPS fixed-target physics", CERN (1982)
- POL73 H.D.Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346
- POL74 H.D.Politzer, Phys. Rep. 14C (1974) 130
- SCH82 D.Schiff, session parallèle du "Workshop on SPS fixed-target physics", CERN (1982)
- SIV76 D.Sivers, S.J.Brodsky, R.Blaukenbecher, Phys. Rep. 23C (1976) 1
- STE82 P.M.Stevenson, Nucl. Phys. B203 (1982) 472
- SYN77 Synertek, 2050 Coronado Drive, Sta. Clara, California 95051; voir aussi E.D.Platner, BNL 22020
- WI 74 H.Wind, Nucl. Inst. Meth. 115 (1974) 431
- WOR84 G.Wormser, Thèse de Doctorat d'Etat, LAL 84-45 (1984)
- ZWE64. G.Zweig, CERN TH-401,-412 (1964).

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier:

M. J. Gago de m'avoir introduit dans la recherche de l'infiniment petit!

M. P. Fleury qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

M. A. Rougé qui a accepté d'orienter ma Thèse.

M. J.P. Wuthrick, a été mon proche interlocuteur; son expérience, notamment sur les techniques expérimentales, a beaucoup contribué à ma formation; ses nombreuses suggestions, prodiguées tout au long de mon travail et concernant les aspects les plus divers, m'ont été fort utiles; son amitié et sa disponibilité m'ont permis de travailler dans une ambiance agréable et de tenir les délais envisagés. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Ma reconnaissance va aussi aux membres de la collaboration NA14, sans le concours desquels ce travail n'aurait pas pu s'effectuer; et, en particulier, à l'équipe du trigger "chargé grand p_T ", tout spécialement à MM. J.M. Brunet et G. Tristram, dont j'ai profité de beaucoup de remarques.

J'aimerais encore remercier M. Fontannaz les fructueuses discussions eues, qui m'ont apporté une meilleure compréhension du point de vue théorique.

M^{me} F. Eschenbrenner et M^{lle} F. Gheno se sont occupées de la frappe du manuscrit et M^{me} M. Marchand a réalisée une partie des dessins. Qu'elles soient remerciées.