

EX-LAL 84-10
2



ORSAY
n° d'ordre

LAL 84/10
MARS 1984

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051303

THESE

*présentée
pour obtenir*

*le titre de DOCTEUR de 3e CYCLE
Spécialité : Physique Nucléaire*

par

Marc MONIEZ

SUJET : Production hadronique de π^0 à grand moment transverse à 200 GeV/c

soutenue le 25 Avril 1984 devant la Commission d'Examen

MM. J. PEREZ Y JORBA

Président

J. BOUCROT

G. BURGUN

M. FONTANNAZ

A. ROUGE

} *Examineurs*

esis-1984-Moniez

ABSTRACT

This thesis presents some measurements of the cross-sections of high transverse momentum π^0 meson hadronic events. 200 GeV/c π^+ , π^- , proton, K^+ , and K^- particles constitute the beams which interact with a ^{12}C fixed target. A method for the discrimination of high transverse momentum π^0 in the NA3 experiment detector is detailed. With pion and proton beams, we obtain spectra from the observed signal which are compatible with existing data and extend the range of π^0 production measurements to 5.8 GeV/c transverse momentum. The π^0 production ratio between proton and pion beams is compared with theoretical expectations.

First measurements of π^0 production with K^+ and K^- beams are performed over two transverse momentum ranges.

The spectrometer of the apparatus allows some measurements on π^0 related charged particles : search for charged ρ and study of the mean transverse momentum of recoil fragment components.

KEY-WORDS : π^0 - hadronic production - parton - quantum chromodynamics - quark - gluon - transverse momentum - structure functions - hadron - direct photons

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - PHENOMENOLOGIE DES PROCESSUS HADRONIQUES A GRAND MOMENT TRANSVERSE	3
I . <u>LE MODELE DES PARTONS</u>	3
A. - INTRODUCTION	3
B. - DESCRIPTION ET HYPOTHESES DU MODELE DES PARTONS	4
C. - UNIVERSALITE DU MODELE DES PARTONS	5
II . <u>PHOTONS DIRECTS, CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE</u>	6
A. - INTRODUCTION	6
B. - QCD : APPLICATION AUX PREDICTIONS CONCERNANT LES PHOTONS DIRECTS	6
C. - LA LIBERTE ASYMPTOTIQUE	7
D. - INVARIANCE D'ECHELLE	8
E. - PREDICTIONS ET TESTS EXPERIMENTAUX DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE	8
III . <u>MODELES DE PRODUCTION DE π^0 A GRAND PT</u>	11
A. - LE MODELE DE FEYNMAN-FIELD	11
B. - PROPRIETES DES FONCTIONS DE DISTRIBUTION	12
C. - PROPRIETES DES FONCTIONS DE FRAGMENTATION	14
D. - MODELES DE FRAGMENTATION	15
E. - MODELISATION DE L'INTERACTION PONCTUELLE	17
IV . <u>PREVISIONS SUR LA PRODUCTION DE π^0</u>	19
A. - LA PARAMETRISATION DE DONALDSON	19
B. - PREDICTION CONCERNANT LE RAPPORT DES PRODUCTIONS DE π^0 EN FAISCEAU DE p et de π	19
C. - PREVISION D'EFFETS DE CHARGE	20
CHAPITRE II - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	21
I . <u>LE FAISCEAU</u>	21
A. - DESCRIPTION	21
B. - DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DES PARTICULES DU FAISCEAU DANS L'EXPERIENCE	22
C. - MESURE DU FLUX INCIDENT	22

II .	<u>LES CIBLES</u>	23
III .	<u>LE SPECTROMETRE NA3</u>	23
IV .	<u>LE DETECTEUR DE PHOTONS</u>	24
	A. - LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE	24
	B. - LA CHAMBRE A GERBES	27
V .	<u>LE SYSTEME DE DECISION (TRIGGER) ET LE SYSTEME D'ACQUISITION</u>	31
	A. - LE PRETRIGGER	31
	B. - LE TRIGGER	31
VI .	<u>L'ACQUISITION DES DONNEES</u>	37
	A. - ACQUISITION	37
	B. - SURVEILLANCE	37
	C. - REPARTITION DES TACHES	37
VII .	<u>ACCEPTANCE DE L'APPAREILLAGE</u>	38
	A. - ACCEPTANCE GEOMETRIQUE, ACCEPTANCE ANGULAIRE	38
	B. - ACCEPTANCE DU TRIGGER	38
CHAPITRE III - ANALYSE DES DONNEES		39
I .	<u>ORGANISATION DE L'ANALYSE</u>	39
	A. - DEPUIS LES BANDES ECRITES PAR LE PDP JUSQU'AUX BANDES DST	39
	B. - DEPUIS LES BANDES DST JUSQU'AUX BANDES MINI DST	39
	C. - DEPUIS LES BANDES MINI DST JUSQU'AUX EVENEMENTS π^0	40
II .	<u>TRAITEMENT DES DONNEES DU SPECTROMETRE : LE PROGRAMME PATREC</u>	40
III .	<u>ANALYSE DE LA CHAMBRE A GERBES ET DU CALORIMETRE</u>	41
	A. - LA "CLUSTERISATION"	41
	B. - L'ASSOCIATION	45
	C. - L'ATTRIBUTION DES ENERGIES AUX CLUSTERS TROUVES	47
IV .	<u>TRAITEMENT DES TDC DU CALORIMETRE ET COUPURES SUR LES ADC</u>	49
	A. - COUPURES SUR LES ADC	49
	B. - MESURE DU TEMPS DE LA GERBE	49
V .	<u>FILTRE DE π^0</u>	50
	A. - CINEMATIQUE DE LA DESINTEGRATION DU π^0 EN 2 PHOTONS	51
	B. - ANALYSE DES DIFFERENTES COUPURES DU FILTRE	52
	C. - LES AMBIGUITES POSSIBLES DANS LA DETERMINATION DU π^0	60
	D. - FIT A LA MASSE DU π^0	62

VI .	ACCEPTANCE DE L'APPAREILLAGE ET DE L'ANALYSE	64
	<u>A. - LE PROGRAMME DE SIMULATION, STRUCTURE GENERALE</u>	64
	B. - PERFORMANCES DU PROGRAMME DE SIMULATION	64
	C. - UTILISATION DU PROGRAMME DE SIMULATION	65
CHAPITRE IV -	RESULTATS	69
I .	<u>CORRECTIONS FINALES AUX DISTRIBUTIONS FOURNIES PAR L'ANALYSE</u>	69
	A. - PRISE EN COMPTE DU BRUIT DE FOND RESIDUEL	69
	B. - PRISE EN COMPTE DES REJETS DES EVENEMENTS SANS TRACE COMPLETE	69
	C. - PRISE EN COMPTE DES COINCIDENCES FORTUITES DE PASSAGE DE 2 PARTICULES DU FAISCEAU DANS LA FENETRE DE TEMPS D'UN EVENEMENT	70
II .	<u>FLUX DES DIFFERENTS TYPES DE PARTICULES RECONNAISSABLES ET FLUX SIMULES</u>	71
III .	<u>TESTS DU CONTROLE DES ERREURS SYSTEMATIQUES ET DE L'ANALYSE</u>	71
	A. - COMPATIBILITE DES SPECTRES DE PRODUCTION DE π^0 EN FAISCEAU DE π^+ ET π^-	72
	B. - COMPATIBILITE ENTRE LES PERIODES DE PRISES DE DONNEES	72
	C. - ETABLISSEMENT DES SPECTRES FINALS ET DES MESURES DES SECTIONS EFFICACES	72
IV .	<u>MESURES DES SECTIONS EFFICACES EN FAISCEAUX DE PIONS, PROTONS, K^+ ET K^-, RAPPORTS DES PRODUCTIONS ENTRE CES DIFFERENTS FAISCEAUX</u>	73
	A. - SECTION EFFICACE INVARIANTE DE LA REACTION $\pi^{+/-} + {}^{12}C \rightarrow \pi^0 + x$	73
	B. - RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE π^0 EN FAISCEAU DE PROTONS ET DE PIONS, SECTION EFFICACE INVARIANTE DE LA REACTION $p + {}^{12}C \rightarrow \pi^0 + x$	74
	C. - RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE π^0 EN K^+, K^- ET EN PIONS, SECTIONS EFFICACES INVARIANTES DES REACTIONS $K^{+/-} + {}^{12}C \rightarrow \pi^0 + x$	75
	D. - QUELQUES REMARQUES SUR LES CHARGES ASSOCIES	75
	TABLEAU DES RESULTATS	77
CONCLUSION		79
ANNEXE		81
REFERENCES		87
FIGURES		89
REMERCIEMENTS		

INTRODUCTION

L'analyse présentée dans cette thèse porte sur des données qui ont été prises en 1982 sur l'appareillage de l'expérience NA3 au CERN.

La vocation première de cette expérience est la détection de photons directs, mais comme cette mesure exige de savoir reconnaître les π^0 , l'étude de ces derniers peut être menée à bien.

Le premier chapitre présente des considérations théoriques sur la production de photons directs et de π^0 . Le modèle des partons, la chromodynamique quantique et le modèle de fragmentation de FIELD et FEYNMAN permettent de décrire la production de π^0 . Quelques prévisions (sections efficaces, rapport de production en faisceau de protons et en faisceau de pions) sont retenues pour être comparées avec les mesures finales.

Le second chapitre décrit l'appareillage utilisé et ses performances : D'une part, les chargés sont détectés par un spectromètre, d'autre part, un ensemble constitué d'un calorimètre et d'un détecteur de passage de gerbe a pour rôle la détection des neutres.

Dans le troisième chapitre les programmes généraux d'analyse et le programme de filtrage des π^0 sont décrits.

Les problèmes inhérents aux conditions de prises de données (halo de muons par exemple) et ceux liés à l'analyse (problèmes d'ambiguïtés) sont abordés dans ce chapitre.

Cette analyse aboutit à des mesures de sections efficaces de production de π^0 en faisceaux de π^+ , π^- , protons, K^+ et K^- sur cible de ^{12}C et à des mesures dérivées (rapports de production, mesures sur les chargés associés).

Ces résultats sont présentés, discutés et comparés avec des données existantes et avec des prédictions théoriques dans le dernier chapitre.

==+==+==+==+==

CHAPITRE I

PHÉNOMÉNOLOGIE DES PROCESSUS HADRONIQUES
A GRAND MOMENT TRANSVERSE

INTRODUCTION

La description des collisions hadron-hadron repose sur l'utilisation conjointe du modèle des partons et de la chromodynamique quantique.

Je vais m'efforcer dans les pages qui suivent, de présenter ces deux serviteurs de la physique hadronique.

I . LE MODELE DES PARTONS ^{1,2}

A. - INTRODUCTION

Ce modèle proposé par Feynman et Bjorken fut introduit pour expliquer l'observation expérimentale de la diffusion lepton-hadron dans laquelle apparaissaient des diffusions à grand angle de manière analogue à la diffusion Rutherford (existence d'un noyau dur).

L'invariance d'échelle : la section efficace différentielle du processus de la figure 1 s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 dv} = \frac{\pi\alpha^2}{4E^2 \left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^4} \frac{1}{EE'} \left[W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

- où
- ★ ν est l'énergie échangée entre le lepton et le hadron dans le laboratoire,
 - ★ $Q^2 = -q^2$ est l'opposé de la "masse au carré" du photon virtuel échangé,
 - ★ θ est l'angle de production du nouveau hadron dans le laboratoire,
 - ★ E et E' les énergies du hadron avant et après la collision,
 - ★ W_1 et W_2 dépendent à priori de Q^2 et de ν et sont appelés facteurs de forme du nucléon.

On constate expérimentalement que W_1/Q^2 et W_2 ne dépendent de Q^2 et de ν que par l'intermédiaire de $x = Q^2/2M\nu$. C'est ce phénomène qui constitue l'invariance d'échelle.

B. - DESCRIPTION ET HYPOTHESES DU MODELE DES PARTONS

On suppose que dans un repère de moment "infini" (Q^2 et $\nu^2 \gg M^2$), il est possible de décrire le hadron comme un ensemble de constituants (partons) libres pendant une durée suffisamment longue devant le temps nécessaire à une interaction avec un courant électromagnétique.

Cet état virtuel de hadron partonique n'est pas unique et est décrit en termes de probabilité de trouver un parton de type donné q emportant une fraction x de l'impulsion totale du hadron h soit :

$G_q^h(x)$ est la probabilité de trouver le parton q dans le hadron avec $p_{||} = x |P_h^{\rightarrow}|$. La collision d'un hadron et d'un lepton peut alors être considérée comme résultant de la superposition incohérente (à cause de la liberté des partons) des collisions ponctuelles entre le lepton et les partons constituants. L'éventuelle difficulté liée à l'existence de collisions multiples s'efface d'elle-même si on tient compte du fait que le hadron (non ponctuel) subit une très importante contraction de Lorentz dans le repère de grand moment et est alors pratiquement plat. On voit que pour pouvoir utiliser ce modèle il est nécessaire de considérer que les interactions ont lieu dans un repère de grand moment, c'est à dire que l'énergie disponible dans le centre de masse est très grande devant les masses mises en jeu.

Un principe de réciprocité hadron-parton permet également de considérer un parton comme un ensemble de hadrons virtuels qui sont seuls observables dans l'expérience à cause du confinement des quarks.

Ainsi, on considère que le parton qui est intervenu dans une collision se réhadronise en s'habillant de paires de partons (quark-antiquark), et donne ainsi naissance à un "jet" de hadrons.

On décrit la probabilité d'observation d'un hadron h' à partir d'un parton q en terme de fonction de fragmentation $D_q^{h'}(z)$ où z représente la fraction d'impulsion du parton emportée par le hadron ³.

Ainsi formulé, ce modèle explique l'invariance d'échelle et permet le calcul des facteurs de forme W_1 et W_2 à partir des fonctions de structure des partons à l'intérieur du hadron.

Un calcul simple mène en effet au résultat suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} W_2 = \sum_i \int_0^1 dx G_{q_i}^h(x) e_i^2 \delta\left(v - \frac{Q^2}{2Mx}\right) = \sum_i \frac{x}{v} e_i^2 G_{q_i}^h(x) \\ \frac{W_1}{Q^2} = \sum_i \frac{1}{4\pi^2 \cdot v \cdot x} e_i^2 G_{q_i}^h(x) \end{array} \right.$$

C. - UNIVERSALITE DU MODELE DES PARTONS

Le grand intérêt de ce modèle vient de la factorisation qu'il permet des sections efficaces de réaction qui peuvent s'écrire sous forme de produits de convolution simples ; ceci a permis une unification importante de la description d'un grand nombre de processus (diffusion e^- ou ν -hadron, diffusion hadron-hadron, annihilation e^+e^- , Drell-Yann).

Nous avons jusqu'ici implicitement admis l'indépendance des fonctions de structure ou de fragmentation par rapport au processus élémentaire mettant en jeu le ou les partons. Il semble en fait qu'il existe une dépendance des fonctions G_q^h avec le processus élémentaire mis en jeu : les fonctions de distribution d'antiquarks seraient plus importantes dans le cas de collisions hadron-hadron que dans la diffusion profondément inélastique⁴.

En ce qui concerne les fonctions de fragmentation D_q^h , leur universalité et le fait qu'elles ne dépendent que de z découlent de l'hypothèse que le parton qui a subi l'interaction possède une durée de vie suffisante lui permettant "d'oublier" ses origines : en quelque sorte la fragmentation et le processus élémentaire ne se mélangent pas et se produisent l'un après l'autre.

II . PHOTONS DIRECTS, CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

A. - INTRODUCTION

Dans ce qui vient d'être traité, il est souvent fait allusion aux processus élémentaires ; nous allons regarder de près ces processus pour la production de photons directs, ce qui servira d'introduction à la présentation de la chromodynamique quantique (Q-C-D).

- Les photons directs :

Une des expériences des I.S.R.^{5,6} a mis en évidence l'existence d'un signal de production de photons directs à grand moment transverse (PT) par l'observation de l'augmentation du rapport du nombre de photons isolés sur le nombre de π^0 résolus, avec le PT (figure 2).

Quel est le modèle théorique qui peut rendre compte de cette production et quels sont les tests qui peuvent en permettre des vérifications ? La chromodynamique quantique est à même de répondre à ces 2 questions.

B. - QCD : APPLICATION AUX PREDICTIONS CONCERNANT LES PHOTONS DIRECTS

- Généralités^{7,8}

La chromodynamique quantique est une théorie des champs qui décrit les interactions fortes en termes de couplage entre champs de matière (quarks) et champs de jauge (gluons). Sa construction est calquée sur

celle de l'électrodynamique quantique (QED) avec les différences suivantes :

- le groupe d'invariance de jauge n'est pas U(1) correspondant aux charges électriques, mais $SU(3)_c$ correspondant aux charges de couleur,

- des couplages à 3 et 4 gluons apparaissent dans l'élaboration de la théorie, ce qui n'a pas d'équivalent en QED.

Ce modèle ne doit pas être en contradiction avec celui des partons et ses prédictions. Pour cela, il est nécessaire de retrouver, dans la théorie, la quasi liberté des partons (ou quarks). Tout au plus QCD peut-elle se permettre des écarts faibles par rapport au modèle des partons.

C. - LA LIBERTE ASYMPTOTIQUE

On montre avec les équations de renormalisation, que la constante de couplage effective intervenant en un vertex où une énergie de l'ordre de $\sqrt{Q^2}$ est échangée s'écrit :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{1}{1 + b \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad \text{où } b = \frac{11 N_c - 2 N_f}{12 \pi} \quad \text{et } \Lambda \approx 200 \text{ MeV}$$

N_c = nombre de couleurs,

N_f = nombre de saveurs,

à l'approximation des logarithmes dominants ($\sqrt{Q^2} \gg \Lambda$).

Λ est une constante dépendant du schéma de renormalisation de la théorie, et dont la valeur numérique précise influe peu sur les résultats. Ce paramètre détermine l'intensité du couplage des interactions fortes, et fixe l'échelle de dépendance en Q^2 des différentes distributions.

Il apparaît alors que si $Q^2 \rightarrow \infty$ (moment infini) la constante de couplage effectif tend vers 0.

Il apparaît également qu'il est possible d'effectuer des développements perturbatifs de QCD à grand Q^2 (α_S petit).

Ces 2 constatations permettent donc de considérer les quarks comme libres dans le hadron, et de factoriser les sections efficaces, pourvu que l'échelle d'énergie transférée soit grande devant Λ .

D. - INVARIANCE D'ECHELLE

Cette propriété fondamentale du modèle des partons n'est ici qu'approximativement vérifiée. Les fonctions de structure des quarks dans les hadrons violent l'invariance d'échelle car il est toujours possible de considérer un parton comme un corps composite puisqu'un quark peut toujours émettre des gluons.

Cette dernière considération permet d'écrire les équations d'Altarelli-Parisi⁹, qui prédisent cette violation de la loi d'invariance d'échelle :

$$\frac{d G_q^h(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} G_q^h(y,t) P_{qq'}\left(\frac{x}{y}\right)$$

où t est une variable d'échelle $t = \log(Q^2/Q_0^2)$, $P_{qq'}$ est la probabilité d'extraire le parton q' du parton q avec l'émission d'un gluon (q' diffère de q par la couleur et l'impulsion). $G_q^h(y,t)$ est la probabilité de trouver le quark q dans le hadron h , qui emporte la fraction y du moment de h .

$$\text{Avec : } x = \frac{p_q'}{P}, \frac{x}{y} = \frac{p_q'}{p_q} \Rightarrow y = \frac{p_q}{p}$$

Cette équation se résoud par la transformée de MELIN qui permet de décomposer les distributions sur une base particulière.

E. - PREDICTIONS ET TESTS EXPERIMENTAUX DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE ET DU MODELE DES PARTONS SUR LA PRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS

a) Les photons directs¹⁰: Dans ce type d'expérience, c'est un photon et non un hadron qui emporte une grande partie du moment transféré et peut ainsi être observé avec un grand moment transverse. Les processus élémentaires mis en jeu dans une réaction du type $\pi + N \rightarrow \gamma + x$ sont les suivants :

- au premier ordre :

. l'annihilation $q\bar{q} \rightarrow \gamma + g$



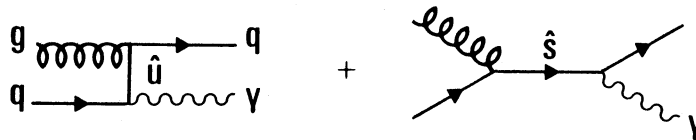
dont la contribution* à la section efficace inclusive s'écrit :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = 8/9 \pi \alpha_s \alpha_q e^2 \frac{1}{\hat{s}^2} \left\{ \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right\}$$

. la diffusion Compton : $q + g \rightarrow q + \gamma$

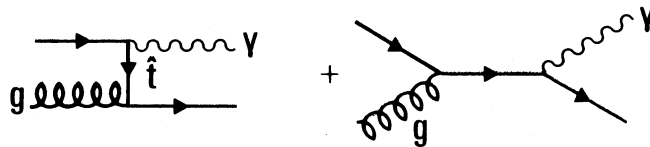
(processus dominant d'après la référence 11)

gluons provenant
du projectile



$$\frac{d\hat{\sigma}_c(g_i)}{d\hat{t}} = 1/3 \pi \alpha_s \alpha_q e^2 \frac{1}{\hat{s}^2} \left\{ -\frac{\hat{u}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right\}$$

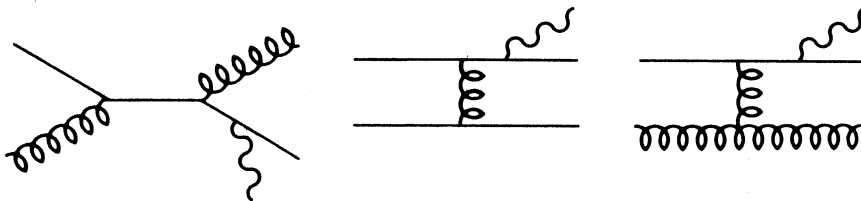
gluons provenant
de la cible



$$\frac{d\hat{\sigma}_c(g_c)}{d\hat{t}} = 1/3 \pi \alpha_s \alpha_q e^2 \frac{1}{\hat{s}^2} \left\{ -\frac{\hat{t}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right\}$$

- au deuxième ordre (1 ordre QCD, 1 ordre QED) :

Il semble nécessaire d'ajouter à ces mécanismes le processus de bremsstrahlung de quark (voir figure 3).



* Le calcul des contributions aux sections efficaces par les graphes principaux se déduit de celui de l'électrodynamique en tenant compte des facteurs de couleur et des charges des quarks.

En effet, la contribution du bremsstrahlung à la production de photons directs a été estimée par l'expérience R 108 (ISR) . L'augmentation de la proportion de photons accompagnés de chargés fait probablement ressortir l'apparition du Bremsstrahlung de quark.

Le pourcentage de photons directs provenant du Bremsstrahlung a été estimé à environ 30 % par l'expérience R 806 (ISR).

Les prévisions de la production de photons directs aux ISR ($p + p \rightarrow \gamma + x$) sont portées sur la figure 4¹² sans tenir compte du Bremsstrahlung de gluons (ordre supérieur) et sur la figure 5¹³ en tenant compte de ce dernier effet.

b) Spécificité du test de QCD réalisé à l'expérience NA3 : L'expérience est menée en faisceau de π^+/π^- alterné sur une cible isoscalaire de nucléons.

- . Le pion π^- est constitué des quarks de valence \bar{u} d.
- . Le pion π^+ est constitué des quarks de valence u \bar{d} .
- . Le nucléon ($\frac{p+n}{2}$) est constitué des quarks de valence u et d.

Comme il est possible d'inverser la polarité du faisceau au cours d'une même prise de données, donc de s'affranchir théoriquement des erreurs systématiques, l'expérience NA3 peut accéder assez précisément à la différence :

$$\sigma (\pi^- + N \rightarrow \gamma + x) - \sigma (\pi^+ + N \rightarrow \gamma + x)$$

Cette différence ne fait plus intervenir que les graphes d'annihilation qui sont les seuls à n'être pas invariants par la transformation $u \rightarrow \bar{u}$, $\bar{d} \rightarrow d$ du π^+ en π^- . Les contributions des partons de la mer (quarks et gluons) disparaissent également dans cette différence.

Ainsi, la vocation de l'expérience NA3 n'est pratiquement pas détournée; du processus de Drell-Yan, à la production de photons directs, l'interaction de base entre les partons initiaux reste dans les deux cas

l'annihilation. L'existence même de ce graphe d'annihilation assure une différence $\sigma(\pi^-) - \sigma(\pi^+)$ (désormais appelée asymétrie) positive puisque la charge d'un quark u est double de celle d'un quark d. De plus, cette asymétrie doit augmenter avec le PT du photon direct.

Un calcul récent effectué par Badier permet de représenter l'asymétrie attendue sur la figure 6a.

Pour terminer, il est possible en principe d'accéder à une mesure des fonctions de structure et de fragmentation du gluon, à condition que le graphe d'annihilation ait une contribution importante.

III. MODELES DE PRODUCTION DE π^0 A GRAND $P_T^{3,15}$

A. - Le modèle de Feynman-Field part de la description du hadron en termes de partons. Nous allons à présent énoncer quelques propriétés des fonctions de structure et de fragmentation.

Soit :

- $G_q^h(x)$ la distribution de quarks q dans un hadron h,

- $D_q^h(z)$ la densité de probabilité pour qu'un quark q de grand moment se désintègre en hadrons comprenant le hadron h animé de la fraction z du moment du quark q. La section efficace invariante correspondant au processus de la figure 6b s'écrit alors :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p}(s, t, u ; A+B \rightarrow h+x) = \sum_{a,b,c,d} \int_{x_a}^1 dx_a \int_{x_b}^1 dx_b G_a^A(x_a) G_b^B(x_b) \\ \times D_c^h(z_c) \frac{1}{z_c} \frac{1}{\pi} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t} ; q_a + q_b \rightarrow q'_c + q'_d)$$

où $\hat{s} = x_a x_b s$ $\hat{t} = x_a t/z$ et $\hat{u} = x_b u/z$ sont identiques aux variables de Mandelstam du processus élémentaire $q_a + q_b \rightarrow q'_c + q'_d$ si on néglige les masses.

La contrainte cinématique $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} \approx 0$ implique alors que :

$$z_c = \frac{x_2}{x_b} + \frac{x_1}{x_a}$$

$$\text{où } \left\{ \begin{array}{l} x_1 = -u/s = \frac{1}{2} x_1 \cotg \frac{\theta_{c.m.}}{2} \\ x_2 = -t/s = \frac{1}{2} x_1 \tan \frac{\theta_{c.m.}}{2} \end{array} \right.$$

où : $\theta_{c.m.}$ est l'angle d'émission du hadron h dans le système du centre de masse et $x_1 = \frac{2\sqrt{t} u}{s}$ est le rapport de l'impulsion transverse réelle à l'impulsion transverse maximale possible.

Les bornes inférieures de x_a et de x_b sont respectivement

$$x_a^{\min} = x_1 \cotg \frac{\theta_{CM}}{2} / \left(2 - x_1 \tan \frac{\theta_{CM}}{2} \right)$$

$$\text{et } x_b^{\min} = x_a x_1 \tan \frac{\theta_{CM}}{2} / \left(2 x_a - x_1 \cotg \frac{\theta_{CM}}{2} \right)$$

(ces bornes correspondent aux limites cinématiques des 3 variables x_a , x_b et z).

Pour tenir compte des effets de rayonnement de gluons mous par les quarks initiaux et finals, il faut introduire une dépendance en Q^2 des fonctions de fragmentation et de structure^{16,17}:

$$G_a^A(x_a, Q^2) \quad G_b^B(x_b, Q^2) \quad \text{et} \quad D_c^h(z_c, Q^2)$$

Le comportement de ces fonctions en Q^2 est déterminé par les équations d'Altarelli Parisi.

Tout comme l'observation de photons directs à grand P_T , l'observation de hadron (ici de π^0) à grand moment transverse constitue une signature de processus dur (de type ponctuel) qui autorise à employer ce modèle.

B. - PROPRIETES DES FONCTIONS DE DISTRIBUTION $G_q^h(x)$

Je rappellerai brièvement les quelques propriétés de ces fonctions dans le cas du nucléon et du pion.

a) Les règles de somme traduisent simplement la conservation de la charge, du nombre baryonique, et de la troisième composante de l'isospin soit :

Pour le proton

$$\int_0^1 (u(x) - \bar{u}(x)) dx = 2 \quad \int (d(x) - \bar{d}(x)) dx = 1 \quad \int (s(x) - \bar{s}(x)) dx = 0$$

Pour le neutron, il suffit d'échanger u et d

Pour le π^+

$$\int_0^1 \left(G_u^{\pi^+}(x) - G_{\bar{u}}^{\pi^+}(x) \right) dx = 1 \quad \int \left(G_d^{\pi^+}(x) - G_{\bar{d}}^{\pi^+}(x) \right) dx = -1$$

$$\text{et } \int \left(G_s^{\pi^+}(x) - G_{\bar{s}}^{\pi^+}(x) \right) dx = 0$$

Pour le π^- , il suffit à nouveau d'échanger u et d

Pour les K^+ et K^- , il suffit d'échanger les rôles de d et s

Pour le nucléon $N = \frac{1}{2}(p+n)$, nous prendrons comme fonction de structure de u et de d : $U_N = \frac{u+d}{2} = D_N$

b) Comportements asymptotiques :

$$\begin{aligned} \text{Lorsque } x \rightarrow 1 : \quad & x u(x) \rightarrow (1-x)^3 & x \bar{u}(x) &\sim C (1-x)^{10} \\ & x d(x) \rightarrow (1-x)^4 & x \bar{d}(x) &\sim C (1-x)^7 \\ & x G_u^{\pi^+}(x) &\rightarrow \text{constante} \end{aligned}$$

Lorsque $x \rightarrow 0$: $G_q^h(x) \rightarrow \text{constante}/x$, les partons de la mer dominant alors.

c) L'invariance d'isospin : en plus de l'identité des fonctions de structure des quarks u et d dans le neutron à celles de d et u dans le proton, cette invariance permet d'écrire $G_u^{\pi^+}(x) = G_d^{\pi^-}(x) = G_{\bar{d}}^{\pi^+}(x)$. La dernière égalité est validée par l'invariance par conjugaison de charge.

Les fonctions de structure sont paramétrisées d'une manière efficace par BURAS et GAEMERS¹⁸; voir la figure 7 qui visualise les comportements des fonctions de structure des quarks de valence pour différents paramètres d'échelle : $\bar{s} = \ln(\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2))$. Ces résultats sont obtenus par l'étude des moments des distributions (calculés par les transformées de MELIN).

C. - PROPRIETES DES FONCTIONS DE FRAGMENTATION^{3,15,19}

Avant de nous intéresser aux mécanismes possibles de la fragmentation, il est nécessaire de mentionner quelques propriétés élémentaires :

a) Les règles de somme traduisent la conservation de l'impulsion et de la 3ème composante de l'isospin.

$$\sum_h \int_0^1 dz \cdot z D_q^h(z) = 1 \quad \text{et} \quad \sum_h I_3^h \int_0^1 dz D_q^h(z) = I_3^q$$

Remarquons qu'il est également possible d'écrire la conservation de l'impulsion dans le cas des fonctions de distribution :

$\sum_P \int_0^1 x G_P^h(x) dx = 1$ qui permet par différence avec les impulsions moyennes mesurables emportées par les quarks, d'estimer la proportion d'impulsion emportée par les gluons.

b) Comportements asymptotiques :

Lorsque $z \rightarrow 0$: $D_q^h(z) \sim 1/z$

Comme l'intégrale $\int_{z_{\min}^q}^1 D_q^h(z) dz$ représente la multiplicité moyenne de h dans les jets produits par le quark q avec $z > z_{\min}^q$, ce comportement montre que la multiplicité de h au dessus d'une impulsion P_{\min} croît logarithmiquement avec le moment initial P du quark ($z_{\min} = P_{\min}/P$).

Lorsque $z \rightarrow 1$: Pour un hadron donné, on admet généralement que ce hadron, qui emporte la plupart du moment du quark, contient le quark initial.

Le principe de réciprocité permet alors de relier les comportements asymptotiques de D_q^h et de G_q^h lorsque z ou x tendent vers 1. En effet, lorsque $z \rightarrow 1$ $D_q^h(1)$ représente la probabilité qu'un quark q ressemble à un hadron pur accompagné de très peu de chose (ce résidu emporte la fraction (1-z) restante de l'impulsion).

Conjointement $G_q^h(1)$ donne la probabilité qu'un hadron h ressemble à un quark pur accompagné de très peu de chose.

Ainsi on peut écrire :

si $G_h^q \sim C (1-x)^r$ lorsque $x \rightarrow 1$, alors

$D_h^q \sim C (1-z)^r$ lorsque $z \rightarrow 1$.

q représente un quark coloré ; Les fonctions de structure sont additives, mais pas les fonctions de fragmentation (en effet, le fait de fixer ou non la couleur du quark n'influe pas sur ses modes de fragmentation donc sur les probabilités qui nous intéressent).

Ceci se traduit par : $G_h^{q_{n.c}} = 3 \times G_h^{q_i}$ i étant un indice de couleur et $q_{n.c}$ étant un quark dont on ne considère pas la couleur.

Par contre : $D_h^{q_{n.c}} = D_h^{q_i}$, ce qui donne : $G_h^{q_{n.c}} \sim 3 \times D_h^{q_{n.c}}$

lorsque x et z tendent vers 1.

c) Invariances d'isospin et par conjugaison de charge :

Ces invariances donnent naissance à des égalités entre fonctions de fragmentation, à savoir :

$$D_u^{\pi^+}(z) = D_d^{\pi^-}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^-}(z) = D_{\bar{d}}^{\pi^+}(z)$$

$$D_d^{\pi^+}(z) = D_u^{\pi^-}(z) = D_{\bar{d}}^{\pi^-}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^+}(z)$$

$$D_s^{\pi^+}(z) = D_s^{\pi^-}(z) = D_{\bar{s}}^{\pi^+}(z) = D_{\bar{s}}^{\pi^-}(z)$$

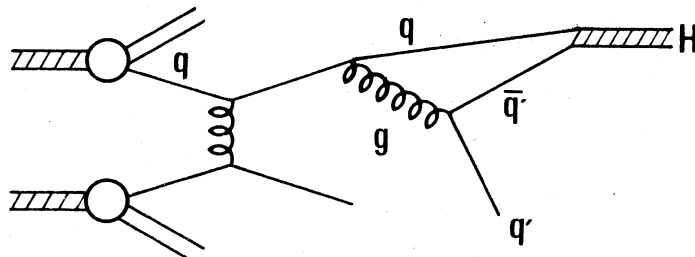
et pour terminer : $D_q^{\pi^0}(z) = \frac{1}{2} (D_q^{\pi^+}(z) + D_q^{\pi^-}(z))$ pour tout type de quark.

D. - MODELES DE FRAGMENTATION^{3,15,19}

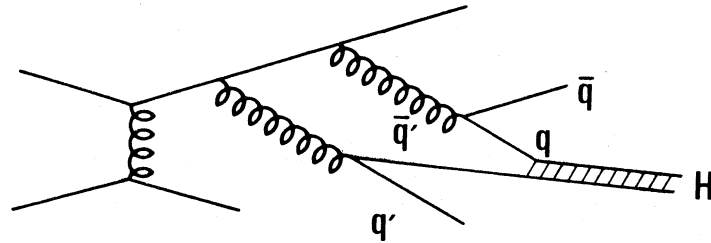
a) Création de paires et combinaisons :

2 termes principaux peuvent être envisagés :

★ Un terme de valence qui correspond à la situation dans laquelle le quark initial se combine avec un anti-quark d'une paire $q\bar{q}$ provenant d'un gluon irradié par le quark initial.



★ Un terme de mer qui correspond à la situation dans laquelle un quark et un anti-quark, provenant de 2 gluons irradiés par le quark initial, se combinent pour donner un hadron.



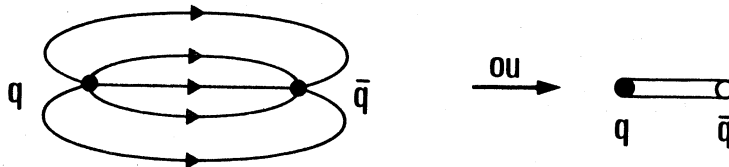
Dans ce dernier cas, le quark initial n'est pas inclus dans le hadron final (analogie avec valence et mer des fonctions de structure).

Dans le premier cas, on peut supposer que la fraction d'impulsion z emportée par la particule est élevée (Leading Particle). Dans le cas de notre expérience pour laquelle on ne conserve que des jets de particules contenant un π^0 "Leading", on peut admettre qu'il y a un biais en faveur des z élevés (proches de 1), de même qu'en faveur des π^0 contenant le quark original.

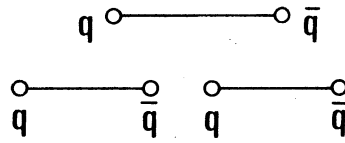
b) Le modèle du sac - modèle des cordes²⁰:

Ce modèle de la fragmentation est basé sur le confinement des quarks.

Lorsqu'un quark q est éjecté d'un hadron, des forces de confinement provoquent l'apparition de paires $q\bar{q}$ selon le modèle des cordes qui considère que les lignes de champ qui existent entre 2 quarks liés forment une corde : il n'y a alors pas de ligne de champ de couleur partant vers l'infini.



Un tel système présente un potentiel linéaire. Lorsque les 2 quarks s'éloignent, l'énergie du système $q\bar{q}$ augmente linéairement jusqu'au moment où cette énergie devient suffisante pour provoquer la production d'une paire ($q\bar{q}$). L'image qui s'impose est alors celle d'une corde élastique rompue en 2 autres cordes²¹.



Les quarks s ayant une masse intrinsèque supérieure à celle des quarks u et d sont alors produits avec un taux inférieur d'après ce modèle (effet de masse).

c) Paramétrisation des fonctions de fragmentation : si nous adoptons les notations du tableau :

q \	u	d	s	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}
$D_q^{\pi^0}$	$\frac{1}{2} D$	$\frac{1}{2} D$	$\omega D / (1 + \omega)$	$\frac{1}{2} D$	$\frac{1}{2} D$	$\omega D / (1 + \omega)$

On ramène l'ensemble des fonctions de fragmentation à 2 fonctions inconnues grâce aux relations établies précédemment³ ; alors :

$$z D(z) = (1 - z)^2 [1.198. C_0 + .218. C_1 - .066. C_2 - .018. C_3 + .027. C_4 + .009. C_5] + .05$$

où $C_k(x) = \cos [k \cos^{-1} (2x - 1)]$ est le k^{ième} polynôme de Tchebyshev,

$$\text{et } \omega(z) = \frac{1-z}{(1.2-z)} [.685. C_0 - .314. C_1 + .190. C_2 - .065 C_3 - .003 C_4 + .024. C_5 - .016. C_6 + .010. C_7]$$

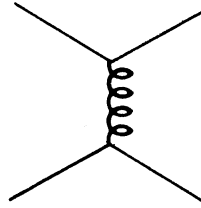
(voir sur la figure 8 la représentation graphique de la fonction de fragmentation des quarks d,u,s en π^0).

Avec l'utilisation de ces fonctions de fragmentation on trouve que le π^0 emporte en moyenne une proportion de l'impulsion du quark initial qui est donnée par le tableau suivant :

	u	d	s
π^0	21 %	21 %	15 %

E. - MODELISATION DE L'INTERACTION PONCTUELLE

a) QCD standard : diffusion $qq' \rightarrow qq'$ (voir le calcul de ce graphe à l'annexe).



L'analyse dimensionnelle en théorie des champs prédit un comportement de la section efficace invariante de diffusion quark-quark en $1/PT^4$ dans le domaine de validité de QCD.

Expérimentalement les sections efficaces de production inclusive d'un hadron donné chutent beaucoup plus vite (PT^{-8}). Ce désaccord peut être expliqué de différentes façons :

- tout d'abord, l'observation porte sur le hadron final, et non sur le quark. Ce hadron (Leading-Particle) n'emporte en fait qu'une fraction de l'impulsion totale du quark, ce qui provoque l'observation de PT final inférieur au PT résultant des processus élémentaires.

- de nombreux théoriciens suggèrent qu'aux énergies actuelles, les processus fondamentaux entre partons ne sont pas encore directement observables, mais que des processus plus complexes interviennent (processus mous de type non ponctuel)³, par exemple :

$$q + g \rightarrow q + g$$

$$g + g \rightarrow g + g$$

et le Bremsstrahlung de gluons¹⁹ domineraient dans la région des PT intermédiaires (intermédiaires vis à vis de QCD).

Le domaine d'efficacité de QCD au premier ordre serait donc situé à un Q^2 beaucoup plus élevé pour lequel $\alpha_S(Q^2)$ serait suffisamment petit pour justifier l'approximation des logarithmes dominants,

- les partons peuvent être animés d'une impulsion transverse intrinsèque, qui provoque une altération ("smearing") des spectres en PT ^{19,22}. Dans ce cas, il est nécessaire de définir des fonctions de structure dépendant de x , fraction d'impulsion emportée par le parton et de k_T^{\rightarrow} , moment transverse intrinsèque. Le modèle utilisé par OWENS et KIMEL consiste à paramétriser les fonctions de structure sous la forme :

$$G_q^h(x, k_T^{\rightarrow}) = \frac{A_q}{\pi} G_q^h(x) e^{-A_q \times k_T^2}$$

où A_q est déterminé à partir de la condition de normalisation :

$$G_q^h(x) = \int d^2k_T G_q^h(x, k_T^{\rightarrow})$$

b) Les "Higher Twists"²³ :

Ce sont des processus d'interaction dans l'état initial (voir figure 9) qui peuvent également expliquer la forme des spectres de production de π^0 en P_T .

c) Le modèle CIM : (constituent Interchange Model)

Dans ce modèle l'interaction élémentaire n'a pas lieu entre 2 quarks mais entre un quark et un méson par simple échange d'un des quarks du méson (voir figure 10).

IV . PREVISIONS SUR LA PRODUCTION DE π^0

A. - LA PARAMETRISATION DE DONALDSON²⁴

A la suite de mesures réalisées à FNAL, DONALDSON et al. ont proposé une paramétrisation de la production de π^0 à grand moment transverse lors de la collision π, p .

. Moyennant la prise en compte de la différence de cible (nous utilisons une cible isoscalaire de ^{12}C).

. En utilisant l'invariance d'isospin qui fournit des relations du type : collision $\pi^-, p \Leftrightarrow$ collision π^+, n .

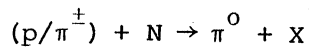
. Moyennant l'application d'un facteur $A^{1.11}$ ²⁵ pour tenir compte des effets nucléaires.

La paramétrisation de DONALDSON donne le spectre en PT de la figure 11 (intégré en rapidité dans le centre de masse entre -0.4 et 0.6).

B. - PREDICTION CONCERNANT LE RAPPORT DES PRODUCTIONS DE π^0 EN FAISCEAU DE p et DE π .

R.D FIELD²⁶ donne une prédiction sur les rapports de production $(\pi^\pm/p) + p \rightarrow h + X$ avec $h = \pi^+$ ou π^- . Cette prédiction est adaptable à

la détermination du rapport :



à l'aide des deux remarques suivantes :

- les résultats sont établis sur l'argument de la différence des fonctions de structure des quarks dans le pion et le proton. Ainsi ils sont peu affectés si on passe d'une cible de protons à une cible de nucléons,

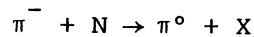
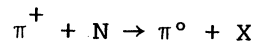
- on peut admettre que le résultat pour la production de π^0 sera la moyenne $\frac{\pi^+ + \pi^-}{2}$ grâce à l'invariance d'isospin.

L'application de ces deux remarques donne la courbe de la fig. 12.

Les corrections dues au PT intrinsèque sont ici peu importantes puisqu'il s'agit d'un rapport de production.

C. - PREVISION D'EFFETS DE CHARGE

La production de π^0 par les réactions :



est identique par invariance d'isospin. Par conséquent les seuls effets qui pourraient être mis en évidence par la comparaison de la production en faisceau de π^+ ou de π^- sont des effets de violation d'isospin, c'est-à-dire des effets de charge qui seuls peuvent être différents dans les deux cas.

Dans le cadre du modèle des partons le quark de recul donne un jet à l'opposé du jet du trigger (voir figure 13). De simples règles de comptage des quarks montrent que la charge moyenne de ce jet doit être de $-1/6$ en faisceau de π^- et de $1/3$ en faisceau de π^+ . La conservation globale de la charge est bien entendu assurée par les quarks spectateurs.

Il n'est pas exclu de pouvoir observer non pas les charges moyennes en π^+ et π^- (à cause des bruits de fond et des autres jets), mais la différence des charges moyennes en π^+ et π^- pour laquelle les effets de fond s'annulent.

=+=+=+=+=+=+=

CHAPITRE II

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I . LE FAISCEAU

A.- DESCRIPTION

L'expérience utilise le faisceau secondaire H8 de la zone Nord du CERN, fabriqué à partir du faisceau de protons du SPS (Super-Synchrotron à Protons). Il peut être utilisé alternativement en faisceau de particules positives ou négatives et présente les caractéristiques suivantes :

Energie : 200 GeV

Flux : 1.2×10^7 particules/s

Durée des déversements : de 1 à 2.4 seconde

Luminosité intégrée en 1982 : 1.5×10^{37} cm⁻²

Composition du faisceau

π^+ : 32.0 %

p : 56.9 %

K^+ : 4.1 %

non identifiées : 7.0 %

π^- : 96.4 %

\bar{p} : .6 %

K^- : 2.6 %

non identifiées : .4 %

Un filtre de 2 m de polyéthylène est placé sur le trajet du faisceau en polarité positive pour augmenter la proportion de pions par rapport aux protons ($\frac{\pi^+}{p}$ passe de 0.27 à la production à 0.60 après le filtre).

B.- DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DES PARTICULES DU FAISCEAU DANS L'EXPERIENCE²⁷

- Position des particules incidentes au voisinage de la cible : elle est déterminée par un ensemble de 3 hodoscopes de 16 compteurs chacun.

- Nature des particules incidentes : elle est déterminée d'une part par 2 compteurs Čerenkov à seuil destinés à séparer les particules π^+ des protons, d'autre part par 2 compteurs Čerenkov différentiels (C.E.D.A.R.) qui permettent de différencier les protons (\bar{p}) des $K^+(K^-)$.

En faisceau positif : les 2 CEDARS sont réglés pour détecter les K^+ .

En faisceau négatif : 1 des CEDAR est réglé sur les K^- et l'autre sur les \bar{p} .

- Principe du CEDAR :

Le cône de lumière émis par une particule de β supérieur à la vitesse de la lumière dans le gaz est focalisé dans un plan, en donnant un cercle dont le centre dépend de la direction de la particule et dont le rayon est lié à l'angle du cône de lumière Čerenkov, donc au β de la particule. Ainsi en disposant un diaphragme annulaire dans le plan focal, et en supposant que toutes les particules ont la même direction (celle du faisceau), ce diaphragme ne laissera passer que la lumière provenant d'une particule de β fixé. Il est alors possible de régler l'indice du gaz du CEDAR de manière à ce que les 8 PM situés derrière le diaphragme ne soient touchés que pour des particules d'une certaine masse (donc de β fixé puisque toutes les particules du faisceau ont la même impulsion de 200 GeV/c).

C.- MESURE DU FLUX INCIDENT : elle est réalisée avec 2 chambres à ionisation "argonium" étalonnées à bas flux.

Notons également l'utilisation d'un télescope de 3 scintillateurs pointant sur la cible, qui permet d'obtenir un taux de comptage proportionnel au nombre d'interactions, donc au flux incident. Ce même télescope (moniteur) permet de mesurer la section efficace totale du flux incident. On tient compte des temps morts durant lesquels l'appareillage n'est pas disponible (acquisition) avec un système de coïncidence.

La précision de cette mesure de flux est de l'ordre de 1 %.

II . LES CIBLES

3 cibles cylindriques de ^{12}C de 2 cm de longueur chacune et de 2 cm de diamètre sont disposées le long du faisceau de manière à éviter les réinteractions des produits de réaction.

- le ^{12}C a été choisi car son noyau est isoscalaire. Du point de vue du modèle des partons la cible est donc constituée à 50 % de quarks u et à 50 % de quarks d ;
- le diamètre est choisi de manière à ce que les cibles interceptent entièrement le faisceau en toutes circonstances (il peut y avoir des petites variations de centrage ou de diamètre de la tache du faisceau) ;
- la longueur totale vue par le faisceau (soit 6 cm) correspond à 0.28 longueurs de radiation ; la proportion des particules du faisceau qui interagissent avec les cibles est de 18 % ;
- Pour un photon produit dans une cible donnée et dont la trajectoire ne rencontre pas les autres cibles, la probabilité de conversion (réinteraction) à l'intérieur de la cible est approximativement de 4.5 %.

III . LE SPECTROMETRE NA3²⁷ (voir figure 14)

L'analyse des particules chargées est réalisée grâce à un ensemble de 6 chambres à fils (MWPC, CH1 à 6) permettant de mesurer les paramètres des segments de traces situés avant et après l'aimant supraconducteur dont le champ est sensiblement vertical ($B_{\text{max}} = 1.7 \text{ T}$. $\int B dl \approx 4.04 \text{ Tm}$). 2 chambres sont situées à l'avant, 1 chambre se trouve au milieu de l'aimant et les 3 autres mesurent les paramètres de la trace "arrière". Les 5 premières chambres comprennent 6 plans de fils (2 plans permettant de déterminer la coordonnée horizontale de la trace, 2 plans "Y" et 2 plans inclinés). La dernière chambre comprend 8 plans de fils. (4 plans X, 2 plans Y, 2 plans inclinés). L'ensemble de ces chambres totalise presque 40 000 voies d'électronique (amplification, temporisation, mémorisation, acquisition).

La mesure de la déflexion des traces par l'aimant permet alors de déterminer l'impulsion des particules chargées avec une précision de $\frac{\Delta p}{p} \approx 2.10^{-4} \times p$ (p en GeV/c). Le programme appelé PATREC (Pattern Recognition) réalise cette détermination. La précision de la reconstruction du vertex principal est de ± 8.5 mm en z et $\pm .9$ mm en x et y pour un événement complet (multiplicité moyenne de 6 chargés) ; ce qui permet une affectation non ambiguë du numéro de cible où a eu lieu l'interaction (voir figure 15).

Une septième chambre à fils (CHØ) située entre les cibles et le convertisseur permet de vérifier par différence avec CH1 si une conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ a bien eu lieu dans le convertisseur (voir paragraphe TRIGGER, méthode de conversion).

3 \checkmark Cerenkov multicellulaires peuvent de plus permettre la détermination du type de la particule chargée, en complétant ainsi l'information sur les traces.

IV . LE DETECTEUR DE PHOTONS : Système calorimètre + chambre à gerbes.

Ce système constitue la partie la plus importante et la plus critique de cette expérience de détection de particules neutres.

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie d'une gerbe provenant d'un électron ou d'un photon, alors que la chambre à gerbes permet de détecter la position de la même gerbe à son développement initial (avant que la gerbe ne devienne trop importante).

La disposition relative de ces deux détecteurs est représentée sur la figure 16.

A.- LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE²⁸

a) Description (voir figure 16)

Le calorimètre est constitué de 3 séries de lattes nommées $\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$ successivement traversées par les gerbes. Elles sont composées chacune de couches successives de plomb et de scintillateur.

Le rôle du plomb est de provoquer des conversions de photons produits dans une gerbe et des bremsstrahlungs d'électrons. Le scintillateur est destiné à détecter les électrons qui résultent des interactions dans le plomb, la lumière émise étant acheminée vers les photomultiplicateurs (abrégés en PM par la suite) situés en bordure du détecteur.

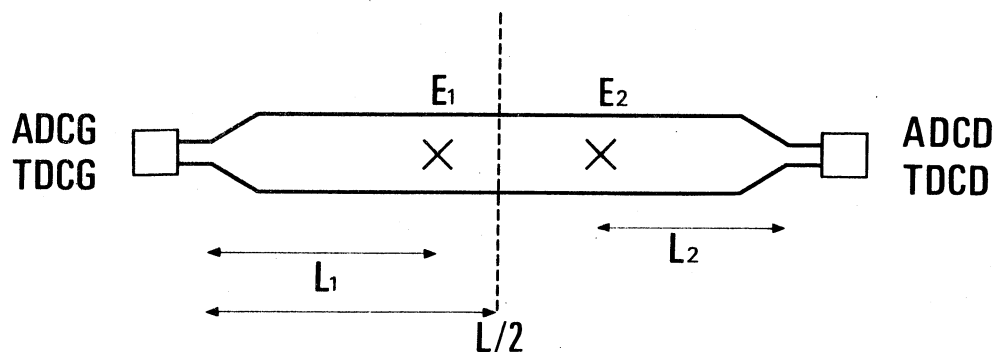
Les épaisseurs successives de plomb et de scintillateur sont choisies de manière à permettre la collection de photons produits après chaque longueur de radiation traversée. On réalise ainsi un échantillonnage de la gerbe à chaque longueur de radiation.

Les lattes γ_1 γ_2 γ_3 comprennent des épaisseurs totales de plomb qui correspondent respectivement à 4,8 et 12 longueurs de radiation. L'ensemble comprend 2×20 lattes $\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3$ (haut et bas) d'environ 9.5 cm de largeur chacune.

Chaque demi-calorimètre, pointant sur la région des cibles, permet la collection de l'énergie déposée par un photon ou un électron émis à un angle vertical compris entre 25 et 150 milliradians environ.

Les lattes γ_2 et γ_3 sont séparées horizontalement en deux parties aboutissant chacune à un PM différent.

Les lattes du γ_1 ne sont pas séparées et aboutissent donc à 2PM, dont l'électronique associée comprend un TDC (Convertisseur Temps-Digital). Lors de l'analyse hors ligne, les données de ces convertisseurs permettent, premièrement de rejeter des événements "hors temps", deuxièmement de disposer d'une équation supplémentaire (portant sur les temps de propagation de la lumière vue à chaque extrémité) utilisable lorsque plus d'une gerbe frappe la latte selon le schéma suivant :



$$\left. \begin{aligned} \text{ACDG} &= E_1 e^{-L_1/\lambda} + E_2 e^{-(L-L_2)/\lambda} \\ \text{ADCD} &= E_1 e^{-(L-L_1)/\lambda} + E_2 e^{-L_2/\lambda} \end{aligned} \right\} \quad \lambda = \text{longueur d'atténuation}$$

Ces deux équations permettent de répartir les énergies, si l'on connaît L_1 et L_2 donnés par :

$$\left. \begin{aligned} \text{TDCG} &= L_1 / v \\ \text{TDCD} &= L_2 / v \end{aligned} \right\}$$

λ a été mesuré après la construction du calorimètre et valait environ 3 m à l'époque (dépendant du type de latte). Le vieillissement du détecteur a provoqué une diminution de cette longueur d'atténuation, qui n'a pu être mesurée que dans les lattes du γ_1 à partir d'impacts connus. En admettant que le vieillissement s'effectue de la même manière dans les lattes du γ_2 et du γ_3 on extrapole les valeurs d'origine aux valeurs actuelles de λ pour ces deux derniers types de lattes. On obtient $\lambda_2 \approx 2.25$ m à la fin de 1983.

Cette deuxième utilisation des lattes du γ_1 n'est bien entendu valable que dans le cas où moins de 3 impacts atteignent la même latte (le cas d'un seul impact est très simple). La résolution spatiale alors obtenue est de l'ordre de la dizaine de centimètres : pour la localisation de la gerbe, il ressort que l'utilisation de la chambre à gerbes est naturellement préférable.

b) La calibration

L'expérience a montré que ce calorimètre doit être calibré à chaque nouvelle période de faisceau de manière à pouvoir relier l'énergie de la gerbe aux signaux fournis par les P.M. (qui dépendent des H.T. [★], des P.M. eux-mêmes, du vieillissement des lattes).

Le but de cette opération est de régler le calorimètre et de déterminer les coefficients de calibration. De manière idéale, comme le calorimètre est utilisé pour mesurer l'énergie des photons, il faudrait pouvoir le calibrer avec des photons d'énergie connue. L'opération n'étant pas très simple, nous utilisons un faisceau d'électrons de 17, 24, 32 et 45 GeV

★ H.T. : Haute Tension

dirigé sur les lattes à calibrer par 3 aimants situés avant la station des cibles. Les lattes extrêmes nécessitent l'utilisation du faisceau de 17 GeV/c qui est plus facilement dévié que les autres. Après le centrage du faisceau sur la latte à calibrer, on règle la tension des PM de manière à obtenir un signal centré sur une valeur calculée à l'avance. Le réglage des H.T. et des P.M est ajusté de manière à ce qu'un électron de 24 GeV, d'impulsion transverse verticale 1.5 GeV/c, donne un signal de 230 canaux d'ADC dans les lattes du γ_2 , de 180 canaux dans le γ_1 et de 71 canaux dans le γ_3 . Le choix de ces valeurs autorise une dynamique élevée en PTV* (jusqu'à 6 GeV).

Lorsque la tension est réglée on enregistre la réponse du P.M à des signaux de référence fixes émis par 2 diodes électroluminescentes. Pendant la prise de données, on comparera constamment la réponse du PM à ces signaux avec les réponses "de référence" enregistrées, de manière à rectifier les tensions des PM (correction de dérives).

Après l'enregistrement des valeurs de référence, on réalise l'acquisition de 2500 événements destinés à être utilisés pour calculer les coefficients de calibration a_i tels que :

$$a_1 E_1 + a_2 E_2 + a_3 E_3 \quad \text{donne l'énergie déposée par le photon dans la latte.}$$

Grâce à toutes ces opérations, la résolution en énergie du calorimètre est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.013 + \frac{0.17}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ est exprimé en GeV})$$

B.- LA CHAMBRE A GERBES (voir figure 17)

Ce détecteur est placé entre les ensembles de lattes γ_1 et γ_2 du calorimètre électromagnétique. Son rôle consiste à détecter le passage des gerbes initiées dans le γ_1 , et ce, de 3 manières différentes : par la réponse de strips verticaux, de fils horizontaux, et de damiers de taille décroissante avec la proximité du faisceau.

* PTV = Impulsion transverse verticale.

a) Description²⁹

Cette chambre est constituée de deux parties symétriques haut bas de dimensions $185.2 \times 400. \text{ cm}^2$, chacune comportant :

1 plan de fils horizontaux (anode) de 20μ de diamètre et espacés de 3 mm mais regroupés par 4, réalisant ainsi une mesure de la composante verticale d'une gerbe avec un pas de 12 mm (au total : 142 groupes de fils).

2 plans de cathode constitués pour le premier de bandes verticales de peinture d'argent de 5 mm de largeur et séparées par un espace de 1 mm sur un support de graphite. Ces bandes sont regroupées par 2 et réalisent une mesure de la composante horizontale de la gerbe avec un pas de 12 mm (au total : 330 groupes de bandes). Le second plan de cathode est constitué de damiers définis par des droites horizontales et verticales et de taille variable avec la proximité du faisceau :

vers le centre : $5. \times 4.63 \text{ cm}^2$

dans la zone médiane : $10. \times 9.26 \text{ cm}^2$

vers l'extérieur : $20. \times 18.52 \text{ cm}^2$

Ces données permettent de lever les ambiguïtés lorsque plusieurs gerbes sont en présence (au total : 629 damiers). Les signaux reçus sur ces 3 types d'électrodes sont analysés par une chaîne d'électronique analogique qui aboutit à des ADC (convertisseurs analogique digital) destinés à être lus par le système d'acquisition. L'ensemble des chaînes d'électronique (1 voie pour chacun des 2×142 ensembles de fils /des 2×330 ensembles de strips/ et des 2×629 damiers) est surveillé et calibré en permanence par l'injection de signaux tests. De même le gain global de la chambre, qui peut varier à cause d'un changement de composition ou de pression du gaz est surveillé par 4 petites chambres placées en série sur l'alimentation en gaz (1 à l'entrée et 1 à la sortie de chaque partie de la chambre) ; l'analyse du spectre fourni par une source radioactive irradiant ces petites chambres permet de détecter toute variation des caractéristiques du gaz.

Les T.S.L.A. (Time Slice Logical Analyzer) : voir figures 18a et b.

Ces équipements permettent de connaître l'instant du passage d'une gerbe sur les strips de la chambre à gerbes. Le signal est prélevé avant les ADC et est sommé avec celui provenant du strip voisin (regroupement 2 par 2) ; cette somme est mise en forme par un discriminateur dont le signal logique attaque le TSLA ; le principe du TSLA consiste à rechercher l'instant du signal de sortie du discriminateur. Dans ce but, un train de 16 impulsions d'une période de 20 ns est émis de manière anticipée, c'est-à-dire en avance sur la porte générale ; ceci est réalisé en utilisant un retard réduit pour le déclenchement du train, par rapport au retard normal sur la porte générale qui est utilisé pour les autres déclenchements. A chaque impulsion, le TSLA mémorise la coïncidence entre l'impulsion et la sortie du discriminateur dans le bit correspondant du registre de sortie (voir figure 18b). Le numéro du premier bit mis à 1 donne l'instant du passage de la gerbe par rapport au temps de l'événement. L'exploitation hors ligne de ces données permet de rejeter des gerbes "hors temps" en détectant la transition 0 → 1 dans le registre. La résolution en temps de ce système (20 ns) est suffisante pour permettre l'élimination de la plupart des signaux parasites.

b) Performances

Cette chambre à gerbes permet la détection de la position d'une gerbe électromagnétique, et fournit de plus une estimation de son énergie. Cette estimation est bien moins précise que celle qui est donnée par le calorimètre ($\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{.50}{\sqrt{E}}$ pour des gerbes d'énergie supérieure à environ 10 GeV, mesure non significative pour des gerbes d'énergie plus faible), mais elle permet par exemple, lorsque 2 gerbes tombent dans la même latte du calorimètre, d'affecter l'énergie mesurée dans la latte de façon proportionnelle aux énergies estimées dans la chambre à gerbes.

La précision de la mesure de la position d'une gerbe peut-être estimée en comparant, pour des électrons, la position prévue par le spectromètre (puisque'il s'agit d'une trace chargée), et celle fournie par la chambre à gerbes. Cette précision est d'environ 3 mm en x et en y (voir figure 19) ; la distance minimale de séparation de 2 gerbes est de 3 cm.

On peut admettre que ces performances sont les mêmes pour 1 gerbe due à 1 photon.

c) Le problème des satellites

Le problème principal de cet ensemble de détection (calorimètre + chambre à gerbes) est l'existence d'impacts dits "satellites" dans la chambre à gerbes qui sont dus à des photons ou à des électrons de faible énergie produits à grand angle dans la première partie du calorimètre, ou rétrodiffusés par l'entrée des lattes γ_2 du calorimètre (voir figure 20). Ces électrons ou photons s'éloignent du coeur de la gerbe et vont donner un signal dans une zone éloignée de la gerbe principale, simulant ainsi le passage d'une autre gerbe de manière d'autant plus ambiguë que le satellite se trouve proche de la gerbe ou se trouve dans la même latte du calorimètre (dans les cas contraires on peut mesurer dans le calorimètre que le satellite ne dépose pas d'énergie et n'est donc pas dû à 1 gerbe). L'étude de la répartition de ces satellites peut être faite avec les événements de calibration pour lesquels on s'attend à observer une seule gerbe due à un électron.

V . LE SYSTEME DE DECISION (TRIGGER) ET LE SYSTEME D'ACQUISITION

L'acquisition de l'ensemble des données fournies par les détecteurs est déclenchée par un système de sélection rapide qui choisit les événements susceptibles d'être intéressants.

A.- LE PRETRIGGER

Il est destiné à rechercher les événements qui proviennent d'une interaction du faisceau avec la cible et qui ont des chances de comporter une particule de grande impulsion transverse : il est donc demandé une coïncidence entre les réponses suivantes :

- Le compteur d'interaction T1 situé derrière les cibles a été traversé par une particule chargée au moins.
- Le compteur de halo (hodoscope percé d'un trou, permettant de signaler le passage de particules chargées ne provenant pas directement du faisceau), ne doit pas avoir détecté de particules.
- Les lattes γ_2 du calorimètre doivent avoir reçu une énergie correspondant à une impulsion transverse verticale de 1 GeV/c dans 4 bandes adjacentes.
- Enfin le prétrigger ne doit pas avoir été déclenché dans les 200 ns qui précèdent ces événements. (Temps mort nécessaire pour éviter des superpositions). En effet si le prétrigger est déclenché, il faut bloquer l'entrée de nouveaux prétriggers tant que les informations nécessaires au traitement ultérieur ne sont pas utilisées.
- Le prétrigger est déclenché entre 30 000 et 50 000 fois par déversement.

B. - LE TRIGGER (voir figure 21)

Deux systèmes de déclenchement sont utilisés pour permettre la sélection de 2 catégories d'événements :

a) méthode de conversion (trigger e^+e^-)

1°) Principe (voir figure 22)

Cette méthode consiste à détecter la conversion d'un photon de grand PTV [★]). Un radiateur de plomb d' $1/10$ de longueur de radiation est situé juste après les cibles, permettant la conversion de la fraction $(1 - e^{-1/10})$ des photons produits dans les interactions.

La décision d'acquisition portera alors d'une part sur l'énergie déposée dans le calorimètre (seuil en PTV de 3 GeV) par la paire e^+e^- , d'autre part sur l'indication d'une topologie particulière de 2 traces (e^+e^-) fournie par un système de chambres à damiers (M1 et M2) que je vais à présent décrire précisément³⁰ (voir figure 23). Les deux chambres sont homothétiques l'une de l'autre par rapport à la cible centrale dans un rapport 1.85. Elles sont constituées d'un ensemble de damiers définis par des droites horizontales et des secteurs angulaires (voir fig. 23), permettant ainsi une mesure de hauteur et d'angle (γ et ϕ). Grâce à cette disposition, il est possible par une logique simple, de détecter la présence d'une paire e^+e^- de conversion. En effet, la trajectoire d'une particule émise par la cible (origine) avec les angles θ_x et θ_y s'écrit :

$$x = z \operatorname{tg} \theta_x \qquad y = z \operatorname{tg} \theta_y.$$

L'aimant agit sur la coordonnée x de la particule et à la sortie de celui-là la trajectoire est à nouveau rectiligne et a pour équations :

$$x = z \operatorname{tg} \theta_x + (z - z_c) \cdot \frac{eB}{p}$$

$$z = z \operatorname{tg} \theta_y$$

où $B = \int_c^{\rightarrow} \vec{B} d\vec{l}$ est l'intégrale du champ (pratiquement indépendante de la trajectoire qui est peu déviée donc d'une longueur peu variable dans l'aimant) ;

z_c est la position du centre de l'aimant ;

e est la charge de la particule ;

p est l'impulsion.

★) PTV : impulsion transverse verticale.

L'intersection de la trajectoire d'un positron avec M_1 et M_2 est alors donnée par les formules :

$$(2.1) \quad y_1^+ = z_1 \operatorname{tg} \theta_y^+$$

$$(2.2) \quad x_1^+ = z_1 \operatorname{tg} \theta_x^+ + \frac{eB}{p^+} (z_1 - z_c)$$

$$(2.3) \quad y_2^+ = z_2 \operatorname{tg} \theta_y^+$$

$$(2.4) \quad x_2^+ = z_2 \operatorname{tg} \theta_x^+ + \frac{eB}{p^+} (z_2 - z_c)$$

de même pour un électron avec l'exposant - au lieu de +. Les secteurs angulaires des damiers correspondent à un $\Delta \operatorname{tg} \phi$ constant et non à un $\Delta \phi$ constant. Cette disposition permet la mesure directe (sans calcul) de $\operatorname{tg} \phi$.

Ainsi les chambres fournissent le rapport $\frac{x}{y}$ par la lecture d'un numéro de damier $n \rightarrow \frac{x}{y} = \operatorname{tg} \phi = \frac{n}{32} \times \sqrt{3}$. La coordonnée y est déterminée par la lecture du numéro de bande touchée.

On obtient :

$$\operatorname{tg} \phi_1^+ = \frac{n_1^+}{32} \times \sqrt{3} = \frac{\operatorname{tg} \theta_x^+}{\operatorname{tg} \theta_y^+} + \frac{eB}{p^+} \frac{z_1 - z_c}{z_1 \operatorname{tg} \theta_y^+} \quad \text{pour } 1'e^+$$

$$\text{et } \operatorname{tg} \phi_1^- = \frac{n_1^-}{32} \times \sqrt{3} = \frac{\operatorname{tg} \theta_x^-}{\operatorname{tg} \theta_y^-} + \frac{eB}{p^-} \frac{z_1 - z_c}{z_1 \operatorname{tg} \theta_y^-} \quad \text{pour } 1'e^-$$

Pour une paire e^+e^- produite dans une conversion de photon de très haute énergie on peut admettre que les 2 traces sont émises dans la même direction, ce qui donne les relations :

$$\theta_x^+ = \theta_x^- \quad \text{et} \quad \theta_y^+ = \theta_y^- = \theta_y.$$

De plus, comme il n'y a pas de déflexion en y , les 2 traces tombent dans la même bande dans M_1 et dans la bande homothétique correspondante de M_2 . Les relations précédentes permettent d'écrire :

$$(2.5) \quad n^+ - n^- = \frac{32}{\sqrt{3}} eB \frac{z_1 - z_c}{z_1} \left[\frac{1}{p_{TV}^+} + \frac{1}{p_{TV}^-} \right]$$

de même dans M_2 :

$$(2.6) \quad n_2^+ - n_2^- = \frac{32}{\sqrt{3}} eB \frac{z_2 - z_C}{z_2} \left[\frac{1}{P_{TV}^+} + \frac{1}{P_{TV}^-} \right]$$

avec $eB = 1.215 \text{ GeV}/c$

$$z_2 = 1332. \text{ cm}$$

$$z_1 = 719 \text{ cm}$$

$$z_C = 401 \text{ cm}$$

$$\text{On obtient : } n_1^+ - n_1^- = 9.92 \left[\frac{1}{P_{TV}^+} + \frac{1}{P_{TV}^-} \right] \quad (2.7)$$

$$n_2^+ - n_2^- = 15.69 \left[\frac{1}{P_{TV}^+} + \frac{1}{P_{TV}^-} \right] \quad (2.8)$$

$$\text{soit } \frac{n_2^+ - n_2^-}{n_1^+ - n_1^-} = 1.58 \quad (2.9)$$

La paire $e^+ e^-$ peut alors être reconnue grâce à cette propriété de la topologie des traces :

Le système de chambres à damiers validera les événements pour lesquels 2 impacts auront été signés dans la même bande pour M1 et dans la bande correspondante de M2 et qui donneront des différences de numéro de damiers touchés dans M1 et M2 reliées par : $\frac{\Delta n_2}{\Delta n_1} = 1.58$.

2°) Réalisation pratique de la matrice de décision des chambres à damiers

Chaque damier est lu par un amplificateur. Les données relatives à chaque damier sont conservées en mémoire pendant 250 ns (signal de validation). Un "strobe" déclenche les sorties rapides destinées à être utilisées dans la décision.

Le traitement est effectué de la même manière pour chaque paire de bandes homothétiques de M1 et M2.

On réalise tout d'abord un OU deux à deux des 64 sorties rapides d'une bande. On mémorise les 32 résultats dans 32 bistables, pour permettre les coïncidences suivantes (voir figure 24).

Avant d'aller plus loin, il est bon de préciser dès maintenant les caractéristiques de circuits particuliers : les circuits FPLA (Field Programmable-Logic-Array). Il s'agit de circuits dont les fonctions

logiques sont programmables par destruction de connexions (fusibles), pour permettre de ne garder que les fonctions voulues.

La figure 25 représente le schéma d'un tel circuit. A chaque intersection des lignes verticales (0 à 31) et des lignes horizontales de sortie (16 à 43) une liaison est réalisée par l'intermédiaire d'un fusible susceptible d'être détruit par passage d'un fort courant.

Il est ainsi possible de ne conserver que les liaisons intéressantes. Par exemple, si on détruit tous les fusibles du circuit de la figure 25 sauf ceux qui sont indiqués par une flèche, on réalisera la fonction logique (câblée) suivante :

$$\text{sortie 17} = (\overline{1} + 3 + 5 + 13) = 1.\overline{3}.\overline{5}.\overline{13}$$

Une série de FPLA est utilisée pour réaliser toutes les coïncidences possibles entre les signaux de sortie des bistables dont les différences de numéros de sortie varient de 3 à 9 (voir figure 24).

On réalise donc les coïncidences deux à deux entre les sorties (1 et 4), (2 et 5), (3 et 6) ... (29 et 32) dont on prend le OU (sortie D3) de même on réalise le OU de (1 et 5), (2 et 6) ... (28 et 32) - (sortie D4).....
.....
et enfin le OU de (1 et 10), (2 et 11) ... (23 et 32) - (sortie D9).

Ainsi dans l'exemple de la figure, les damiers 2 et 15 seuls sont touchés et seule la coïncidence (1 et 8) est validée (ligne D7). On réalise ici la détermination de toutes les différences possibles entre les paires de damiers dont l'un est touché.

Par l'utilisation des sorties des bistables regroupées 2 par 2, on réalise également les coïncidences entre groupes de 4 damiers touchés par une particule (figure 24) (groupes (1 et 6) ou (2 et 7)... = sortie DD5). Cette logique est réalisée pour les deux bandes homothétiques de M1 et M2 et on dispose alors des différences de numéros de paires ou de groupes de 4 damiers touchés par des traces. C'est à dire de :

$$\frac{n_1^+}{2} - \frac{n_1^-}{2} \text{ et } \frac{n_2^+}{2} - \frac{n_2^-}{2} \quad \text{ou de} \quad \frac{n_1^+}{4} - \frac{n_1^-}{4} \text{ et } \frac{n_2^+}{4} - \frac{n_2^-}{4}$$

où les $\frac{n}{2}$ et $\frac{n}{4}$ sont arrondis aux entiers supérieurs.

Un dernier étage de FPLA réalise les coïncidences correspondant à la relation (2.9) :

$$n_2^+ - n_2^- \approx (n_1^+ - n_1^-) \times 1.6$$

Selon le principe d'une matrice de décision dont les entrées seraient les lignes des différences détectées et acceptées dans M1 et M2 (D3 à D9 plus les différences de groupes de 4 damiers : DD5). Cette matrice répond "1" lorsque la relation (2.9) est satisfaite, c'est à dire pour certaines coïncidences entre les différences de M1 et celle de M2. Pour terminer, on effectue le OU des réponses de chaque couple de bandes M1-M2 pour obtenir le signal du trigger. Le temps de réponse de ce système varie entre 140 et 160 ns suivant les configurations grâce à l'utilisation de logique câblée.

3°) Remarque : le trigger lâche

Ce trigger particulier permet d'effectuer des tests d'efficacité du trigger normal. Il est réalisé par la coïncidence des deux faits suivants :

- Existence dans une bande de M1 (ou M2) d'une différence validée de paires de damiers ou d'une différence de groupes de 4 damiers (D1 ou D2 ... ou D9 ou DD5).
- Présence d'un signal dans la bande correspondante de M2 (ou M1).

Ce trigger déclenchant beaucoup plus souvent, il est divisé par 10 de manière à limiter le taux d'enregistrement des événements associés.

b) La méthode calorimétrique (trigger γ)

Ce trigger requiert une énergie déposée dans 4 bandes adjacentes du calorimètre (1 bande = ensemble des 3 lattes $\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$), correspondant à un PTV minimum de 4 GeV. De plus, le rapport des énergies $E_{\gamma_1}/(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3})$ doit dépasser un certain seuil (environ 10 %[★]), en vue de rejeter les gerbes hadroniques qui déposent peu d'énergie au début de leur développement.

★ Valeur choisie à partir de mesures réalisées avec des pions.

c) performances

Le taux de comptage de chacun de ces triggers est de l'ordre de :

20 à 25 par déversement (trigger e^+e^-)

20 à 25 pour le trigger γ .

Ceci pour un flux incident de l'ordre de 1.6×10^7 particules par déversement.

VI . L'ACQUISITION DES DONNEES

Elle consiste à mémoriser l'ensemble des informations fournies par les détecteurs relatives à 1 événement sélectionné par le trigger.

A.- ACQUISITION

Chaque détecteur est relié à des modules chargés de regrouper, digi- tiser et de mémoriser l'information dans un premier temps, puis de la transmettre par le système CAMAC, au calculateur d'acquisition PDP 11/45 chargé de la gestion de l'écriture des bandes magnétiques.

B.- SURVEILLANCE

Le PDP 11/45 est également chargé de la surveillance de l'expérience. Dans ce but il effectue plusieurs opérations de contrôle sur les données qui lui parviennent, analogues au principe du contrôle de bit de parité utilisé dans les ordinateurs. Il gère également un ensemble d'alarmes qui déclenchent l'interruption de l'acquisition et préviennent les opé- rateurs (ex : HT des chambres à fils).

Enfin un ensemble d'histogrammes de contrôle permet une surveillance continue des réponses des détecteurs et des distributions attendues pour différentes variables.

C.- REPARTITION DES TACHES

Plusieurs processeurs spécialisés permettent d'alléger le temps de traitement du PDP, et les temps de traitements ultérieurs (analyse des données) :

- le MORPION a pour tâche de rechercher et reconstruire les projections en x et y des traces à l'arrière de l'aimant ;
- deux processeurs 68000 prétraitent et histogramment chacun les informations des chambres à fils d'une part et de la chambre à gerbes d'autre part ;
- Un émulateur 168/E (émulateur d'unité centrale d'une IBM 168) est chargé d'effectuer une partie du travail de reconstruction d'événements (reconstruction de traces et de vertex).

A cet effet, on le charge directement avec le code binaire d'un programme tournant normalement sur IBM, et l'exécution se déroule de la même manière que dans l'IBM. Il ne peut être chargé que de cette manière car il est dépourvu de langage évolué.

Actuellement ce processeur est utilisé pour reconstruire ON-LINE les événements de calibration et pour retrouver les traces chargées des événements qui ont déclenché le trigger calorimétrique.

- Remarque : les deux 68000 et le 168/E n'ont été implantés que récemment dans l'appareillage et les données sur lesquelles portent l'analyse présente sont antérieures à cette installation.

VII . ACCEPTANCE DE L'APPAREILLAGE

A.- ACCEPTANCE GEOMETRIQUE (voir fig. 26) ACCEPTANCE ANGULAIRE

$$.025 < \varphi < .150 \text{ Rad}$$

soit en rapidité dans le laboratoire

$$2.588 < y < 4.382$$

et dans le repère du centre de masse du système (π à 200 GeV/c, nucléon au repos) :

$$- 0.407 < y^* < 1.386.$$

B.- ACCEPTANCE DU TRIGGER

$$P_T > 3. \text{ GeV pour le trigger } e^+ e^-$$

$$P_T > 4. \text{ GeV pour le trigger } \gamma.$$

CHAPITRE III

ANALYSE DES DONNEES

I . ORGANISATION DE L'ANALYSE

Le traitement des données est effectué en 3 phases d'analyse :

A. - DEPUIS LES BANDES ECRITES PAR LE PDP JUSQU'AUX BANDES DST (data Summary Tapes).

Le programme PATREC (Pattern Recognition) utilise les informations fournies par le spectromètre - données des chambres à fils - et reconstruit les traces des particules chargées dans l'espace (voir le chapitre II, paragraphe III).

Ce programme effectue ensuite des rejets d'événements incompatibles avec les configurations attendues. Par exemple, en trigger e^+e^- , si le programme ne reconstruit pas une paire d'électron-positron de masse invariante proche de zéro (inférieure à 150 MeV), l'événement est rejeté. Après ce traitement, les bandes DST sont écrites. Ces bandes contiennent les enregistrements des données des traces reconstruites et les données brutes des autres détecteurs.

B. - DEPUIS LES BANDES DST JUSQU'AUX BANDES MINI DST

Le programme DST analyse les données relatives au détecteur de photons (chambre à gerbes + calorimètre). Il effectue également différents rejets : coupures sur la position du vertex, coupure sur le temps de

l'événement qui doit être en synchronisme avec la fenêtre temporelle autorisée au moment du trigger, sur les seuils des ADC du calorimètre...
A l'issue de ce traitement les données traitées sont enregistrées sur les bandes Mini DST sous forme encore plus compacte.

C. - DEPUIS LES BANDES MINI DST JUSQU'AUX EVENEMENTS DE π^0

C'est essentiellement le programme de filtrage des π^0 qui est appliqué. Ce programme est chargé de sélectionner des π^0 de la manière la plus efficace possible.

L'analyse finale est menée à partir de ces derniers événements.

Je vais à présent passer en revue l'ensemble des détecteurs de l'expérience avec leurs problèmes et la manière d'exploiter leurs données, dans l'ordre de leur utilisation dans la chaîne des programmes.

II . TRAITEMENT DES DONNEES DU SPECTROMETRE : LE PROGRAMME PATREC

La méthode utilisée par ce programme pour retrouver les traces chargées et leur impulsion consiste à chercher tout d'abord des traces droites à l'arrière de l'aimant et à les prolonger à l'avant avec les chambres CH1 à CH3. En utilisant la contrainte du passage de la trace dans la région des cibles, on prédit une trace droite dans CH1 et CH2 à partir de la trace arrière. Si une trace est trouvée dans cette zone, on essaie d'extrapoler la trace dans CH3. Les traces non prolongées dans CH3 ou tombant hors de son acceptation sont appelées traces à l'arrière^{*} et leur impulsion n'est évidemment pas déterminée. L'impulsion des traces complètement reconstruites est évaluée à l'aide de fonctions d'ajustement qui ont été établies à partir de la carte du champ magnétique de l'aimant, et d'un ensemble de traces simulées passant dans l'appareillage³¹. Une première coupe sur la position en z ^{**} du vertex est appliquée et PATREC rejette les événements dont le vertex s'éloigne de plus de 50 cm des cibles extrêmes.

PATREC effectue également d'autres coupures en trigger photon :

- les événements pour lesquels les indications des TDC sont aberrantes (au-delà de ± 20 ns) sont rejetés (18 à 20 % de rejet),

* Une trace à l'arrière est une trace qui n'a été détectée que par les chambres situées derrière l'aimant.

** Le long du faisceau.

- les événements sans vertex sont rejetés (15 à 18 % de rejet). Cette coupure est surtout efficace contre le halo de muons,

- les événements pour lesquels le programme retrouve plus de 30 traces à l'arrière sont rejetés (3 % de rejet),

- les bandes du calorimètre sont regroupées par 4 pour le déclenchement du trigger. Il peut arriver qu'un "pâté" (1 gerbe du halo par exemple) étale son énergie sur ces 4 bandes. C'est pourquoi on fixe, lors de l'analyse des données, un seuil portant sur les regroupements 2 à 2 des bandes du calorimètre, de façon à exiger une limite maximale sur l'étalement spatial du photon trigger. Une faible fraction (2 %) des événements est ainsi rejetée par cette contrainte.

III. ANALYSE DE LA CHAMBRE A GERBES ET DU CALORIMETRE

Le programme DST :

C'est sur l'analyse des données de ces détecteurs que sont concentrés les efforts des physiciens du groupe depuis 2 ans.

Le traitement est effectué selon les 3 étapes suivantes :

- la clustérisation : recherche d'amas de damiers de fils ou de strips touchés,
- l'association : recherche de correspondances entre clusters[★] fils, strips et damiers,
- l'attribution de l'énergie à chaque cluster trouvé.

A. - LA "CLUSTERISATION"

Elle consiste à rechercher des amas (clusters) de fils strips et damiers touchés de façon à pouvoir associer chaque amas à une gerbe électromagnétique. Le problème des satellites décrit dans le chapitre 2, page 30 prend ici toute sa dimension en compliquant cette opération de clustérisation. En effet, des électrons ou des photons de la gerbe peuvent être diffusés à grand angle, et provoquer l'apparition de clusters éloignés qui ne sont pas associés à une gerbe produite par un électron ou un photon venant de la cible (voir figure 20).

★ Un cluster de fils est un groupement de fils voisins touchés.

Description des procédés de clustérisation à partir des fils, strips et damiers touchés et de leurs signaux ADC :

1) Recherche des clusters de fils et de strips :

Ces deux ensembles de données concernant les fils et les strips touchés sont traités de la même façon puisque l'échantillonnage du dépôt de charges a le même pas dans les 2 cas.

La recherche et éventuellement le découpage de clusters sont réalisés selon l'algorithme suivant :

- on recherche tout d'abord les ensembles de fils (strips) contigus au sens large, c'est à dire en autorisant des trous isolés d'un fil (strip) de manière à tenir compte de l'éventualité d'inefficacités.

Il importe à présent de savoir si on n'a pas affaire à plusieurs gerbes suffisamment proches l'une de l'autre pour qu'il n'y ait pas de fils non touchés entre elles (voir figure 27). A cet effet, on effectue une recherche de vallées entre maxima dès que le cluster dépasse une certaine largeur (ou variance) définie par :

$$V = \sqrt{\frac{\sum_i s_i (x_i - x_{\max})^2}{\sum_i s_i}}$$

où s_i : est le signal du fil i du cluster,

x_i : est la coordonnée du fil i ,

x_{\max} : est la coordonnée du fil de signal maximum.

Si V est supérieur à 2.5^* on décide de rechercher des vallées entre maxima et de couper le cluster en plusieurs clusters (voir figure 27) pour celà, on ordonne les fils du cluster dans l'ordre décroissant de l'intensité des signaux ADC. Le premier fil (correspondant au signal d'ADC le plus élevé) et son signal sont affectés au cluster n°1.

- Si le fil suivant dans l'ordre des signaux est voisin au sens large du fil précédent (on autorise un fil entre les deux pour ne pas découper en un trop grand nombre de clusters et à cause des inefficacités), ce second fil est affecté au même cluster que le premier, et son signal est cumulé à celui du cluster.

- Si il existe plus d'un fil entre le premier fil et le second, on affecte le second fil et son signal au cluster n°2.

* Valeur choisie de manière à séparer au mieux les clusters de neutres, sans trop dépendre des petites fluctuations statistiques.

De façon générale le $n^{\text{ième}}$ fil et son signal sont affectés au plus gros cluster existant pour lequel il n'y a pas plus d'un fil entre ce $n^{\text{ième}}$ fil et un des fils du cluster. Si ce $n^{\text{ième}}$ fil est "isolé", il donne naissance à un nouveau cluster.

On renonce à effectuer un découpage en plus de 10 clusters pour ne pas être trop sensible à de petites fluctuations dans les dépôts des signaux.

Les nouveaux clusters obtenus à la fin de cette opération sont définis par leur barycentre, et par leur signal obtenu à partir du fil de signal maximum et ses 4 plus proches voisins.

2) Recherche des clusters de damiers

On ordonne tout d'abord les damiers touchés par ordre d'intensité de signal d'ADC décroissant.

Deux damiers seront dits voisins s'ils ont un côté en commun.

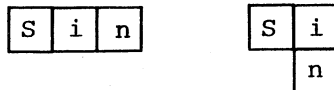
Le premier damier est affecté au premier cluster et constitue son sommet. On regarde si le damier suivant est voisin. Si c'est le cas, on affecte ce damier et son signal au premier cluster, sinon ce damier est affecté à un second cluster dont il est le sommet.

De façon générale pour le $n^{\text{ième}}$ damier, on regarde s'il est voisin d'un sommet de cluster déjà existant. Si c'est la cas, ce $n^{\text{ième}}$ damier est affecté à ce cluster. Sinon on regarde s'il est voisin d'un autre damier i lui-même voisin avec un sommet S.

3 cas se présentent alors :

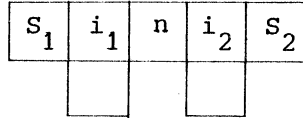
- le damier n n'est pas voisin d'un damier i lui-même voisin d'un sommet S : le damier n est alors le sommet d'un nouveau cluster.

- le damier n est le voisin d'un seul damier i lui-même voisin d'un sommet S.



Dans ce cas, le damier n est affecté au cluster de sommet S lorsque le damier i donne un signal suffisamment élevé, de manière à être compatible avec les fluctuations statistiques de dépôt de signal entre le damier S et le damier n. Lorsque le damier i donne un signal trop faible, le damier n constitue alors le sommet d'un nouveau cluster.

- le damier n est voisin d'au moins 2 damiers i_1 et i_2 eux-mêmes voisins de 2 sommets différents S_1 et S_2 :

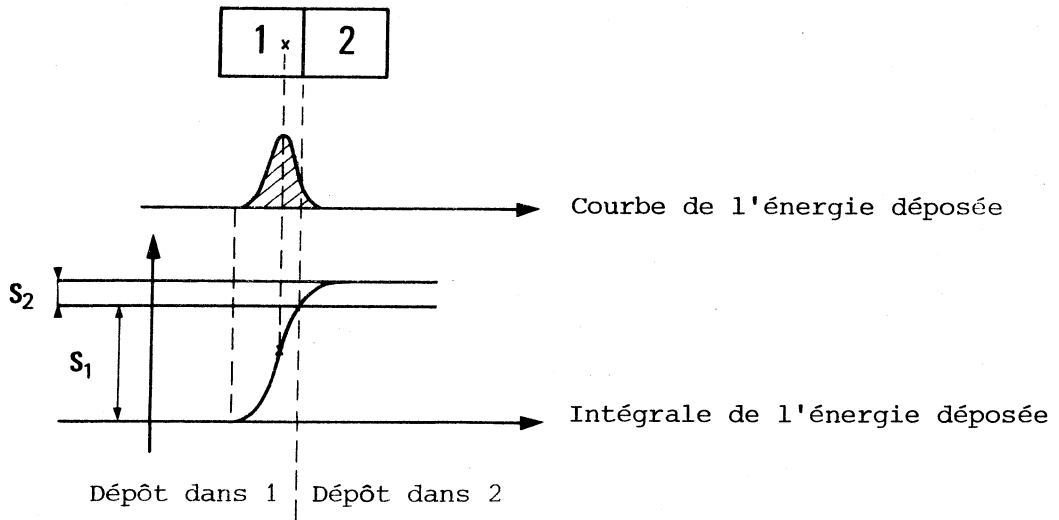


Dans ce cas, le damier n est affecté au cluster de sommet le plus élevé.

Lorsque ce procédé de clustérisation est achevé, les caractéristiques des gerbes associées à chaque cluster sont données par le signal total du cluster qui est égal à la somme des signaux des damiers constituant, et par la position de la gerbe calculée de la manière suivante :

- si le cluster est constitué d'au moins 3 damiers non alignés, la position de la gerbe est déterminée par le barycentre des damiers du cluster affectés de leur signaux.

- si le cluster est constitué de 2 damiers, la gerbe est alors d'extension transversale petite et son centre est proche de la frontière des damiers.



On paramétrise l'intégrale du signal de la gerbe en Arc tangente de la coordonnée à déterminer (x ou y), et on calcule la position du centre de la gerbe par rapport à la frontière à partir des intégrales de signal déposé dans 1 et 2.

- si le cluster est constitué de 3 damiers alignés :

1	2	3	
<u>signaux</u>	S_1	S_2	S_3

2 cas se présentent :

a) $S_3/S_1 > 2$. ou $S_1/S_3 > 2$.

Dans ce cas un des damiers extrêmes présente un signal significativement plus élevé que l'autre. On calcule alors la position de la gerbe en ne considérant que ce damier et le damier n°2, et en utilisant la courbe de dépôt d'énergie. Le signal du damier restant est considéré comme une fluctuation.

b) $.5 < S_3/S_1 < 2$.

Dans ce cas 1 et 3 ne présentent pas de signaux significativement différents et on ne peut décider lequel présente une fluctuation. On utilise alors la formule du barycentre normal.

B. - L'ASSOCIATION

Cette opération consiste à associer les amas de damiers aux groupes de fils et de strips touchés, et à affecter à chaque amas de damiers ses hauteurs de signaux sur les fils et les strips correspondants (voir figure 28).

Description du procédé d'association

On cherche pour chaque damier touché si on trouve un cluster de fils dans l'intervalle en y du damier et un cluster de strips dans l'intervalle en x.

Si on trouve de tels clusters on définit un élément E par 4 données :

- . le numéro du cluster damier : D
- . le numéro du cluster de fils correspondant : F
- . le numéro du cluster de strips correspondant : S
- . le plus petit signal parmi les signaux de ces 3 clusters : H.

On peut avoir plusieurs éléments possibles pour 1 même cluster damier. Lorsque la liste de tous les éléments possibles est établie, on ordonne ces éléments dans l'ordre décroissant de signal H et on réalise l'association finale dans cet ordre.

A chaque fois qu'une association est faite :

- on repère les numéros des clusters utilisés D,F,S,
- on soustrait du signal des clusters F et S, le signal H de l'élément.

Ces 2 opérations permettent de connaître ce qui reste disponible pour les associations suivantes.

On ne permet néanmoins qu'aux clusters fils/strips les plus importants, d'être associés plusieurs fois (2 au maximum). Les petits clusters ne peuvent être utilisés qu'une fois.

Dans les éléments suivants, on élimine les clusters F/S/D qui ont déjà été utilisés dans une association, sauf les plus gros clusters F/S qu'on peut réutiliser une fois avec un signal réduit.

Après ces modifications, on obtient une nouvelle liste d'éléments qu'on réordonne[★], et on considère le premier élément de cette liste.

L'association pour cet élément ne sera validée que si les signaux des fils et des strips sont compatibles (s'ils sont présents). Ces signaux ne doivent en effet pas différer de plus d'un facteur 2.

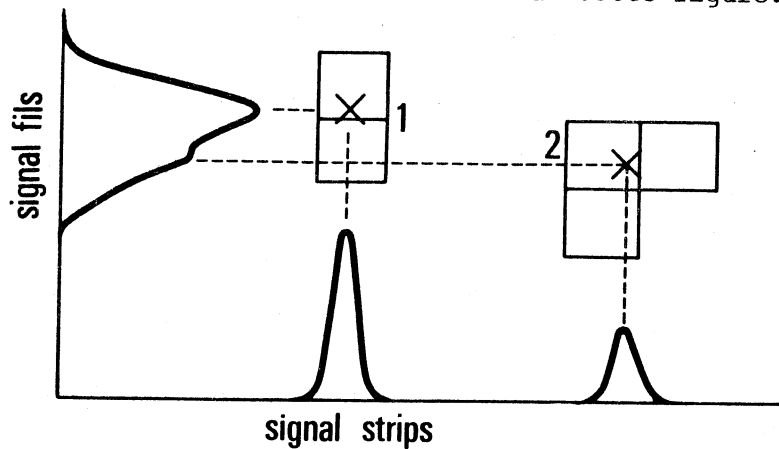
On obtient alors une liste d'éléments associés qui peuvent avoir les caractéristiques suivantes :

- . Association de type 1 : réalisée à partir de clusters D/F/S non encore utilisés.
- . Association de type 2 : avec les clusters D/S, le cluster F ayant déjà été utilisé.
- . Association de type 3 : avec les clusters D/F.
- . Association de type 4 : avec le seul cluster F ou S si les clusters D et S ou F sont déjà utilisés.

Dans ce qui précède, on n'a considéré que des damiers pour lesquels il existait un cluster fils et un cluster strips correspondants aux limites du damier (les éléments).

★ Les signaux H des éléments peuvent être changés à cause de la disparition d'un cluster : H doit être le minimum des signaux des clusters restants ou modifiés.

Il peut rester des clusters damiers qui ne contiennent pas de tels damiers. C'est le cas du cluster damier n°2 de cette figure.



Le signal correspondant au cluster 2 sur les fils peut être masqué par un fort signal voisin. On traite alors ces clusters damiers de la façon suivante : on recherche pour le damier de signal maximum un cluster S ou F non utilisé précédemment dont le sommet tombe dans l'intervalle du damier et dont le signal est compatible avec celui du damier :

$$.5 < \frac{\text{signal damier}}{\text{signal S ou F}} < 2.$$

Si ces 2 conditions sont réunies, on considère qu'on a affaire à une association de type 5.

A chaque "trace" ainsi obtenue par l'association on attribue comme signal le signal lu sur les strips, quand c'est possible, ou si le signal des strips est le maximum des signaux de tous les clusters F/S on attribue le signal lu sur les fils. La position de la "trace" est obtenue en utilisant les barycentres des clusters fils et strips à chaque fois que c'est possible.

Cette analyse permet d'obtenir la position d'une gerbe avec une précision d'environ 3 mm, et la distance minimale à partir de laquelle il est possible de résoudre 2 gerbes est inférieure à 3 cm.

C. - L'ATTRIBUTION DES ENERGIES AUX CLUSTERS TROUVES

On part des signaux trouvés dans la chambre à gerbes qu'on note D_n pour le $n^{\text{ième}}$ cluster, et on fait l'hypothèse que l'énergie vue dans le calorimètre est liée de façon simple à celle estimée dans la chambre à gerbes. Soit L, le numéro d'un ensemble de lattes $\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3$ correspondantes et soit K l'indice précisant à quelle partie de cet ensemble on s'intéresse (γ_1, γ_2 ou γ_3 , droit ou gauche).

On note $F(x_n^K)$ le facteur d'atténuation du signal du cluster n pour la partie (L,K) du calorimètre, et $G_n(L,K)$ la fraction d'énergie déposée par la gerbe du cluster n dans la partie (L,K) .

On peut écrire le signal vu par le P.M de la partie (L,K) :

$$\gamma(L,K) = \alpha \sum_n D_n \times G_n(L,K) \times F(x_n^K)$$

où α est le coefficient qui permet de passer d'un signal lu dans la chambre à gerbes à l'énergie correspondante (coefficient de calibration).

$$\Rightarrow \alpha = \frac{E(L,K)}{\sum_n D_n \times G_n(L,K)} \quad E(L,K) \text{ étant l'énergie réelle déposée dans la partie } (L,K)$$

$$\text{Alors : } E(L,K) = \gamma(L,K) \times \frac{\sum_n D_n \cdot G_n(L,K)}{\sum_n D_n \cdot G_n(L,K) \cdot F(x_n^K)}$$

soit $\epsilon_n(L,K)$ l'énergie du $n^{\text{ième}}$ cluster déposée dans la partie (L,K) du calorimètre.

L'énergie totale déposée par les gerbes qui contribuent au signal dans cette partie est :

$$E(L,K) = \sum_n \epsilon_n(L,K)$$

$$\text{avec } \epsilon_n(L,K) = \alpha \cdot D_n \times G_n(L,K).$$

$$\text{Alors : } \epsilon_n(L,K) = D_n \cdot G_n(L,K) \cdot \frac{\gamma(L,K)}{\sum_m D_m \cdot G_m(L,K) \cdot F(x_m^K)}$$

$\gamma(L,K)$ est mesuré par les P.M du calorimètre.

$G_n(L,K)$ est séparé en 2 termes :

- le premier donne la fraction de la section droite de la gerbe qui passe dans l'élément (L,K) ,

- l'autre terme donne la proportion de l'énergie déposée longitudinalement dans l'épaisseur de l'élément (L,K) (voir figure 29).

Ces termes sont paramétrisés en fonction de la position en y de la gerbe et du signal de la chambre à gerbes pour le premier et en fonction du type de l'élément (élément de γ_1, γ_2 ou γ_3), de la charge de la particule et du signal de la chambre à gerbes pour le second.

$G_n(L,K)$ représente en fait la proportion de la gerbe qui s'est développée dans le volume de l'élément (L,K) .

Cette détermination des énergies des gerbes achève l'analyse des neutres.

IV . TRAITEMENT DES TDC DU CALORIMETRE ET COUPURES SUR LES ADC

A. - COUPURES SUR LES ADC

On recherche tout d'abord, parmi les bandes du trigger, celle qui donne la plus grande somme des ADC du γ_2 droit et gauche (bande principale, n°1).

Une fois cette bande fixée on choisit parmi les 2 bandes voisines celle qui donne la plus grande somme des ADC du γ_2 droit et gauche (bande n°2). On effectue la somme latte par latte des ADC de ces 2 bandes (γ_1^1 droit + γ_1^2 droit, γ_1^1 gauche + γ_1^2 gauche ...).

On effectue sur ces valeurs d'ADC les coupures suivantes :

- on demande que le rapport de la somme des ADC du γ_3 sur la somme des ADC du γ_2 soit supérieur à \star .10 pour rejeter les gerbes dues aux hadrons.

- on demande que les mesures des ADC gauches et droites du γ_1 soient cohérentes pour rejeter les cas de particules qui passent dans les petits scintillateurs $\star\star$ proches des photomultiplicateurs.

B. - MESURE DU TEMPS DE LA GERBE

On regarde si les deux TDC de la bande principale ont répondu, sinon on recherche une telle réponse dans les bandes voisines.

Les données des TDC sont corrigées en fonction des valeurs des ADC correspondants : en effet, le seuil du discriminateur d'un TDC est atteint plus vite après le début d'un signal de forte amplitude qu'après le début d'un signal de faible amplitude.

\star Cette valeur a été choisie à partir de mesures réalisées avec des pions.

$\star\star$ Ces scintillateurs sont utilisés pour la calibration et la surveillance du calorimètre : ce sont eux qui reçoivent le signal des diodes électroluminescentes (voir page 27).

Le temps de la gerbe est alors obtenu par différence des données mesurées par les TDC avec leurs valeurs de référence (valeurs données par les TDC pour une gerbe en temps avec l'événement).

On effectue sur les données fournies par les TDC les coupures suivantes :

- on demande qu'un temps ait été mesuré dans la bande principale ou dans une des bandes voisines,

- pour 1 gerbe en temps on devrait théoriquement mesurer un temps $t = 0$. On effectue une coupure sur t à ± 2 ns,

- s'il y a plusieurs gerbes dans la même latte, le temps mesuré est négatif ($t < - 5$ ns). On calcule alors l'impact des particules en supposant qu'elles sont en temps (voir page 25).

- les positions ainsi calculées doivent être comprises dans les limites de la latte, en particulier, il faut rejeter les gerbes qui tombent dans les petits scintillateurs des P.M,

- on demande que les ADC des lattes de γ_2 correspondant à ces impacts dépassent le seuil de 20 canaux,

- dans le cas où un seul impact atteint la latte, la résolution en position est de 4,5 cm par les TDC. Dans le cas où 2 impacts atteignent la latte, la séparation entre ces 2 impacts doit être au moins de l'ordre du mètre pour pouvoir les résoudre ; ceci correspond à environ 5 ns d'écart sur le temps d'arrivée des 2 signaux à chaque TDC (la vitesse de la lumière dans les lattes est de 18 cm/ns).

L'ensemble de ces coupures sur les TDC rejette plus de 50 % des événements en 1982 (empilements et gerbes de muons).

V . FILTRE DE π^0

L'analyse qui suit porte sur les événements correspondant au trigger gamma (calorimétrique).

Ce filtre intervient après le passage des programmes standard PATREC et DST. On dispose de mini DST qui contiennent l'information traitée sur les traces et sur les neutres. On effectue des coupures plus strictes

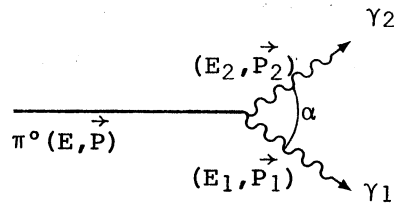
sur les événements restants et on recherche les paires de photons donnant une masse invariante de π^0 .

L'établissement de ce filtrage utilise naturellement les propriétés de la désintégration du π^0 en 2 photons.

A. - CINEMATIQUE DE LA DESINTEGRATION DU π^0 EN 2 PHOTONS (voir figure 30)

1) La conservation de l'impulsion énergie donne la relation :

$$m_{\pi^0}^2 = 4E_1 E_2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}$$



$$\text{soit : } \alpha \approx \frac{m_{\pi^0}}{\sqrt{E_1 \cdot E_2}}$$

L'angle d'ouverture minimum entre les photons est alors $\alpha_{\min} = \frac{2m_{\pi^0}}{E_{\text{tot}}}$

2) L'isotropie de la désintégration du π^0 dans son référentiel propre permet de prévoir un spectre plat en $\cos\theta^*$ (angle dans le référentiel du π^0), ce qui, ramené au référentiel du laboratoire ($\beta \approx 1$) nous donne un spectre plat dans la variable asymétrie définie par :

$$A = \frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2}$$

3) L'orientation du plan de production des photons par rapport à l'axe de vol du π^0 est uniformément distribuée.

4) La distribution $E_2 = f(E_1)$: en définissant E_1 comme étant l'énergie du photon le plus énergétique, le diagramme $E_2 = f(E_1)$ présente les propriétés suivantes (voir figure 31) :

Les lignes $E_1 + E_2 = E$ sont des lignes de π^0 d'énergie fixée E . Le long de ces lignes, la distribution est uniforme.

$$\text{En effet, } E_2 = E - E_1 \Rightarrow A = \frac{|2E_1 - E|}{E} = \left| 2 \cdot \frac{E_1}{E} - 1 \right| = 2 \cdot \frac{E_1}{E} - 1$$

(car 1 est le photon le plus énergétique).

Ainsi, E_1 et A sont reliés linéairement l'un à l'autre, ce qui implique que si la distribution est plate en A , elle l'est en E_1 le long de la ligne, et la densité des π^0 est donc homogène le long d'une bande définie par 2 lignes de π^0 d'énergie fixée.

L'intérêt de cette distribution vient de ce qu'elle permet d'établir et de visualiser les coupures cinématiques sur le π^0 .

Les lignes $E_2 = a E_1$ sont des lignes d'asymétrie constante.

En effet, $A = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} = C^{te} \Rightarrow E_2 = \frac{1 - A}{1 + A} E_1 = a E_1$ (voir figure 31).

5) Les différentes coupures utilisables du point de vue de la cinématique du π^0 peuvent porter sur l'énergie E_2 ou sur l'angle α , les deux étant liés :

- coupure en asymétrie : son avantage est de permettre de connaître la fraction coupée des bons événements.

- coupures en ρ . On définit :

$$\rho = \frac{\alpha E_1}{2m_\pi} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_1}{E_2}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+A}{1-A}}$$

alors $\rho_0 = \frac{1}{2}$ correspond au ρ minimum possible des paires de photons.

Avec $\rho_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+A_{\max}}{1-A_{\max}}}$ et une valeur ρ_{\min} , on peut définir une couronne de recherche en α par :

$$\frac{2m_\pi}{E_1} \rho_{\min} < \alpha < \frac{2m_\pi}{E_1} \rho_{\max}$$

Là aussi, par calcul du A_{\max} associé, on peut connaître les pertes de π^0 .

De manière équivalente, la coupure peut porter sur l'énergie E_2 du 2ème photon :

$$\frac{E_1}{4\rho_{\min}^2} < E_2 < \frac{E_1}{4\rho_{\max}^2}$$

La coupure choisie dans l'analyse présente sera celle de l'asymétrie.

B. - ANALYSE DES DIFFERENTES COUPURES DU FILTRE

Les coupures sont effectuées dans l'ordre suivant, qui a été choisi pour minimiser le temps de traitement moyen d'un événement dans la chaîne des programmes.

- 1 - Coupure des événements ne comprenant pas de neutres ou sans trace chargée complète.
- 2 - Coupure sur le PTV minimum du photon de plus grand PTV.
- 3 - Coupures sur les TDC.
- 4 - Coupure sur le halo utilisant l'analyse des données de la chambre à fils CH6.

Ces 4 coupures permettent de définir des événements comprenant au moins un photon en temps de PTV suffisant.

Après cette étape, une recherche systématique de π^0 est effectuée avec tous les neutres restants.

On effectue alors sur les paires possibles les coupures suivantes :

- 5 - Coupure en PTV.
- 6 - Coupure en asymétrie.
- 7 - Coupure en masse.

Je vais à présent détailler chacune de ces coupures et en montrer l'origine.

1) On rejette tout d'abord les événements pour lesquels le programme PATREC n'a pas trouvé au moins une trace complète (vue dans tout le spectromètre). De tels événements ne proviennent pas de façon certaine d'interactions ayant eu lieu dans la cible. Ces événements présentent, lorsque toutes les autres coupures ont été faites, un spectre en masse identique à celui des événements pour lesquels on a trouvé une trace complète. On peut donc faire l'hypothèse que les événements sans trace constituent un échantillon homogène de l'ensemble de tous les événements (on est obligé de les rejeter car les impulsions transverses des neutres ne sont pas bien définies à cause de l'absence de vertex). Dans ce cas, leur rejet provoque une perte de 3,7 % des π^0 sur tous les spectres. Il sera donc nécessaire de tenir compte de cette perte en corrigeant les spectres finals d'un facteur 1.038 pour pouvoir comparer avec les événements créés par Monte-Carlo pour lesquels un tel rejet ne peut être simulé (absence de chargés).

La recherche d'un π^0 commence par la recherche du photon pilote, c'est à dire du photon de plus grand PTV, susceptible d'avoir déclenché le trigger. On effectue une boucle de recherche dans le détecteur de photons en recherchant la "bonne" gerbe de plus grand PTV possible à l'aide des coupures suivantes :

2) Coupure 1 : Coupure sur les chargés. Il suffit simplement de rechercher si une trace chargée reconstruite par le programme PATREC, ne tombe pas dans les limites d'une gerbe vue dans le système calorimètre + chambre à gerbes. Cette coupure ne rejette pas des événements, mais seulement des gerbes.

3) Coupure 2 : Coupure sur le PTV. Puisqu'on ne s'intéresse qu'aux π^0 pour lesquels l'acceptance du trigger est maximale ($PTV > 4 \text{ GeV/c}$), il est utile de rejeter dès le départ les événements dont le photon pilote possède un PTV inférieur à la moitié de ce seuil, afin de minimiser le temps d'analyse ultérieure. Cette coupure rejette 30 % des événements en données, et 10 % en simulation pour la période de prises de données P2B82. La différence de ces taux montre bien qu'en dessous du seuil choisi le déclenchement du trigger est souvent dû à un photon de PTV limite, accompagné par du bruit de fond, qui n'est pas simulé dans le programme de Monte-Carlo.

4) Coupure 3 : Coupure sur les TDC.

a) Après le jeu de coupures effectuées par le programme DST (voir page 49), il s'avère nécessaire de couper plus sévèrement sur le temps de passage de la gerbe dans la bande du calorimètre et sur sa position comparée à celle mesurée dans la chambre à gerbes (voir figure 32).

L'histogramme des temps est obtenu en portant le temps minimum trouvé dans l'ensemble des 3 bandes constitué par la bande trigger et ses voisines.

L'histogramme de la différence des positions de la gerbe mesurées par le calorimètre et par la chambre à gerbes donne de même l'écart minimum trouvé dans le même ensemble de 3 bandes.

La coupure choisie sur le temps est dissymétrique : - 3 ns à + 2 ns de manière à tenir compte des cas où plusieurs impacts frappent la même bande (voir p.25).

La coupure sur la position est liée à la résolution des TDC, qui permettent de déterminer la position de la gerbe.

Toutes deux ont été établies non pas à partir du spectre brut des TDC, mais à partir du spectre de TDC d'événements de "type π^0 " (obtenus avec les autres coupures).

L'importance de la perte dans les temps négatifs est en effet très réduite dans le cas où on a affaire à des π^0 puisque le deuxième photon

du π^0 apparaît coalescent au premier du point de vue du calorimètre (mais heureusement pas du point de vue de la chambre à gerbes !). La distance typique entre les 2 photons de désintégration d'un π^0 est en effet de l'ordre de 8 cm (elle varie entre 3 et 20 cm approximativement)(cf fig. 50).

b) Estimation de pertes : ce jeu de coupures rejette environ 10 % des événements en données. Les TDC ne sont pas simulés. Il faut donc essayer d'estimer les pertes de bons événements dues à cette coupure. Cette perte est essentiellement due au fait qu'il existe un "temps mort" pour les TDC. En effet, lorsqu'un TDC reçoit un signal de gerbe (signal de stop pour le comptage du temps), il est indisponible durant environ 20 ns. Ainsi si la bande qui devrait déclencher le trigger a reçu une gerbe de bruit avant l'arrivée de l'événement, et que le signal du trigger arrive dans les 20 ns qui suivent le signal de stop du TDC, celui-ci est inefficace et ne le prend pas en compte. Le moyen le plus simple d'estimer ces inefficacités consiste à dénombrer les cas où le TDC ne répond pas pour des bandes touchées éloignées du trigger, et dont le signal recueilli dans l'ADC est supérieur à 50 canaux★.

Il faut réaliser ce comptage pour des événements "clairs" de manière à être assuré d'un signal trigger (start des TDC) correct.

La figure 33 montre l'histogramme des réponses en temps des TDC des lattes situées dans le demi plan opposé au trigger et qui ont reçu un signal supérieur à 50 canaux d'ADC, pour un lot de "bons" événements :

Le rapport entre le contenu du premier canal, qui contient le nombre de coups inefficaces et le nombre d'événements du pic centré sur le temps de l'événement donne une estimation de l'inefficacité de 0,5 %. Cette perte peut-être négligée en pratique par la suite.

5) Coupure 4 : Coupure sur le halo. Traitement de la chambre à fils CH6.

a) Un problème important qui apparaît lors de l'analyse des données du trigger gamma est l'évidence de l'existence de gerbes provenant du halo de μ . Les μ du halo ont une trajectoire sensiblement parallèle au faisceau. Quelques uns de ces μ peuvent provoquer le développement de gerbes à la sortie de l'aimant du spectromètre. Si ces gerbes se développent loin du faisceau, elles peuvent simuler parfaitement une gerbe de photon de très grand PTV.

Il importe alors d'essayer de reconnaître de telles gerbes, et pour ce faire un seul détecteur peut permettre leur signature entre l'aimant

★ Cette valeur (non critique) est choisie de manière à être certain que le seuil du discriminateur du TDC est dépassé.

et le calorimètre, il s'agit de la dernière chambre à fils CH6 (la chambre CH5 à une acceptation trop petite).

Si une gerbe se développe avant la chambre CH6, les fils des plans qui se trouvent sur son passage doivent être touchés. Les informations de CH6 doivent être traitées spécialement puisqu'on ne peut pas reconstruire de trace avec une seule chambre.

A partir du cluster trouvé dans la chambre à gerbes, on définit un cône de recherche dont la base a pour rayon le rayon moyen d'un cluster de la chambre à gerbes (1.5 cm) d'axe parallèle au faisceau et de 50 mrad de demi ouverture angulaire (voir figure 34).

Ce cône a été choisi de manière à rechercher des gerbes sensiblement parallèles au faisceau, qui auraient pu donner un impact dans la largeur du cluster de la chambre à gerbes. L'intersection de ce cône avec chaque plan de la chambre CH6 définit alors des disques de recherche dans lesquels on regarde s'il y a des fils touchés qui n'ont pas été déjà utilisés dans une reconstruction de trace par le programme PATREC. On considèrera qu'il y a une gerbe de halo lorsque de tels fils touchés auront été trouvés dans au moins 3 plans de coordonnées X et 3 plans de coordonnées Y, U ou V. Ces tolérances sont nécessaires pour tenir compte des inefficacités assez importantes de la CH6 (10 à 15 % par plan).

La figure 35 montre la position des gerbes ainsi retrouvées dans la chambre CH6 en 1982. On voit clairement l'existence d'une concentration de gerbes de μ située en bas et à gauche du faisceau (pour un observateur regardant vers les cibles). L'existence de cette concentration était par ailleurs parfaitement connue. Cette concentration n'apparaît plus en 1983 (figure 36) pour une raison pas encore comprise. Sur la figure 37 est porté le PTV des gerbes retrouvées pour les données 82 et 83. On constate l'importance de la contamination qu'elles peuvent amener dans les spectres en PT si on ne les élimine pas (surtout pour les données de 82).

Sur les données de 1982, cette coupure rejette environ 7,5 % des événements, contre 3 % en 1983.

b) Estimation de pertes : comme le programme de simulation ne crée pas de chargés, il faut à nouveau estimer la proportion de bons événements qui risquent d'être rejetés par cette coupure. Pour cela, il faut étudier les

rejets que cette coupure provoque sur des clusters de la chambre à gerbes dont on est certain qu'ils ne sont pas dus à une gerbe de halo, par exemple sur des clusters qui se trouvent dans le prolongement de traces chargées trouvées par PATREC.

Si on réalise ce test avec tous les clusters de la chambre à gerbes qui se trouvent dans l'extrapolation d'un chargé quelconque (trace complète, ou à l'arrière seulement), on s'aperçoit qu'il reste encore des rejets dus à la CH6. Il apparaît clairement alors que ces rejets sont accumulés vers le bas et sont concentrés dans une zone qui correspond à l'ombre de la zone d'acceptance de la chambre CH5. Ceci s'interprète en considérant qu'il s'agit de gerbes de muons qui sont entrées dans l'acceptance des chambres CH4,5,6 et dont le programme PATREC n'a pas pu retrouver toutes les traces, mais en a trouvé une au moins. Les traces ainsi restantes ont alors amené au rejet par la CH6, et ce rejet était bien justifié.

Il faut donc faire le test avec des clusters dont on est certain qu'ils sont l'extrapolation d'un chargé unique, c'est à dire, d'un chargé qui a été reconnu dans tout l'appareillage comme ne pouvant pas provenir d'une gerbe. On ne garde donc que les traces complètement reconstruites pour ce test.

Le résultat montre que moins de 1 % des événements de cet échantillon sont rejetés par le traitement de la CH6. Cette estimation constitue une borne supérieure du taux d'événements subissant un rejet non justifié, qui pourra en pratique être négligé par la suite.

- A l'issue de ces opérations on dispose d'événements comprenant au moins un neutre de PTV supérieur à 2 GeV/c. On définit le neutre pilote de l'événement comme celui qui possède le plus grand PTV.

6) La suite de l'analyse consiste à rechercher une masse invariante de π^0 à partir de toutes les combinaisons entre le neutre pilote et les autres neutres qui restent après les coupures.

Toutes les coupures qui suivent et qui portent sur des paires de neutres sont contrôlables par la simulation.

Il est tout d'abord intéressant de considérer quelques caractéristiques de l'ensemble des paires de photons qui peuvent être constituées avec le neutre pilote.

Au stade actuel, un événement contient en moyenne 4,8 clusters parmi lesquels se trouvent naturellement des satellites.

La figure 38 montre le spectre brut de masse pour toutes les paires possibles. Etant donnée son allure, il n'est à priori pas possible de définir une largeur de pic de π^0 . Cette largeur ne pourra être déterminée qu'après les coupures de "nettoyage". La recherche des paires de masse proche de celle du π^0 suit donc les coupures de rejet de bruit.

Une fois le photon pilote trouvé, on effectue sur les clusters restants toutes les coupures précédentes sauf la coupure en PTV de manière à ne conserver que des "bons" photons (coupures sur la charge, les TDC, le halo de muons).

Les coupures suivantes portent sur les paires formées avec le photon pilote.

7) Coupure 5 : Coupure sur le PTV de la paire :

Il s'agit en quelque sorte d'exiger que la paire passe le seuil d'un trigger "soft". La figure 39 montre qu'à bas PTV (entre 2 et 4 GeV/c) il existe une accumulation importante de paires de basse masse invariante due partiellement aux satellites proches du photon pilote et de basse énergie (donnant donc une paire de basse masse et de bas PTV).

La coupure est fixée à 4 GeV/c et rejette ainsi environ 49 % des événements parvenus à ce stade.

Ce rejet est important pour plusieurs raisons :

- le seuil de 4 GeV/c est un peu plus élevé que le seuil du trigger "hard" (environ 3,6 GeV/c), mais comme une proportion élevée d'événements s'accumule dans la zone 3,6 à 4 GeV/c à cause de la décroissance rapide en PTV de la production π^0 , on rejette un grand nombre d'événements par cette coupure.

- beaucoup de photons sont "aidés" par des photons de bruit de fond pour déclencher le trigger. Si on exige que le PTV de la paire soit supérieur à un certain seuil, ces derniers événements sont en grande partie rejetés. Par contre, lorsqu'un π^0 possède plus de 3.6 GeV/c de PTV le trigger ne risque pas de le manquer. En effet, les 2 photons du π^0 tombent dans la même série de

lattes d'une bande trigger, qui reçoit donc l'énergie totale du π^0 et non l'énergie d'un seul de ces photons. (Dans le cas contraire, le seul photon vu ne passerait pas forcément le seuil de 3,6 GeV de PTV). La fig. 40 montre les distributions en masse et en asymétrie des paires avant et après cette coupure.

8) Coupure 6 : Coupure sur l'asymétrie de la paire :

La distribution de l'énergie des autres photons en fonction de celle du photon pilote pour les paires restantes, est donnée en figure 31. De même la distribution en asymétrie est donnée pour l'ensemble des paires retrouvées (figure 41).

J'ai utilisé d'autre part un lot d'événements comprenant des "bons" π^0 accompagnés d'autres photons. Les paires constituées par ce photon et le pilote fournissent en principe un échantillon de bruit uniquement dont l'étude corrobore le choix des coupures (voir la figure 42) sur laquelle sont portées les coupures choisies en PTV et asymétrie).

La coupure en asymétrie, fixée à 75 % d'asymétrie maximale élimine environ 77 % des paires candidates. Environ 25 % des événements ne contiennent pas de paire d'asymétrie inférieure à .75. Dans ces 25 % se trouvent 1/4 des π^0 . Les paires rejetées correspondent à des paires pour lesquelles le petit photon a une très faible énergie (très souvent inférieure à 1 GeV).

La figure 43 montre les spectres de masse obtenus après les coupures en PTV pour 4 tranches en asymétrie. Enfin la figure 44 montre le spectre final de masse sur lequel sera effectuée la coupure sur la masse du π^0 .

Le η^0 ressort clairement sur ces différents spectres. Il apparaît mieux à petite asymétrie qu'à grande asymétrie car les photons des η^0 qui se désintègrent de manière asymétrique sont émis avec un grand angle et ne tombent que rarement tous les deux dans l'acceptance de l'appareillage.

9) Coupure 7 : Coupure sur la masse de la paire.

Elle est choisie à partir du spectre de la figure 44. La largeur à mi-hauteur du pic est inférieure à 40 MeV. On considère que l'événement est un π^0 si sa masse invariante est de 135 MeV à ± 50 MeV près (fenêtre de 100 MeV).

Cette dernière coupure rejette 47 % des triggers restant à ce stade de l'analyse, mais étant donnée la résolution expérimentale du pic de π^0 ($\sigma \approx 17$ MeV), elle ne rejette que 3 % des vrais π^0 .

C. - LES AMBIGUITES POSSIBLES DANS LA DETERMINATION DU π^0

1) Dans un quart des cas on trouve plusieurs paires dont la masse invariante est proche de celle du π^0 . Le problème de ces cas ambigus vient de ce qu'il y a risque de mauvais choix, donc d'erreur dans les attributions des caractéristiques du π^0 .

La figure 45 montre la distribution en asymétrie et en PTV des paires qui restent dans les événements π^0 * et dont la masse invariante se situe dans la fenêtre de sélection des π^0 .

Cette figure montre que toutes ces paires sont situées à grande asymétrie et à bas PTV. En particulier, il n'y a pas d'événements pour lesquels on trouve 2 paires satisfaisant à toutes les coupures.

On peut se convaincre que ces paires ne sont pas des paires de photons de désintégration d'un π^0 grâce à l'analyse qui suit :

a) Paires de PTV compris entre 2 et 4 GeV/c

Les spectres de la figure 46 portent la masse invariante des paires comprenant le photon pilote (satisfaisant aux coupures 1 à 4) et dont le PTV est compris entre 2 et 3 GeV/c pour le premier spectre et 3 et 4 GeV/c pour le second.

La conclusion de leur examen est qu'on n'observe pas un pic à la masse du π^0 pour des paires de PTV inférieur à 3 GeV/c, mais qu'il en apparaît un très nettement entre 3 et 4 GeV/c. Par conséquent on ne peut craindre un mauvais choix dans la sélection des paires de π^0 que lorsqu'on peut reconstruire 2 masses possibles (de π^0), l'une de PTV supérieur à 4 GeV/c (bon π^0), l'autre de PTV compris entre 3 et 4 GeV/c. Si on ajuste le bruit de fond (qui est pratiquement le même sur les 2 spectres) et qu'on ajoute la gaussienne du pic de π^0 sur le 2ème spectre, on voit qu'on peut estimer à environ 25 % la proportion de π^0 réels dans la fenêtre de masse du π^0 .

On peut déduire de ce qui précède que si on trouve une paire correspondant à la masse du π^0 dont le PTV est inférieur à 3 GeV/c, on a une chance

* Sera appelé événement π^0 tout événement dans lequel on a trouvé une paire satisfaisant à toutes les coupures décrites précédemment.

négligeable qu'elle soit due à un véritable π^0 , et si son PTV est compris entre 3 et 4 GeV/c, on a 1 chance sur 4 pour qu'elle soit un véritable π^0 . En réunissant les 2 histogrammes, on voit qu'une paire de PTV inférieur à 4 GeV/c et de masse située dans la fenêtre du π^0 n'est un véritable π^0 que dans 12,5 % des cas. On peut donc estimer à $25 \% \times 12,5 \% \approx 3 \%$ la fraction d'événements π^0 où il y a réellement risque d'ambiguïté avec une paire de moins de 4 GeV/c.

b) Paires de PTV supérieur à 4 GeV/c

Nous avons vu qu'il n'y a pas d'événements contenant 2 paires satisfaisant à toutes les coupures (cf figure 45). Si on trouve une paire de plus de 4 GeV/c de PTV dans la zone de masse du π^0 , en plus du π^0 reconstruit, cette paire possède donc forcément une asymétrie supérieure à 75 %. Raisonnons par l'absurde et supposons que ce soit cette dernière paire qui constitue en réalité le π^0 . Dans ce cas, la première paire (de moins de 75 % d'asymétrie) est une paire de bruit qui satisfait à toutes les coupures (1 à 7). En résumé, on observerait des événements contenant un π^0 de plus de 75 % d'asymétrie et une paire de bruit satisfaisant à toutes les coupures. (Soit 1 paire pour les coupures 1, 2, 3, 4, 5, 7 et 1 paire pour les coupures 1 à 7). On devrait alors observer de même des événements contenant un π^0 de moins de 75 % d'asymétrie et une paire de bruit satisfaisant à toutes les coupures (soit 2 paires pour les coupures 1 à 7).

Ceci est en contradiction avec le fait qu'il n'y a pas d'événement contenant 2 paires satisfaisant à toutes les coupures. L'hypothèse selon laquelle les π^0 retrouvés par les coupures 1 à 7 peuvent être confondus avec du bruit est donc rejetée.

On peut donc négliger le risque d'ambiguïté et de mauvaise affectation dans ce cas.

2) Les conclusions qui précèdent reposent sur l'étude de toutes les paires constituées avec un photon pilote. On peut estimer d'une autre façon les risques d'ambiguïtés. On définit 3 échantillons d'événements par :

$$\mathcal{E}_1 = \{ \text{événements } \pi^0 \}$$

$$\mathcal{E}_2 = \{ \text{événements contenant une paire satisfaisant à toutes les coupures sauf celle de la masse et différents des événements } \pi^0 \text{ (coupures 1 à 6).} \}$$

On met de côté la paire π^0 (pour \mathcal{E}_1)

ou la paire satisfaisant les autres coupures (pour \mathcal{E}_2).

S'il y a des ambiguïtés, l'échantillon \mathcal{E}_1 contient alors une certaine proportion p de "faux" π^0 (c'est à dire de paires de bruit). Cette fraction d'événements est alors statistiquement identique à l'ensemble \mathcal{E}_2 qui ne contient que des événements avec des paires de bruit. En effet, dans les 2 cas, les événements ne sont pas des événements π^0 (> 4 GeV), et les caractéristiques des autres paires qui peuvent être retrouvées doivent être statistiquement les mêmes, puisqu'il s'agit dans les 2 cas des caractéristiques de photons accompagnant une paire satisfaisant aux coupures 1 à 6 et différente d'un π^0 .

La figure 47 montre les spectres de masse des paires restantes dans les événements des ensembles \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 respectivement.

Il n'apparaît pas de pic de π^0 . Ceci prouve que lorsqu'on a trouvé une paire satisfaisant aux coupures 1 à 6, il n'y a pas de π^0 réel en dehors de cette paire.

3) En conclusion : seules les paires satisfaisant à toutes les coupures sont susceptibles de provenir de π^0 réels, et le risque d'un mauvais choix de la paire, donc de mauvaise affectation d'énergie et de PT du π^0 est très réduit (au moins inférieur à 3-4 %).

D. - FIT [★] A LA MASSE DU π^0

Nous disposons à présent d'un ensemble de π^0 dont nous voulons connaître les spectres en rapidité et en PT.

Nous pouvons exploiter au mieux les données en utilisant la masse précise de 135 MeV du π^0 . En redéfinissant de nouvelles énergies et positions des clusters, on peut obtenir une masse du π^0 qui soit exactement de 135 MeV.

Soit E_1 et E_2 les énergies des 2 photons et soit α leur angle d'émission :

$$m^2 = 4E_1E_2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}$$

soit E'_1 , E'_2 et α' les paramètres ajustés du π^0 .

Nous allons ajuster au mieux ces paramètres de manière à avoir :

$$m_{\pi^0}^2 = 4E'_1 \cdot E'_2 \sin^2 \frac{\alpha'}{2}$$

en notant $\Delta E_1 = E'_1 - E_1$ $\Delta E_2 = E'_2 - E_2$ $\Delta m^2 = m_{\pi^0}^2 - m^2$

★ Ou ajustement

$$\frac{\Delta m^2}{m^2} \approx \frac{\Delta E_1}{E_1} + \frac{\Delta E_2}{E_2} + 2 \frac{\Delta \alpha}{\alpha}$$

Si on note $\sigma(E_1)$, $\sigma(E_2)$, $\sigma(\alpha)$ les incertitudes sur E_1 , E_2 et α , nous choisirons ΔE_1 , ΔE_2 et $\Delta \alpha$ de manière à minimiser l'expression :

$$e^2 = \left(\frac{\Delta E_1}{\sigma(E_1)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{\sigma(E_2)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{\sigma(\alpha)} \right)^2$$

Les σ sont connus par la résolution en énergie du calorimètre et la résolution en position de la chambre à gerbes.

Le calcul montre que les variations relatives de E_1, E_2 et α peuvent s'exprimer en fonction d'une variation notée Δt par les formules suivantes :

$$\frac{\Delta E_i}{E_i} = \left(\frac{\sigma(E_i)}{E_i} \right)^2 \times \Delta t$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \left(\frac{\sigma(\alpha)}{\alpha} \right)^2 \times 2 \times \Delta t$$

ainsi la détermination de ΔE_i et $\Delta \alpha$ se ramène à celle de Δt . Un calcul linéarisé permet d'estimer Δt , mais s'avère insuffisant lorsque la masse s'écarte trop de m_{π^0} . Dans de tels cas, les corrections sur E_i et α se font dans le bon sens mais sont tellement violentes que la nouvelle masse obtenue est encore plus éloignée de celle du π^0 .

Pour éviter ces divergences, il faut effectuer un fit non linéaire en t , ce qui ne pose pas de problèmes particuliers.

A l'issue de ce fit on obtient de nouvelles énergies E_1' et E_2' , et une nouvelle ouverture angulaire α' (et donc un PT différent).

Comme les erreurs sur la détermination des paramètres angulaires des photons sont petites (1 cm d'erreur sur la chambre à gerbes correspond à environ .7 mrad), on peut admettre que la direction de vol du π^0 n'a pas à être affectée par le fit.

Les résultats de l'application de ce fit sur le PT et l'énergie des π^0 sont portés sur les figures 48 et 49. Comme on le voit, les corrections sont assez minimes.

VI . ACCEPTANCE DE L'APPAREILLAGE ET DE L'ANALYSE

A - LE PROGRAMME DE SIMULATION, STRUCTURE GENERALE

La simulation est réalisée avec le programme GEANT créé par le CERN³².

La simulation d'un événement a lieu en 3 temps :

1) La création de l'événement au niveau des cibles et la fabrication d'une structure de données de cinématique de génération.

Le modèle adopté pour la génération des π^0 est la paramétrisation expérimentale de Donaldson²⁴ exprimée en fonction de y et de PT et corrigée d'un facteur $A^{1.11}/A \approx 1.34^{25}$ pour tenir compte des effets nucléaires.

2) Après la création des particules initiales, ces dernières sont suivies à travers tout l'appareillage en "subissant" des interactions avec les différents détecteurs. Les particules créées au cours de leur parcours sont suivies à leur tour.

3) Les interactions avec les détecteurs sont évaluées sous forme d'une estimation de signal qui simule la réponse des détecteurs. Enfin, cette réponse est codée de façon à fournir un signal digital équivalent à celui qui est fourni par l'appareillage réel. Le résultat de la simulation de la réponse des triggers décide de l'enregistrement des données. On fabrique ainsi directement des bandes de données destinées à être analysées par la même chaîne de programmes que les données réelles.

Les données relatives à la cinématique de la génération et des différentes interactions qui ont eu lieu (désintégrations, conversions) sont transmises jusqu'à la fin de la chaîne d'analyse.

On dispose également du nombre total d'événements créés par canal de PT et y indépendamment de leur avenir dans la suite des programmes.

Les simulations de la chambre à gerbes³³ et du calorimètre sont actuellement en cours d'optimisation.

B - PERFORMANCES DU PROGRAMME DE SIMULATION

Le bruit n'étant pas simulé, on ne peut comparer que les caractéristiques des π^0 retrouvés en données et en simulation. Les pics de masse du π^0 , les spectres en asymétrie, les distributions des distances entre photons du π^0 (voir figure 50) sont assez semblables en données expérimentales et en simulation. Les principales propriétés cinématiques du π^0 sont donc correctement simulées.

Dans l'état actuel de l'analyse, un problème apparaît avec la rapidité. La figure 51 donne le rapport du nombre d'événements retrouvés à partir de la simulation sur le nombre d'événements retrouvés à partir des données expérimentales par canal de y . Il apparaît un déficit à grand y dans la simulation.

Ce déficit n'est pas dû à la génération pour des raisons qui seront exposées au paragraphe suivant.

Ce "trou" observé dans la distribution en y des événements simulés nous obligera à restreindre l'acceptance de l'appareillage à un domaine où les résultats de la simulation restent satisfaisants soit : $-.4 \leq y^* \leq .6$ (y^* est la rapidité dans le centre de masse de la réaction).

Cette acceptation correspond à une acceptation angulaire réduite dans le centre de masse : $63.9^\circ < \theta^* < 124.8^\circ$.

C - UTILISATION DU PROGRAMME DE SIMULATION

L'ensemble (appareillage + programmes d'analyse) peut être considéré comme une fonctionnelle de transfert F qui permet de passer d'une distribution réelle R à une distribution observée O . La première idée qui peut venir à l'esprit est d'essayer de décrire les spectres observés à l'aide d'un produit de convolution de la réponse impulsionnelle avec les spectres réels.

La réponse impulsionnelle est donnée par la distribution obtenue après passage du programme de simulation sur une distribution piquée (pic de Dirac).

Cette description ne peut malheureusement pas convenir ici car la réponse à un pic de Dirac en PT dépend de la position de ce pic (filtre non invariant par translation). En effet, l'allure générale de la distribution observée en PT change avec la position du pic, et son intégrale varie fortement d'un bout à l'autre des spectres (voir figure 52).

Une façon pratique de décrire ce transfert de la réalité vers l'observation consiste à discrétiser et linéariser le problème :

Si nous choisissons les variables y et PT , on peut découper les domaines en y et PT en un nombre fini d'intervalles. On note R_{ij} et O_{ij} les nombres de π° réels et observés dans le $i^{\text{ième}}$ intervalle en y et

le $j^{\text{ième}}$ intervalle en PT (case (i,j)). Linéariser le problème revient à supposer l'existence d'un tenseur à 4 indices :

$$T_{k\ell}^{ij} \text{ tel que : } O_{k\ell} = T_{k\ell}^{ij} R_{ij} .$$

$T_{k\ell}^{ij}$ représente l'élément par lequel il faut multiplier le contenu de la case (i,j) pour obtenir sa contribution dans la case (k,ℓ) de la distribution observée.

On peut également étudier le problème à une seule variable PT ou y ; dans ce cas, on peut écrire : $O_i = M_i^j R_j$.

où M_i^j est une matrice appliquée à un vecteur distribution. La figure 53 montre l'allure de la matrice pour la variable y (représentation "LEGO"). Cette matrice est pratiquement diagonale. Ceci s'explique par le fait que la rapidité est directement liée à l'angle d'émission du π^0 par la relation :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos\theta^*}{1 - \cos\theta^*} \right) \text{ dans le CDM,}$$

et l'appareillage permet une très grande précision dans la détermination des angles (précision due à la chambre à gerbes).

Par contre, la figure 54 montre que la matrice pour la variable PT est beaucoup plus étalée à cause de la résolution en énergie.

Le tenseur $T_{k\ell}^{ij}$ appartient à l'espace produit tensoriel de celui des matrices en y et PT et l'hypothèse que l'acceptance en PT ne dépend pas de y (et réciproquement) permet d'écrire ce tenseur sous la forme du produit tensoriel des matrices en y et en PT.

Si on note y_k^i la matrice de transfert du vecteur distribution en y
 et PT_ℓ^j " " " " en PT,

on peut écrire :

$$T_{k\ell}^{ij} = y_k^i PT_\ell^j = \delta_k^i \alpha_k PT_\ell^j \text{ car } y_k^i \text{ est diagonale.}$$

Etant donnée la statistique d'événements simulés dont je dispose, je me limiterai à décrire le transfert des distributions en PT et en y séparément.

L'examen de la matrice en y (qui est établie pour des π^0 de PT compris entre 4. et 6. GeV/c) confirme l'existence d'une perte d'acceptance à grand y . Comme cette matrice est établie en comparant le spectre observé au spectre "réel" (à la génération), le déficit souligné au paragraphe précédent ne vient pas de la génération, mais bien du fait que les événements à grand y sont perdus entre la génération et la fin de l'analyse. Cette perte est liée aux photons de très grande énergie, et est probablement due à un problème de simulation des satellites ^{*}.

- La matrice en y étant diagonale, il est facile, connaissant l'allure d'un spectre observé en données réelles, d'en déduire le spectre initial.

- La matrice en PT est établie pour des π^0 de y compris entre -.4 et .6 dans le centre de masse, domaine de y pour lequel l'application du Monte-Carlo semble valide.

On a alors $O_i = PT_i^j R_j$ entre les événements créés et les événements observés.

La matrice PT_i^j contient toutes les données relatives à l'acceptance en PT. Son intérêt vient de ce qu'elle est (en principe) indépendante de la forme du spectre généré, donc du modèle de production utilisé. Elle traduit uniquement l'acceptance de l'expérience et peut donc être appliquée à toute distribution.

Une simple inversion permet de déduire le spectre réel en fonction du spectre observé.

* Les gerbes de photons sont créées à partir de la connaissance des gerbes d'électrons (voir page 26), extrapolée jusqu'à environ 100 GeV.

TABLEAU RECAPITULATIF DES COUPURES DE FILTRAGE DES π^0

N° de la coupure	DESCRIPTION	taux de rejet d'événements
0	Coupure des événements sans neutre ou sans trace chargée complète	3.7 %
	RECHERCHE DU PHOTON PILOTE	
1	rejet des gerbes dues à des particules chargées	0 %
2	rejet des gerbes de moins de 2 GeV/c de PTV	30 %
3	rejet des gerbes hors temps (coupure TDC)	10 %
4	rejet des gerbes de muons (coupure CH6)	7.5 %
	FIN DE LA RECHERCHE DU PHOTON PILOTE : le photon pilote est le photon de plus grand PTV qui subsiste après toutes ces coupures (1 à 4)	
	RECHERCHE DES π^0 : Coupures sur les paires constituées avec le photon pilote et les photons restants (satisfaisant aux coupures 1, 3 et 4)	
5	rejet des paires de moins de 4 GeV/c de PTV total	49 %
6	rejet des paires de plus de 75 % d'asymétrie	25 %
7	rejet des paires de masse invariante s'écartant de plus de 50 MeV de la masse du π^0	47 %

==+==+==+==+==+==+==

CHAPITRE IV

RESULTATS

I . CORRECTIONS FINALES AUX DISTRIBUTIONS FOURNIES PAR L'ANALYSE

A. - PRISE EN COMPTE DU BRUIT DE FOND RESIDUEL

Le bruit de fond peut être estimé en extrapolant la courbe de fond sous le pic du π^0 dans le spectre final en masse (voir Fig. 44).

Il représente environ 8 % du signal total de π^0 .

Cette correction "brute" est trop importante car on constate que le spectre de masse des événements simulés (π^0 uniquement) présente une base élargie qui pourrait être considérée comme une courbe de fond. Si on effectuait la même correction sur le spectre simulé, on obtiendrait une diminution du signal de l'ordre de 1 %.

Ceci signifie que dans les 8 % des événements "faux" π^0 qui sont extrapolés de la ligne de fond, on trouve 1 % des "vrais" événements π^0 . Le bruit de fond véritable n'est donc que de 7 %, et il est en première approximation indépendant du PT.

B. - PRISE EN COMPTE DES REJETS DES EVENEMENTS SANS TRACE COMPLETE

Ce rejet a été expliqué à la page 53. Pour rétablir des spectres directement comparables à la simulation il faut corriger les spectres d'un facteur 1.038.

C. - PRISE EN COMPTE DES COINCIDENCES FORTUITES DE PASSAGE DE 2 PARTICULES
DU FAISCEAU DANS LA FENÊTRE DE TEMPS D'UN EVENEMENT

Lorsque 2 particules de nature différente ($\pi^+, \pi^-, K^+, K^-, p, \bar{p}$) sont passées dans la fenêtre en temps de l'événement, il n'est pas possible de savoir laquelle a produit l'interaction. En effet, les CEDARS (voir page 22) peuvent avoir identifié la "mauvaise" particule (celle qui n'est pas responsable de l'interaction).

Pour estimer ce taux de fortuites, on regarde les événements pour lesquels les CEDARS ont détecté le passage d'une particule dans une fenêtre en temps retardée par rapport à celle de l'événement. On détecte ainsi les coïncidences de passage d'une particule en temps ET d'une autre particule dans la fenêtre retardée.

En extrapolant on déduit le nombre de coïncidences entre 2 particules passant dans la même fenêtre (car les temps de passage des particules ne sont pas corrélés entre eux). Ainsi, lorsqu'on étudie les distributions obtenues à partir d'un faisceau de particules données (π^+ par exemple), une proportion qu'on peut estimer sont en fait des particules d'un autre type (K^+ ou p dans notre exemple). On observe donc en réalité les distributions en π^+ auxquelles s'ajoutent une fraction des distributions en K^+ ou p. Il faut donc déduire ces contributions (dus aux fortuites), de la distribution de départ, pour obtenir les résultats relatifs aux π^+ .

Le tableau suivant indique les importances relatives de cette correction pour les différents types de particules en 1982.

Particule	π^+	K^+	p	π^-	K^-	\bar{p}
Correction	2,1 %	0,5 %	2,2 %	0	0	0

Les résultats présentés dans ce chapitre tiennent compte de ces corrections.

II. FLUX DES DIFFERENTS TYPES DE PARTICULES RECONNAISSABLES ET FLUX SIMULES

Le tableau suivant résume l'ensemble de la statistique utilisée dans les résultats qui suivent :

Période Type de Particule	P2B-82	P4B-82	CUMUL P2B+P4B
π^+	.1543	.1241	.2784
π^-	.2522	.2440	.4962
CUMUL $\pi^+ + \pi^-$.4065	.3681	.7746
K^+	.0198	.0159	.0357
K^-	.0068	.0066	.0134
p	.2744	.2207	.4951
\bar{p}	.0016	.0015	.0031
Simulation			
π^+	.3473	.3640	.7113
p	.1649	.1658	.3307

($\times 10^{12}$ particules)

III. TESTS DU CONTROLE DES ERREURS SYSTEMATIQUES ET DE L'ANALYSE

Toutes les coupures qui sont applicables à la fois sur les données et sur la simulation sont contrôlées. Les effets des coupures qui ne peuvent s'appliquer à la simulation (TDC et coupure du halo) ont été étudiés au chapitre précédent où il a été montré que les pertes que ces coupures induisaient sur les vrais π^0 étaient négligeables.

Nous allons à présent tester l'analyse en comparant les résultats obtenus en π^+ et en π^- -qui doivent être compatibles- et en comparant les deux périodes de données utilisées (P2B-82 et P4B-82).

A. - COMPATIBILITE DES SPECTRES DE PRODUCTION DE π^0 EN FAISCEAU DE π^+ ET DE π^-

La figure 55 montre successivement les distributions en PT des π^0 produits en π^- et en π^+ , et le rapport des productions en fonction du PT (les productions sont normalisées à un même flux).

Les productions observées sont donc compatibles compte tenu des erreurs statistiques et systématiques comme il était théoriquement prévu par l'invariance d'isospin. On peut alors cumuler les statistiques obtenues en faisceau positif et négatif.

B. - COMPATIBILITE ENTRE LES PERIODES DE PRISES DE DONNEES

La figure 56 porte les distributions en PT des π^0 produits en P2B (cumul π^+ et π^-) et en P4B (ramenées au même flux).

La compatibilité de ces distributions permet à nouveau de cumuler les données disponibles sur les deux périodes entre lesquelles il n'apparaît pas de différence importante de systématiques.

C. - ETABLISSEMENT DES SPECTRES FINALS ET DES MESURES DES SECTIONS EFFICACES

Tout d'abord, les sections efficaces mesurées sont intégrées sur la rapidité dans le centre de masse entre $- .4$ et $.6$.

Cette zone contient les plateaux en rapidité des productions par des pions et des protons (figures 57 et 58). Pour pouvoir comparer avec les données de la référence 25, il sera nécessaire de corriger les sections efficaces obtenues en utilisant pour cela les aires contenues sous la courbe de rapidité dans les limites cinématiques voulues.

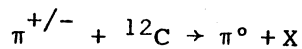
La figure 59 donne les spectres finals de masse à partir desquels les résultats sont établis en faisceaux de π^- , π^+ , cumul $\pi^- + \pi^+$, proton, K^- et K^+ respectivement.

Enfin, la figure 56 montre que la zone de PT comprise entre 4 et 4.4 GeV/c se situe dans la montée de l'acceptance de l'appareillage (effet de seuil du trigger). Comme les seuils du trigger simulé et du trigger expérimental pour les deux périodes de données sont différents, on ne peut pas comparer simplement les données à la simulation dans cette zone. Les sections efficaces ne sont alors mesurables qu'à partir de 4.4 GeV/c de PT.

IV. MESURES DES SECTIONS EFFICACES EN FAISCEAUX DE PIONS,
PROTONS, K^+ ET K^- , RAPPORTS DES PRODUCTIONS ENTRE CES
DIFFERENTS FAISCEAUX

Les résultats présentés ici sont donnés dans l'état actuel de l'analyse.

A. - SECTION EFFICACE INVARIANTE DE LA REACTION



La figure 60 donne la production de π^0 (en nombre d'événements) cumulée sur toutes les périodes ($\pi^+ + \pi^-$) et la même distribution obtenue en simulation. L'accord est suffisamment satisfaisant pour permettre de déterminer les sections efficaces invariantes absolues (voir le tableau situé à la fin du chapitre).

Un essai d'altération de la résolution du détecteur de photon a été réalisé à l'analyse, pour tenter d'évaluer l'importance de la largeur des gerbes dans la simulation. Il semble que l'effet systématique ainsi simulé donne une contribution relative constante sur le spectre en PT, ce qui explique l'allure de la bande de la figure.

La figure 61 porte les sections efficaces invariantes obtenues, comparées aux données de la référence 25 et à la paramétrisation de Donaldson. Ces données sont ramenées à des acceptances angulaires identiques pour pouvoir être directement comparées.

La pente semble différente de celle prévue par la paramétrisation de Donaldson.

Ce fait peut être dû à plusieurs causes possibles :

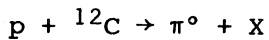
- Tout d'abord, les mesures de Donaldson et al. ont été réalisées sur cible de protons, et l'expérience présentée ici utilise une cible de ${}^{12}\text{C}$.

Le facteur $A^{1.11}$ qui a été utilisé sur tout le spectre peut très bien être en réalité un facteur de type $A^{\alpha(\text{PT})}$ où l'exposant peut dépendre du PT.

- La paramétrisation de Donaldson est établie sur des données dont le PT ne dépasse pas 4 GeV/c alors que l'analyse présentée ici donne des résultats entre 4.4 et 6 GeV/c.

Par contre, le spectre obtenu semble prolonger de façon naturelle les données de la référence 25 (pas de rupture de pente).

B. - RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE π^0 EN FAISCEAU DE PROTONS ET DE PIONS, SECTION EFFICACE INVARIANTE DE LA REACTION



La figure 62 porte la section efficace de la production π^0 en faisceau de protons et en faisceau de pions (voir également le tableau final).

Le rapport de ces productions est porté sur la figure 63. Comme il n'intervient pas de simulation dans cette mesure, on peut utiliser toute l'acceptance de l'appareillage. Ce rapport est stable d'une période à l'autre.

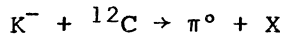
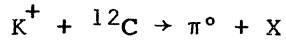
La figure 63 montre également l'évolution du rapport de production proton/pion mesuré par l'analyse du trigger e^+e^- (Réf. 34). On voit que les résultats obtenus dans les deux cas sont compatibles.

Par contre la prévision établie à partir de la référence 26 semble donner un rapport trop petit mais dont l'allure générale ressemble à celle des données. Comme ce rapport dépend de l'acceptance choisie en Y^* , (à cause du décalage des plateaux en rapidité en pion et en proton), la différence entre la mesure et la prévision peut éventuellement provenir d'un effet d'acceptance en rapidité puisque les intégrales sous la distribution en rapidité sont différentes en pion et en proton.

La figure 64 donne les sections efficaces invariantes de production de π^0 en faisceau de protons comparées à celles de la référence 25.

L'accord est tout à fait satisfaisant, et les mesures présentées ici prolongent les données de la référence 25.

C. - RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE π^0 EN K^+, K^- ET EN PIONS, SECTIONS EFFICACES INVARIANTES DES REACTIONS



Le tableau final donne les sections efficaces invariantes moyennes sur deux domaines en PT (4.4 GeV à 5.2 GeV et 5.2 à 6.0 GeV). La statistique disponible ne permet pas de réaliser un échantillonnage plus riche.

Par contre, les rapports des productions K^+/π et K^-/π sont mesurables dans trois domaines étant donnée l'indépendance de ces mesures et de la simulation (voir figure 65).

Les sections efficaces invariantes ont été obtenues ici en utilisant la matrice d'acceptance qui a été décrite dans le chapitre précédent.

Les productions de π^0 en faisceaux de K et de π semblent être du même ordre de grandeur.

D. - QUELQUES REMARQUES SUR LES CHARGES ASSOCIES

1) On peut tout d'abord essayer de retrouver des particules de type ρ chargé (masse = 0.769 GeV, rapport de branchement de désintégration en $\pi^0 + \pi$ chargé proche de 100 %).

Pour cela on recherche des hadrons dans l'appareillage à partir des traces chargées et en utilisant la forme de la gerbe développée dans le calorimètre.

La figure 66 montre le spectre de la masse invariante des paires de π^0 et hadrons retrouvés (supposés être des pions chargés).

Un épaulement apparaît à la masse du ρ .

2) Les chargés associés ont été étudiés dans le repère lié à l'impulsion restante (figure 67). Dans ce repère, on s'attend à observer une distribution de l'impulsion des chargés retrouvés qui soit piquée à l'origine pour satisfaire à la conservation de la quantité de mouvement. La figure 68 porte verticalement l'impulsion totale des chargés trouvés dans chaque domaine angulaire.

La figure 69 donne la distribution en PT des chargés dans le repère lié à l'impulsion manquante. La valeur moyenne $\langle P_T \rangle = 0,58 \text{ GeV}/c$ peut être considérée comme liée au moment transverse intrinsèque des constituants du fragment de recul.

3) Je ne suis pas parvenu à mettre en évidence les effets de charge prévus au chapitre I (voir page 20), car le quark de recul d'une collision dure n'est pas distinctement séparé des quarks spectateurs ; voir la figure 70 qui porte la charge totale retrouvée dans la direction opposée au π^0 pour chaque événement, en fonction du PT du π^0 , et intégrée sur tous les PT.

TABLEAU DES RESULTATS
 Sections efficaces et rapports de production

PT (GeV/c)	πC	PC	(PC)/(πC)
4.0 - 4.2			.47 ± .05
4.2 - 4.4			.51 ± .04
4.4 - 4.6	6.4 ± .96	3.1 ± .53	.48 ± .04
4.6 - 4.8	3.6 ± .57	1.4 ± .27	.39 ± .04
4.8 - 5.0	1.8 ± .30	0.84 ± .17	.46 ± .05
5.0 - 5.2	1.0 ± .18	0.44 ± .10	.41 ± .06
5.2 - 5.4	0.52 ± .11	0.18 ± .05	.35 ± .07
5.4 - 5.6	0.32 ± .08	0.12 ± .04	.36 ± .09
5.6 - 6.0	0.21 ± .08	0.085 ± .030	.37 ± .10

PT (GeV/c)	$K^- C$	$K^+ C$	($K^- C$)/(πC)	($K^+ C$)/(πC)
4.0 - 4.4			1.26 ± .31	0.94 ± .18
4.4 - 5.2	2.1 ± .63	3.02 ± .62	0.69 ± .18	0.99 ± .16
5.2 - 6.0	0.30 ± .15	0.37 ± .13	1.0 ± .47	1.25 ± .36
Moyenne : de 4.4 à 6.0	1.1 ± .31	1.6 ± .31		

Sections efficaces invariantes pour la production de π^0
 (nanobarn $\times C^3/GeV^2$ noyau) moyennées sur les intervalles en PT et in-
 tégrées sur l'intervalle -.4 à .6 en rapidité dans le centre de masse.

==+==+==+==+==+==+==

CONCLUSION

Le procédé de reconnaissance des π^0 décrit dans cette thèse a permis de mesurer les sections efficaces invariantes de production de π^0 d'impulsion transverse comprise entre 4.5 et 5.8 GeV/c pour différents types de particules incidentes.

En faisceau de pions :

La pente du spectre en PT obtenu est différente de celle qui est prédite par la paramétrisation de DONALDSON, mais est tout à fait compatible avec les données de la référence 25 qui peuvent ainsi être complétées jusqu'à une impulsion transverse de 5.8 GeV/c.

En faisceau de protons :

L'accord est tout à fait satisfaisant avec les données de la référence 25 sur le domaine commun en PT et les 2 séries de mesures se raccordent tout à fait harmonieusement, permettant ici encore une prolongation du spectre jusqu'à 5.8 GeV/c.

Le rapport de production de π^0 en faisceau de protons et en faisceau de pions est supérieur à celui qui est prédit par la référence 26. Ce désaccord peut s'expliquer par la différence des domaines cinématiques de l'expérience ($64^\circ < \theta^* < 125^\circ$) et de la prévision (qui est établie à 90° dans le centre de masse).

De plus cette prévision porte sur le rapport Proton/Pi mesuré sur une cible de protons, alors que notre expérience utilise une cible de ^{12}C . En faisceau de K^+ et de K^- les productions sont voisines de celles observées en faisceau de pions.

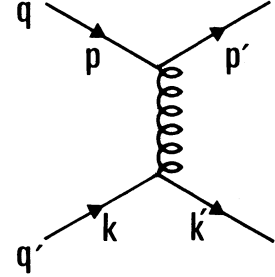
On a pu observer l'intermédiaire ρ chargé en reconstruisant les masses invariantes des π^0 retrouvés et des chargés reconnus dans le spectromètre ; ceci a été possible malgré le biais important introduit par la sélection du π^0 qui laisse une impulsion faible au π chargé associé (alors facilement balayé par l'aimant).

Enfin, l'impulsion transverse moyenne des constituants du fragment de recul a été mesurée dans un repère lié à l'impulsion restante ($\langle \text{PT} \rangle_c \approx 600 \text{ MeV}/c$).

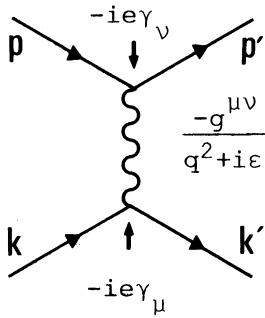
==+==+==+==+==+==+==

ANNEXE

Calcul du graphe de diffusion élastique $qq' \rightarrow qq'$.



Je commencerai par calculer le graphe de QED correspondant, et je calculerai par la suite les modifications à apporter pour obtenir le résultat recherché.



- Calcul du graphe :

.soit $u_r(p)$ la fonction d'onde du fermion incident (impulsion p , spin r , masse m)

.soit $u_s(k)$ la fonction d'onde du fermion cible. Nous prendrons des fermions de charge unité pour ne pas alourdir les calculs.

L'application des règles de Feynman permet d'écrire l'amplitude de ce graphe :

$$A = \bar{u}_{s'}(k') (-ie\gamma_\mu) u_s(k) \left(\frac{-g^{\mu\nu}}{q^2} \right) \bar{u}_{r'}(p') (-ie\gamma_\nu) u_r(p)$$

$$A = \frac{e^2}{q^2} \left[\bar{u}_{s'}(k') \gamma_\mu u_s(k) \bar{u}_{r'}(p') \gamma^\mu u_r(p) \right] \quad (A.1)$$

en prenant le complexe conjugué :

$$A^+ = \frac{e^2}{q^2} \left[u_r^+(p) \gamma^{\mu+} \bar{u}_{r'}^+(p') u_s^+(k) \gamma_\mu^+ \bar{u}_{s'}^+(k') \right] \quad (A.2)$$

en multipliant à gauche γ_μ^+ et $\gamma^{\mu+}$ par $\mathbb{1} = \gamma_0^2$, et compte tenu de la relation $\bar{u}_r(p) = u_r^+(p) \gamma_0$, on obtient :

$$A^+ = \frac{e^2}{q^2} \left[\bar{u}_r(p) \gamma_0 \gamma^{\mu+} \gamma_0 u_{r'}(p') \bar{u}_s(k) \gamma_0 \gamma_\mu^+ \gamma_0 u_{s'}(k') \right]$$

et comme $\gamma_0 \gamma^{\mu+} \gamma_0 = \gamma^\mu$

$$\Rightarrow A^+ = \frac{e^2}{q^2} \left[\bar{u}_r(p) \gamma^\mu u_{r'}(p') \bar{u}_s(k) \gamma_\mu u_{s'}(k') \right] \quad (\text{A.3})$$

L'élément de matrice $|M_{fi}|^2$ au carré de la transition est obtenu en réalisant la moyenne de AA^+ sur les états de spins initiaux et la somme des termes AA^+ sur les états de spins finals soit :

$$|M_{fi}|^2 = \frac{1}{4} \sum_r \sum_{r'} \sum_s \sum_{s'} \left(\frac{e^2}{q^2} \right)^2 \left[\bar{u}_r(p) \gamma^\mu u_{r'}(p') \bar{u}_s(k) \gamma_\mu u_{s'}(k') \times \right. \\ \left. \times \bar{u}_{s'}(k') \gamma_\nu u_s(k) \bar{u}_{r'}(p') \gamma^\nu u_r(p) \right] \quad (\text{A.4})$$

en développant les indices :

$$|M_{fi}|^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{q^2} \right)^2 \sum_{rr's's'} \bar{u}_r(p)_\alpha \gamma_{\alpha\beta}^\mu u_{r'}(p')_\beta \bar{u}_s(k)_\gamma \gamma_{\mu\gamma\delta} u_{s'}(k')_\delta \times \\ \times \bar{u}_{s'}(k')_\varepsilon \gamma_{\nu\varepsilon\sigma} u_s(k)_\sigma \bar{u}_{r'}(p')_\tau \gamma_{\tau\eta}^\nu u_r(p)_\eta$$

en utilisant les relations du type :

$$\sum_{r'} u_{r'}(p')_\beta \bar{u}_{r'}(p')_\tau = (\not{p}' - m)_{\beta\tau} \quad (\text{A.5})$$

on obtient :

$$|M_{fi}|^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{q^2} \right)^2 \left[(\not{p} - m)_{\eta\alpha} \gamma_{\alpha\beta}^\mu (\not{p}' - m)_{\beta\tau} \gamma_{\tau\eta}^\nu \times (\not{k} - m')_{\sigma\gamma} \gamma_{\mu\gamma\delta} (\not{k}' - m')_{\delta\varepsilon} \gamma_{\nu\varepsilon\sigma} \right] \quad (\text{A.6})$$

soit :

$$|M_{fi}|^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{q^2} \right)^2 \times \text{Tr} \left((\not{p} - m) \gamma^\mu (\not{p}' - m) \gamma^\nu \right) \times \text{Tr} \left((\not{k} - m') \gamma_\mu (\not{k}' - m') \gamma_\nu \right) \quad (\text{A.7})$$

$$\text{posons : } \left. \begin{aligned} L^{\mu\nu} &= \text{Tr} \left[(\not{p} - m) \gamma^\mu (\not{p}' - m) \gamma^\nu \right] \\ M_{\mu\nu} &= \text{Tr} \left[(\not{k} - m') \gamma_\mu (\not{k}' - m') \gamma_\nu \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.8})$$

$$\text{alors } M_{\mu\nu} = \text{Tr} \left(\not{k} \gamma_\mu \not{k}' \gamma_\nu \right) + m'^2 \text{Tr} \left(\gamma_\mu \gamma_\nu \right) \quad (\text{A.9})$$

en utilisant le fait que la trace d'un produit d'un nombre impair de matrices γ est nulle. De plus l'algèbre des matrices γ nous donne :

$$M_{\mu\nu} = 4 \left[k_{\mu} k'_{\nu} - (k \cdot k') g_{\mu\nu} + k_{\nu} k'_{\mu} \right] - 4m'^2 g_{\mu\nu} \quad (\text{A.10})$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu} \times M_{\mu\nu} &= 16 \left[k_{\mu} k'_{\nu} - (m'^2 + k k') g_{\mu\nu} + k_{\nu} k'_{\mu} \right] \\ &\times \left[p^{\mu} p'^{\nu} - (m^2 + p p') g^{\mu\nu} + p^{\nu} p'^{\mu} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

en utilisant la relation $p' + k' = p + k$, cette expression se simplifie :

$$L^{\mu\nu} M_{\mu\nu} = 16 \left[2(kp)(k'p') + 2(kp')(k'p) + 2(kk'm^2 + pp'm'^2) + 4m^2 m'^2 \right] \quad (\text{A.12})$$

A l'approximation ultra-relativiste, on peut écrire :

$$|k| \approx |k'| \approx |p| \approx |p'| \approx 0 \quad (4 \text{ vecteurs}) \text{ dans le centre de masse,}$$

$$\text{soit : } |\vec{k}| = |\vec{k}'| = |\vec{p}| = |\vec{p}'| = \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (\text{trivecteurs}) \quad (\text{A.13})$$

de même, en négligeant les masses, on peut relier les variables de Mandelstam aux produits scalaires présents :

$$\left. \begin{aligned} s &= 2pk = 2p'k' \\ t &= -2pp' = -2kk' \\ u &= -2p'k = -2pk' \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.14})$$

$$\text{Il reste alors : } L_{\mu\nu} M^{\mu\nu} = 16 \left[\frac{s^2}{2} + \frac{u^2}{2} - t(m^2 + m'^2) + 4m^2 m'^2 \right] \approx 8 \left[s^2 + u^2 \right]$$

$$\text{Soit : } |M_{fi}|^2 = 2 \frac{e^4}{q^4} (u^2 + s^2) \quad \text{avec } q = k' - k \Rightarrow q^2 \approx t$$

$$\Rightarrow |M_{fi}|^2 = 2e^4 \frac{u^2 + s^2}{t^2} \quad (\text{A.15})$$

- Passage à la section efficace. Elle est obtenue à partir de la relation suivante :

$$d\sigma \times 2E_a \times 2E_b |\vec{v}_a - \vec{v}_b| = |M_{fi}|^2 \cdot D^2 \quad (\text{A.16})$$

où E_a et E_b , \vec{v}_a et \vec{v}_b sont les énergies et vitesses des particules incidentes et D^2 est l'élément de volume de l'espace de phases.

Ici $D^2 = \frac{d\Omega}{32\pi^2}$ dans le centre de masse et $E_a = E_b = \sqrt{s}/2$.

$$\text{Il reste alors : } d\sigma = \frac{1}{64\pi^2 s} |M_{fi}|^2 d\Omega \quad (\text{A.17})$$

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$$

$$\text{comme } t = (p' - p)^2 = 2m^2 - \frac{s}{2} (1 - \cos\theta)$$

$$\Rightarrow dt = -\frac{s}{2} \sin\theta d\theta.$$



Dans le centre de masse

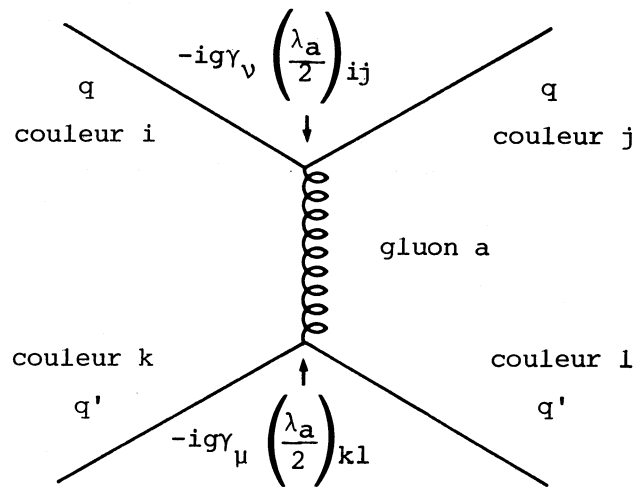
$$\text{On peut écrire : } d\Omega = -\frac{4\pi dt}{s}$$

$$\text{et finalement : } \frac{d\sigma}{dt} = \frac{-e^4}{8\pi} \frac{1}{s^2} \frac{u^2 + s^2}{t^2} \quad (\text{A.18})$$

- Passage au graphe analogue de QCD, calcul du facteur de couleur.

Nous conservons les mêmes notations sauf pour les termes du vertex.

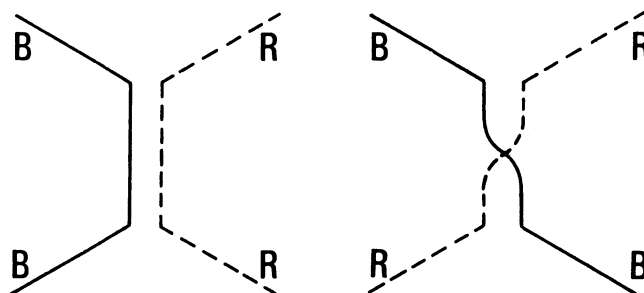
Les propagateurs sont inchangés.



graphe de la réaction : $q(\text{couleur } i) + q'(\text{couleur } k) \rightarrow q(\text{couleur } j) + q'(\text{couleur } l)$.

λ_a est la matrice de Gell'Man correspondant au gluon a. $(\lambda_a)_{ij}$ est l'élément de la matrice de Gell'Man correspondant à la transition de la couleur $i \rightarrow j$ du quark q. Lorsque ijkl et a sont fixés, le graphe est celui d'une transition de couleur du quark q ($i \rightarrow j$) et d'une transition de couleur du quark q' ($k \rightarrow l$), par l'échange du gluon a. Un grand nombre de ces transitions sont interdites (produit des éléments $(\lambda_a)_{ij} (\lambda_a)_{kl}$ nul).

Les seules transitions permises sont celles pour lesquelles les transitions de q et de q' sont liées : soit identiques ($i \rightarrow j$, et $i \rightarrow j$) soit opposées ($i \rightarrow j$, et $j \rightarrow i$). Ce fait apparaît clairement en considérant les matrices de Gell-Man (voir à la fin de l'annexe).



Transitions de couleur autorisées par l'échange du gluon $B\bar{R}$.

Pour un gluon et des transitions de couleur fixées, l'amplitude de transition se déduit de celle du graphe de QED en remplaçant e^2 par $g^2 \times \frac{1}{4} (\lambda_a)_{ij} (\lambda_a)_{kl}$:

$$A_{\text{QCD}} = A_{\text{QED}} \times \frac{g^2}{e^2} \times \frac{1}{4} (\lambda_a)_{ij} (\lambda_a)_{kl} \quad (\text{A.19})$$

$$\Rightarrow \sigma_{\text{QCD}} = \sigma_{\text{QED}} \times \frac{g^4}{e^4} \times \frac{1}{16} |(\lambda_a)_{ij}|^2 |(\lambda_a)_{kl}|^2 \quad (\text{A.20})$$

car le terme d'espace de phases est inchangé.

Il faut à présent calculer la moyenne de cette section efficace sur les états de couleur initiaux des quarks et la somme sur les états de couleur finals et sur les 8 types de gluons qui peuvent être échangés :

$$\Rightarrow \sigma_{\text{QCD}} = \sigma_{\text{QED}} \frac{g^4}{e^4} \times \frac{1}{16} \times \frac{1}{9} \sum_a |(\lambda_a)_{ij} (\lambda_a)_{kl}|^2 \quad (\text{A.21})$$

Le facteur $\sum_a |(\lambda_a)_{ij} (\lambda_a)_{kl}|^2$ se calcule sans difficulté directement

à partir des éléments non nuls des matrices de Gell'Man. Il est égal à

32. Le facteur de couleur vaut alors $\frac{1}{16} \times \frac{1}{9} \times 32 = \frac{2}{9}$.

Comme $g^2 = 4\pi\alpha_s$, la section efficace du processus $q+q' \rightarrow q+q'$ avec échange d'un gluon se réduit, dans le centre de masse à l'expression :

$$\frac{d\sigma}{dt} = - \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \times \frac{4}{9} \times \frac{u^2 + s^2}{t^2} \quad (\text{A.22})$$

Matrices de Gell'Man

couleurs R V B

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} \text{R} \\ \text{V} \\ \text{B} \end{matrix}$$

$$\lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

====

REFERENCES

- [1] J. KAPLAN - Ecole de Gif 1977 et F. HAYOT - Ecole de Gif 1978.
- [2] BJORKEN - PASCHOS - Phys. Rev. 185 (1969) 1975.
- [3] FIELD - FEYNMAN - Phys. Rev. D15 n° 9 (1977) 2590.
- [4] BJORKEN - WEISBERG - Phys. Rev. D13 (1976) 1405.
- [5] DIAKONOU *et al.* - Phys. Lett. 91B n° 2 (1980) 296.
- [6] DIAKONOU *et al.* - Phys. Lett. 123B (1983) 367.
- [7] FONTANNAZ - Ecole de Gif 1981.
- [8] ALTARELLI - Academic Training (CERN) (1983).
- [9] ALTARELLI - PARISI - Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- [10] NA3 Coll. - Proposal CERN/SPSC/80-106 - Sept. 1980.
- [11] ANGELIS *et al.* - Phys. Lett. 98B (1981) 115.
- [12] CONTOGOURIS *et al.* - Nucl. Phys. B179 (1981) 461.
- [13] CONTOGOURIS *et al.* - Phys. Lett. 104B (1981) 70.
- [14] DIAKONOU *et al.* - Phys. Lett. 87B (1979) 292.
- [15] FIELD - FEYNMAN - Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- [16] DOKSHITZER *et al.* - Phys. Lett. 79B (1978) 269.
- [17] CONTOGOURIS *et al.* - Phys. Rev. D17 (1978) 839.
- [18] BURAS *et GAEMERS* - Nucl. Phys. B132 (1978) 249.
- [19] OWENS *et KIMEL* - Phys. Rev. D18 (1978) 3313.
- [20] JAFFE - Lectures presented at the 19° Schladining Winter School Juin 1980.
- [21] CASHER - Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 793.
- [22] FIELD - FEYNMAN - FOX - Phys. Rev. D18 (1978) 3320.

- [23] HORGAN - SCHARBACH - Phys. Lett. 81B (1979) 215.
- [24] DONALDSON *et al.* - Phys. Lett. 73B (1978) 375.
- [25] POVLIS, BIEL *et al.* - Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 967.
- [26] FIELD - Phys. Rev. D27 (1983) 546.
- [27] J. BADIER *et al.* - Nucl. Instr. and Meth., 175 (1980) 319.
O. CALLOT - Thèse d'Etat (1981) LAL-81 105.
- [28] P. CHARPENTIER - Thèse de 3ème cycle (1977).
- [29] F. COSTANTINI - Proceedings of Meeting on Frontier Detectors for Frontier Physics (Castiglione Della Pescaia Juin 1983) à paraître dans Nucl. Instr. and Meth.
- [30] R. DUBE - Thèse de 3ème cycle - LAL 79/6 (Mars 79).
J. BOUCROT *et al.* - Nucl. Instr. and Meth., 176 (1980) 291.
- [31] P. CHARPENTIER, Thèse d'Etat (1983) Paris XI.
- [32] Programme GEANT - CERN - Version 2.26 (1983) DD/US/86.
- [33] H. BIENVENU - Thèse de 3ème cycle (Mai 1984).
- [34] NA3 Status Report (Mars 1984).

==+==+==+==+==+==+==

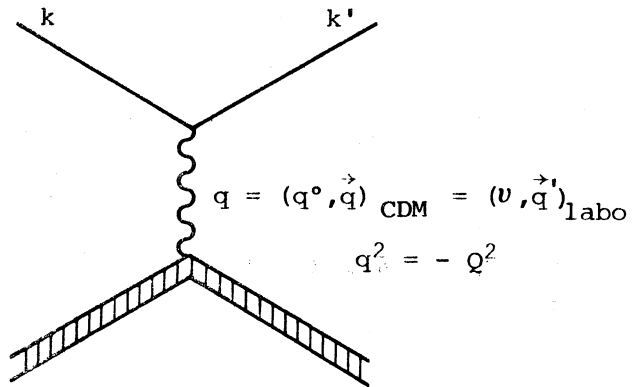


Fig. 1

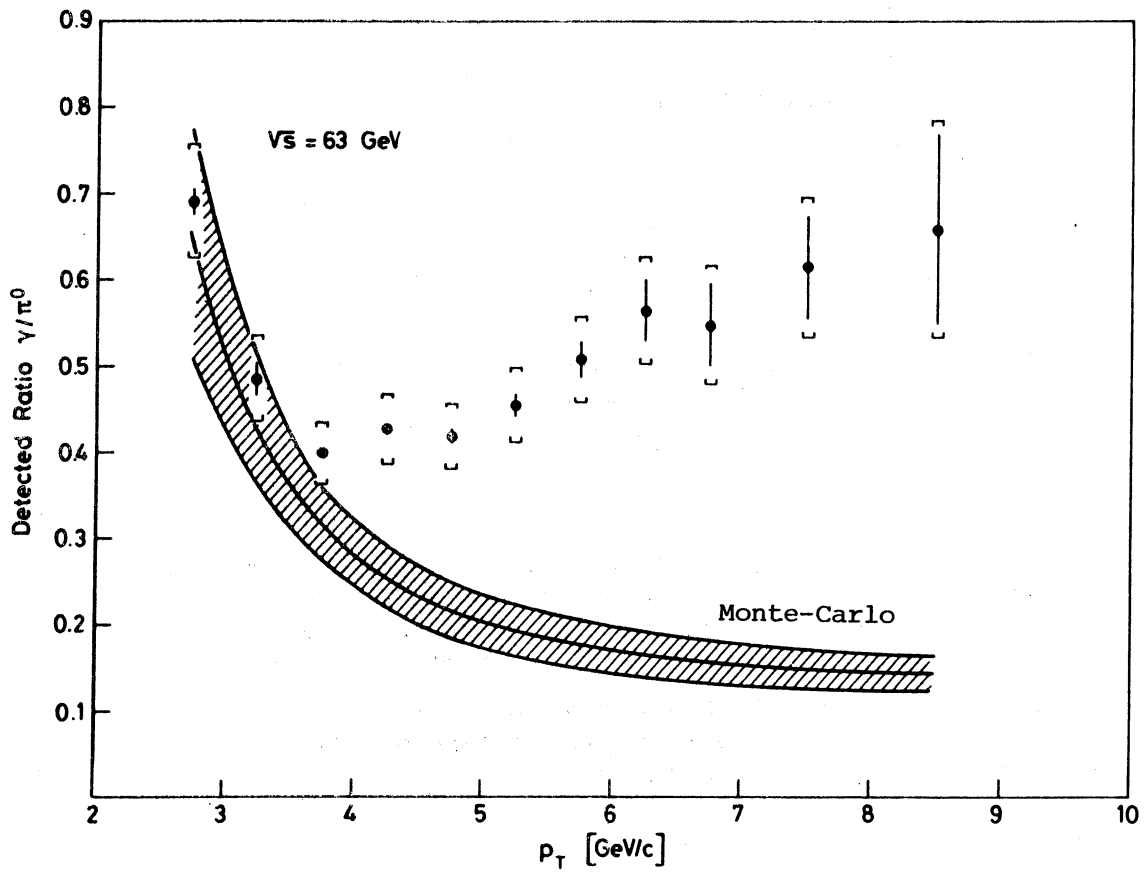


Fig. 2 : Mesure du rapport γ/π^0 détectés aux I.S.R

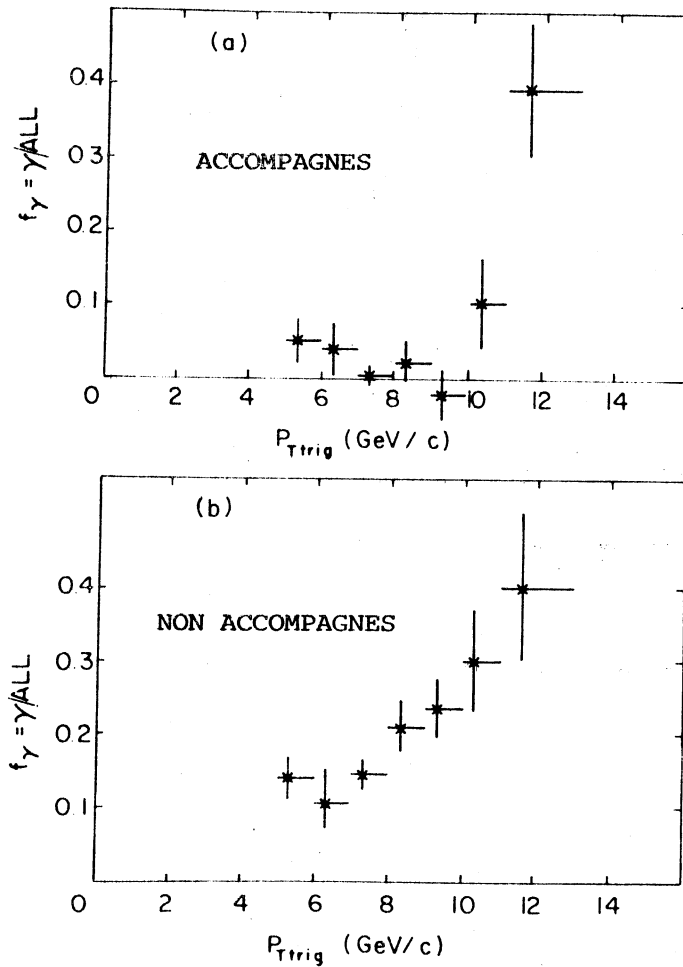


Fig. 3 : a) Fraction d'événements attribués à la production de photons directs accompagnés par une particule (candidats de Bremsstrahlung).

b) Même figure pour les photons directs non accompagnés par une particule.

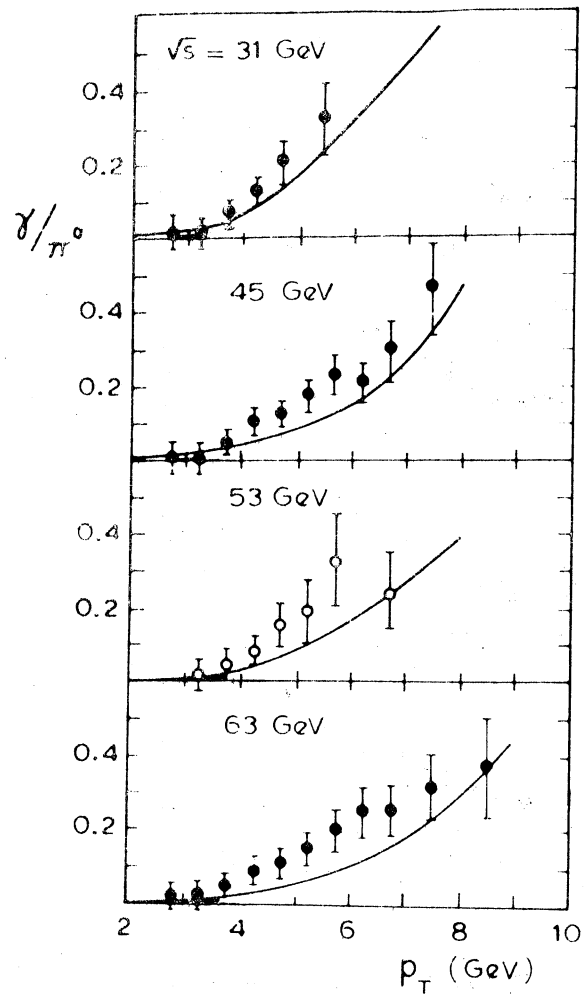


Fig. 4 : Prédiction pour le rapport γ/π^0
($\theta_{CM} = 90^\circ$) comparées aux données

● Référence 5.

○ Référence 14.

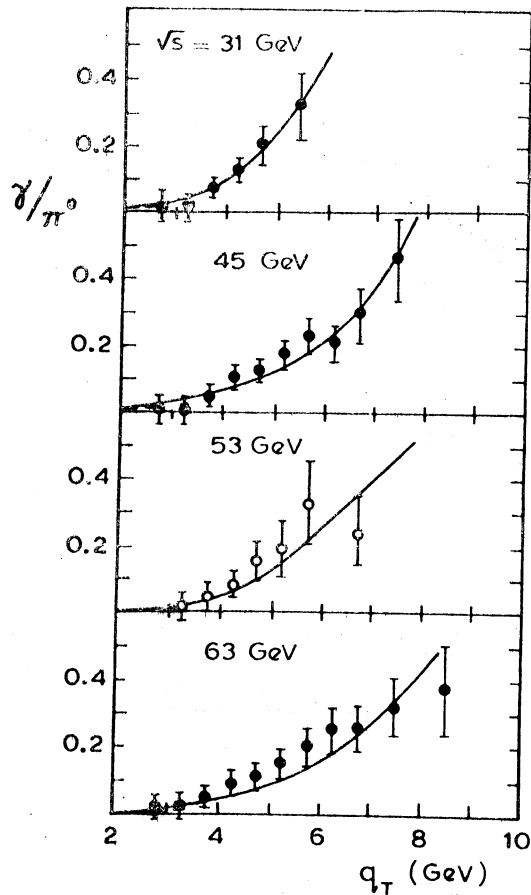


Fig. 5 : Prédiction pour le rapport γ/π^0 avec corrections d'ordre supérieur.

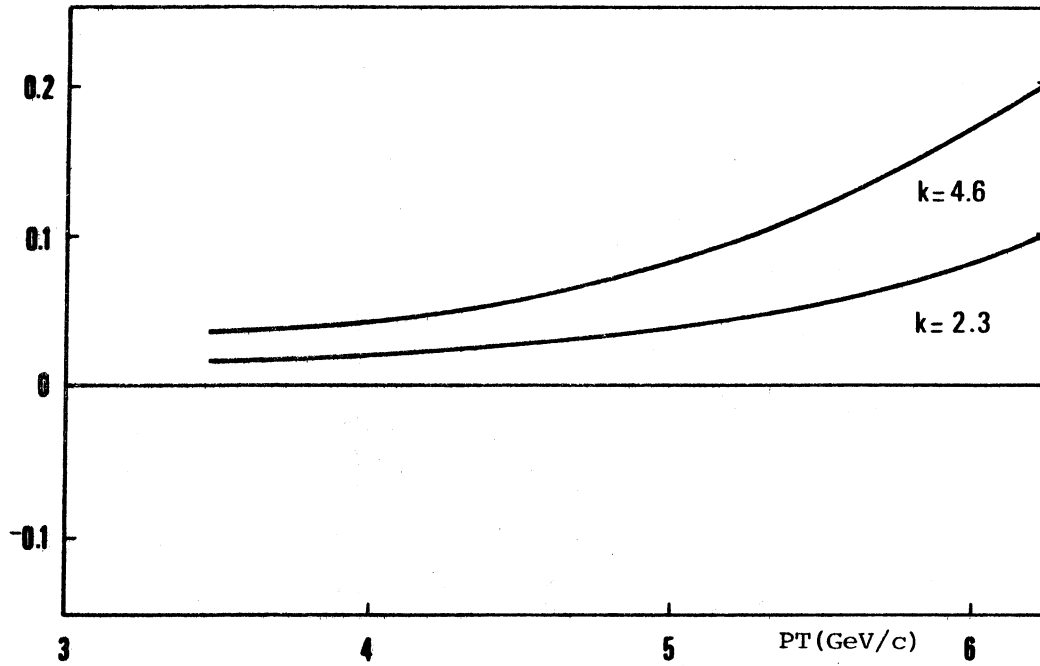


Fig. 6a : Prédiction de l'asymétrie $\frac{\sigma_Y(\pi^-) - \sigma_Y(\pi^+)}{\sigma_{\pi^0}}$ pour deux valeurs du facteur K.

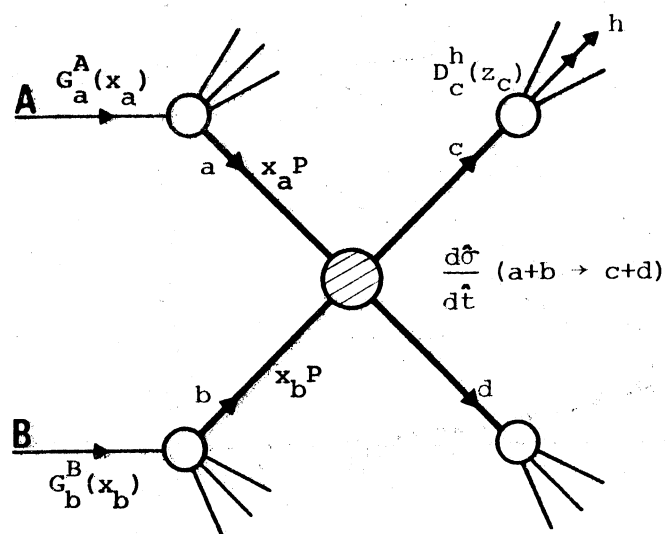


Fig. 6b

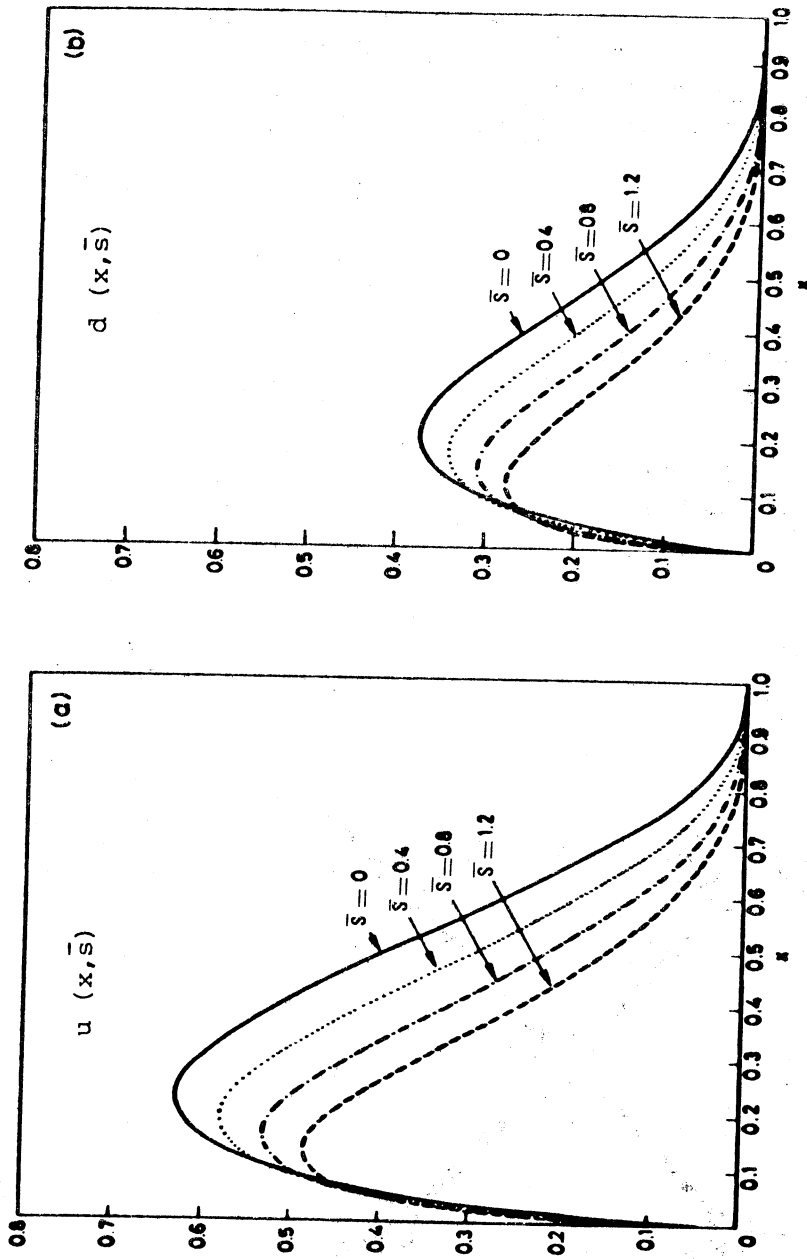


Fig. 7 : Fonctions de structure des quarks de valence u et d dans le proton pour différents paramètres d'échelle \bar{s}

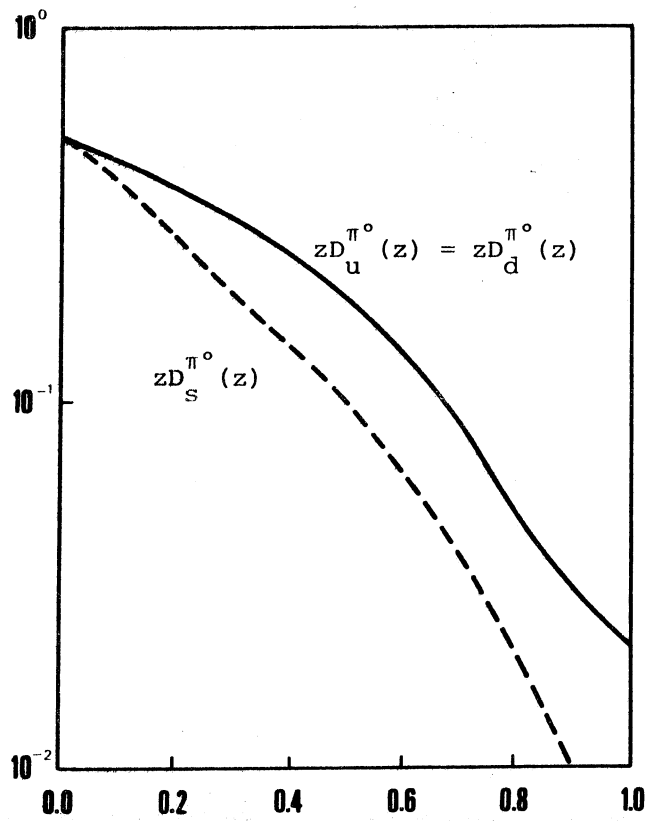


Fig. 8 : Fonctions de fragmentation des quarks u,d,s en π^0

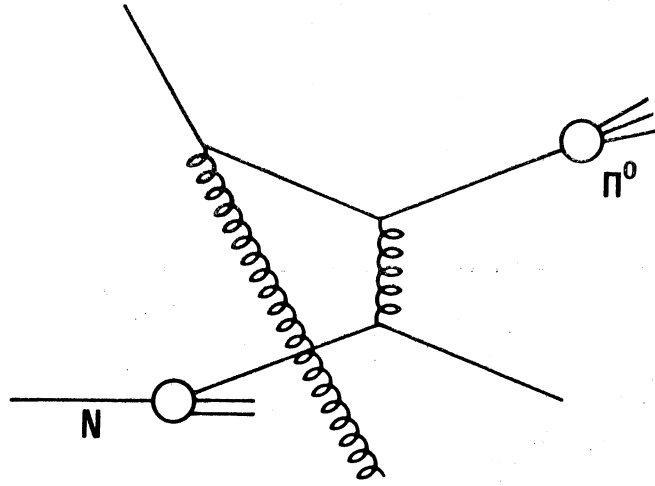


Fig. 9 : Graphe de "Higher twist"

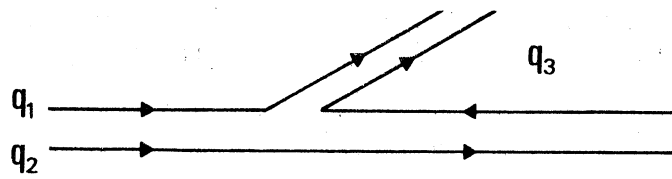


Fig. 10 : Echange de quarks

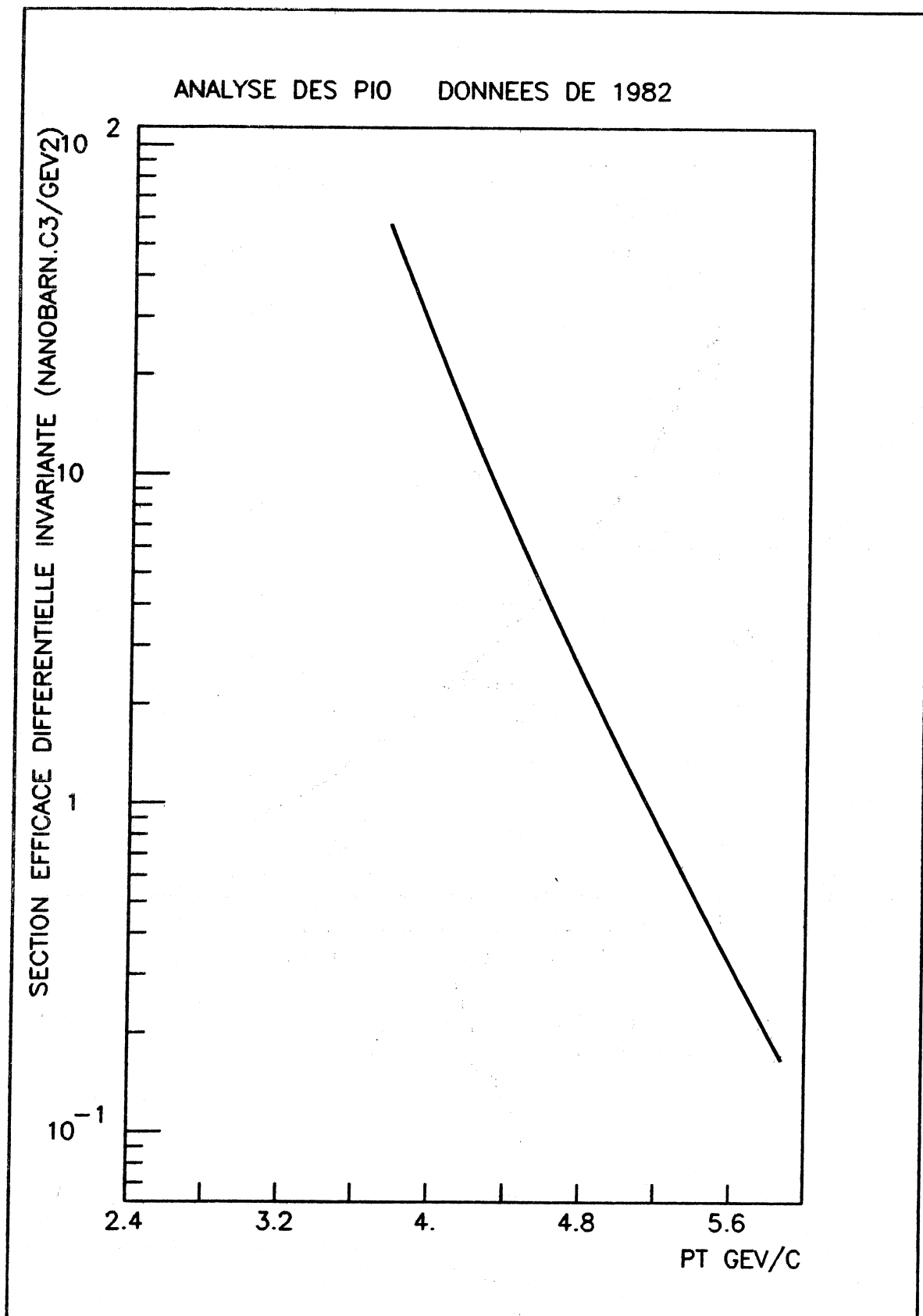


Fig. 11 : Section efficace invariante de DONALDSON en faisceau de pions intégrée en rapidité dans le centre de masse entre -0.4 et 0.6

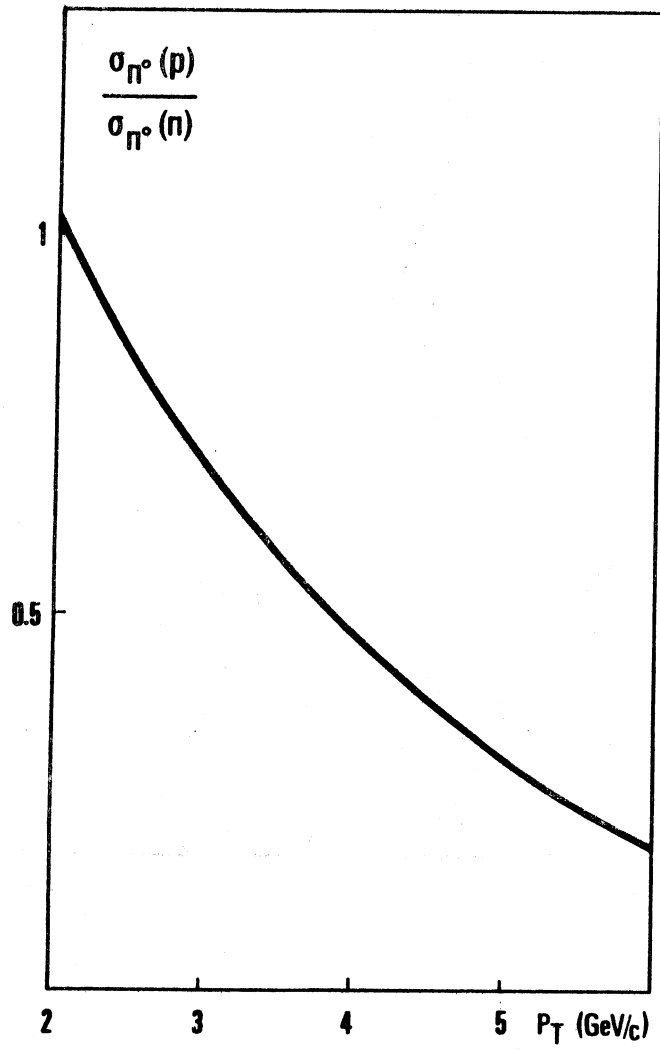


Fig. 12 : Prédiction sur le rapport de production de π^0 en faisceau de p et en faisceau de π

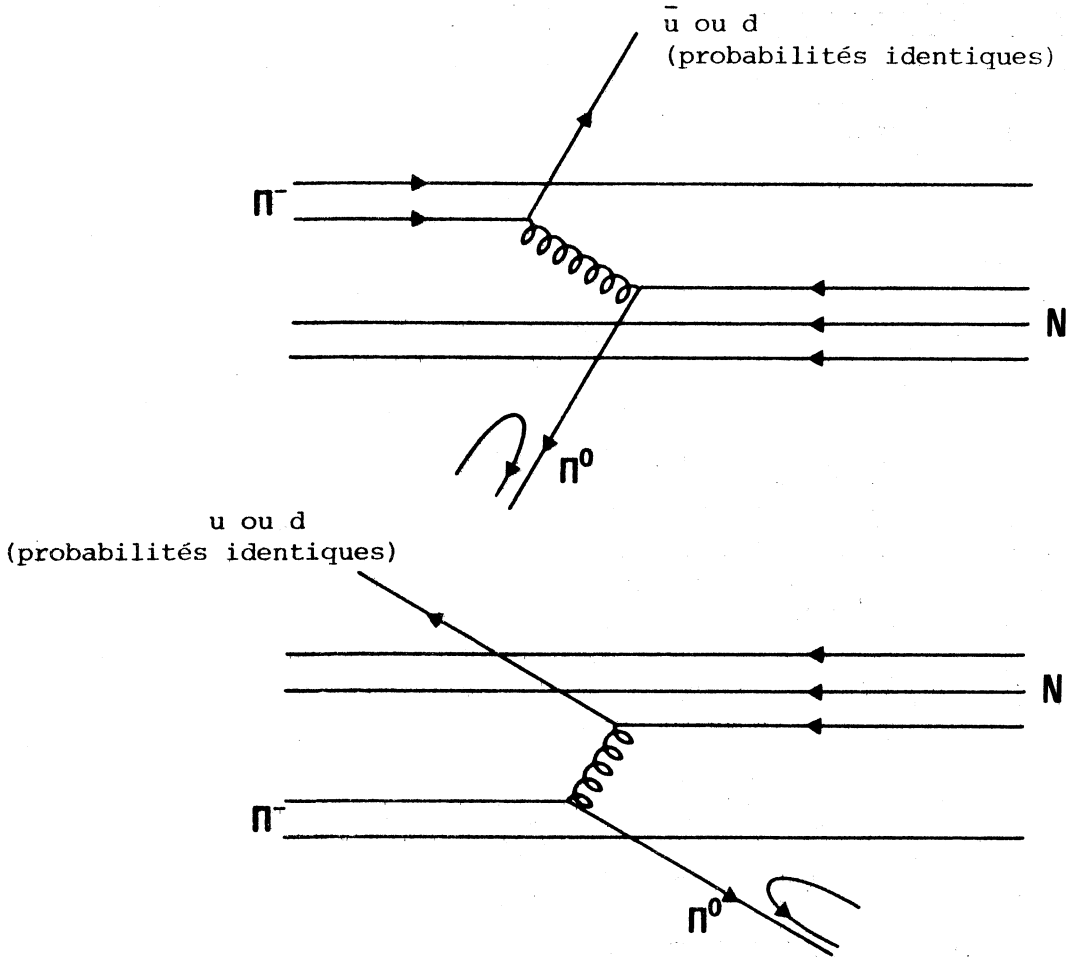


Fig. 13 : Types de quarks de recul

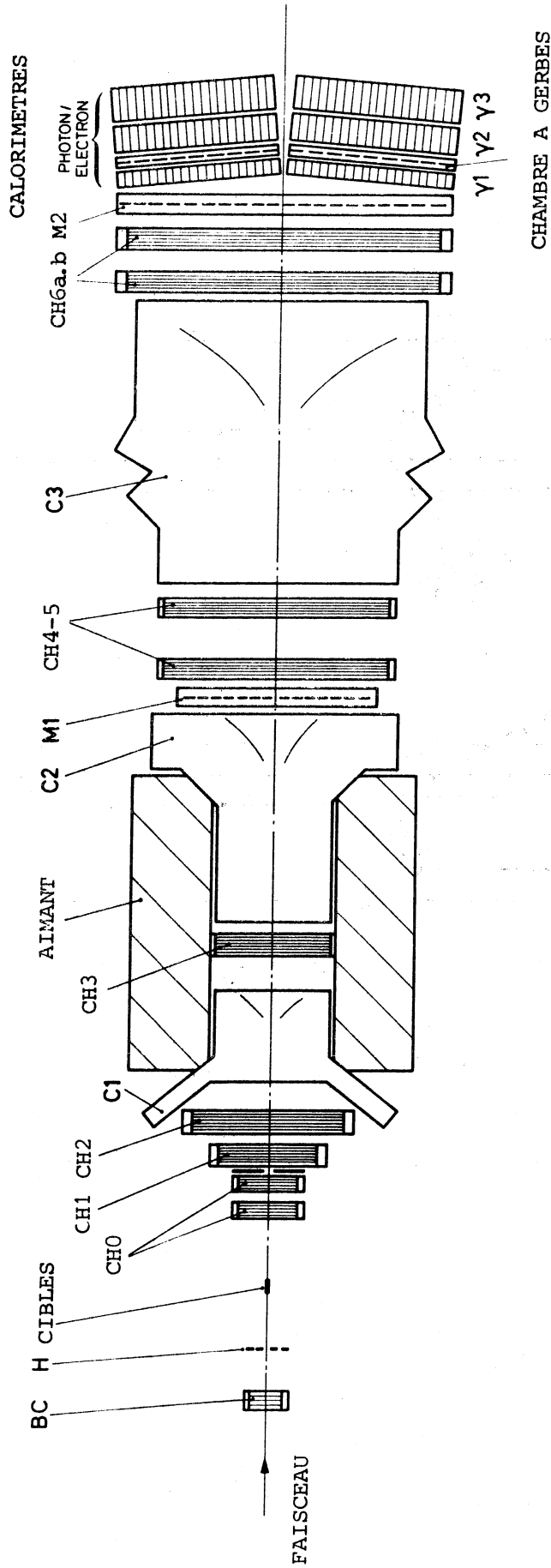


Fig. 14 : Disposition générale de l'expérience

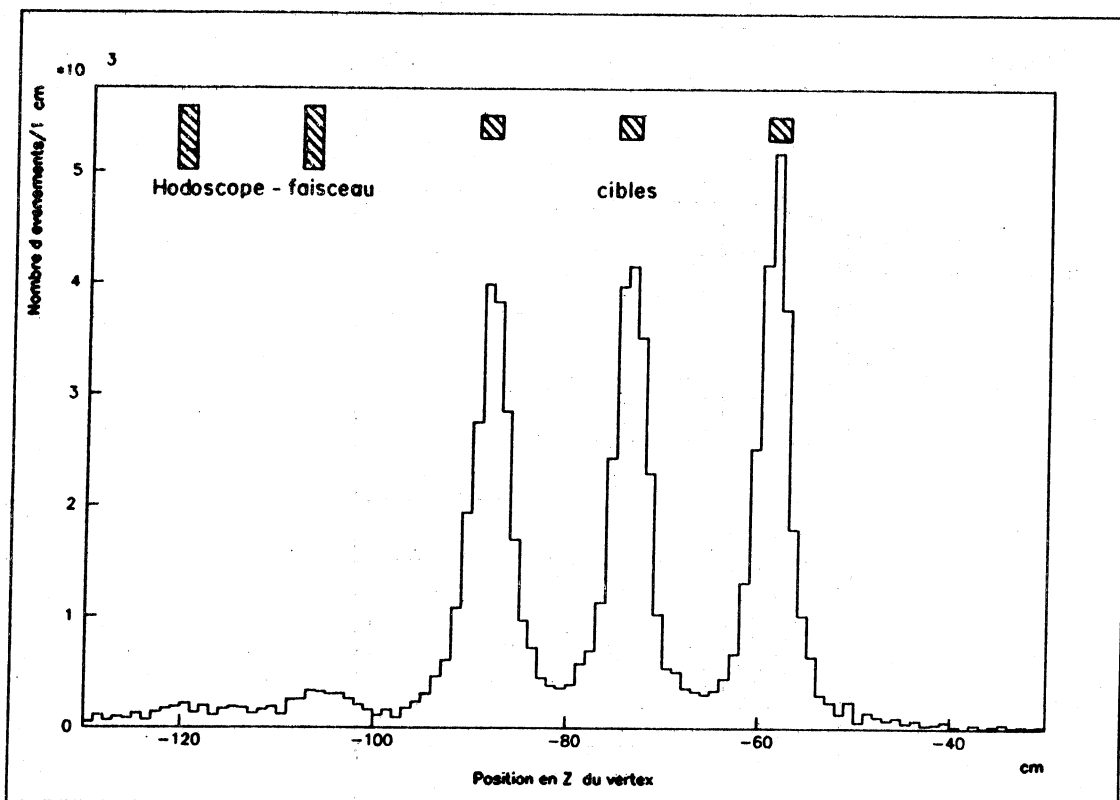


Fig. 15 : Position en Z du vertex reconstruit

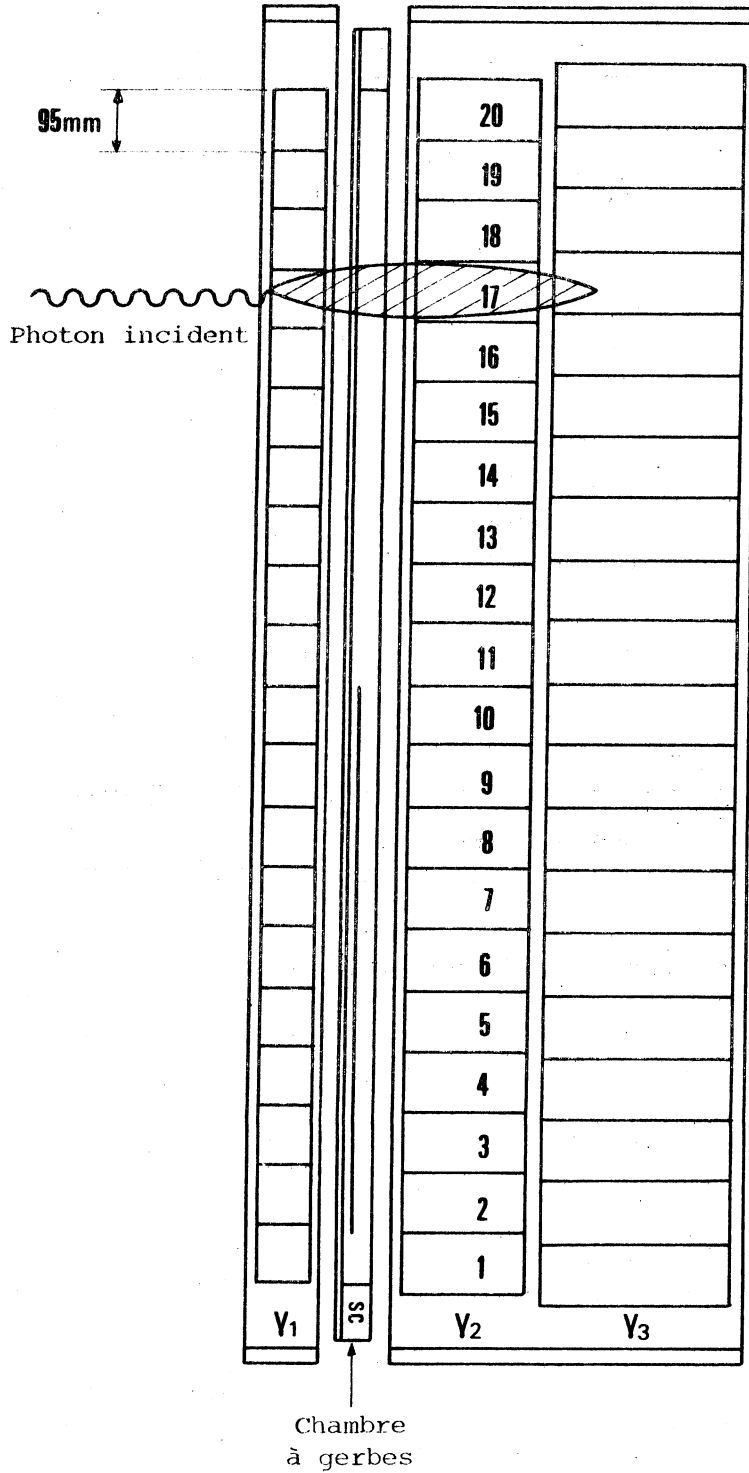


Fig. 16 : Ensemble calorimètre-chambre à gerbes (partie inférieure).

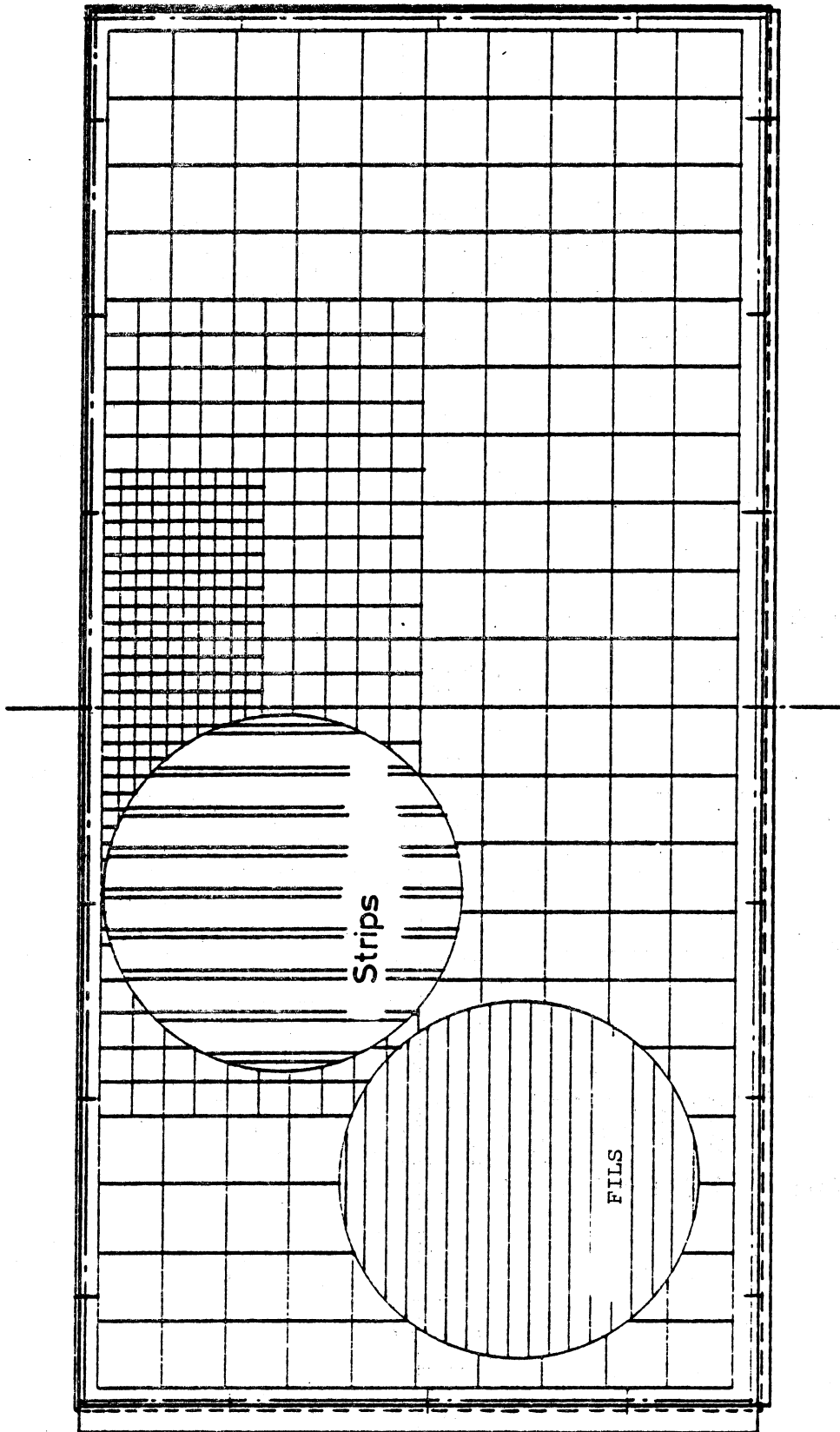


Fig. 17 : Partie basse de la chambre à gerbes

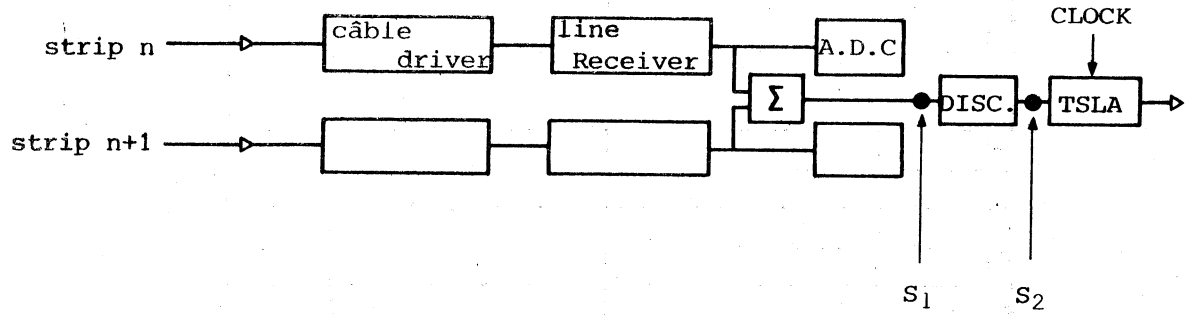


Fig. 18a : Chaîne d'électronique associée aux strips

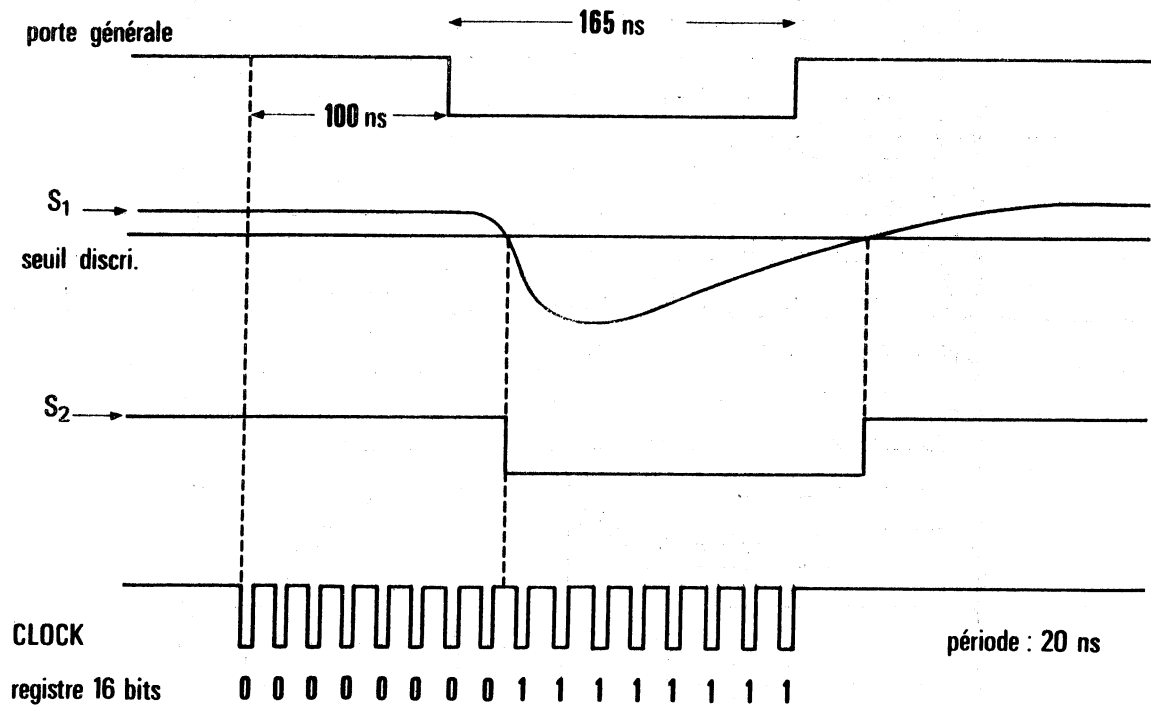


Fig. 18b : Principe de fonctionnement d'un TSLA

17 ÷ 45 GeV ELECTRON CALIBRATION

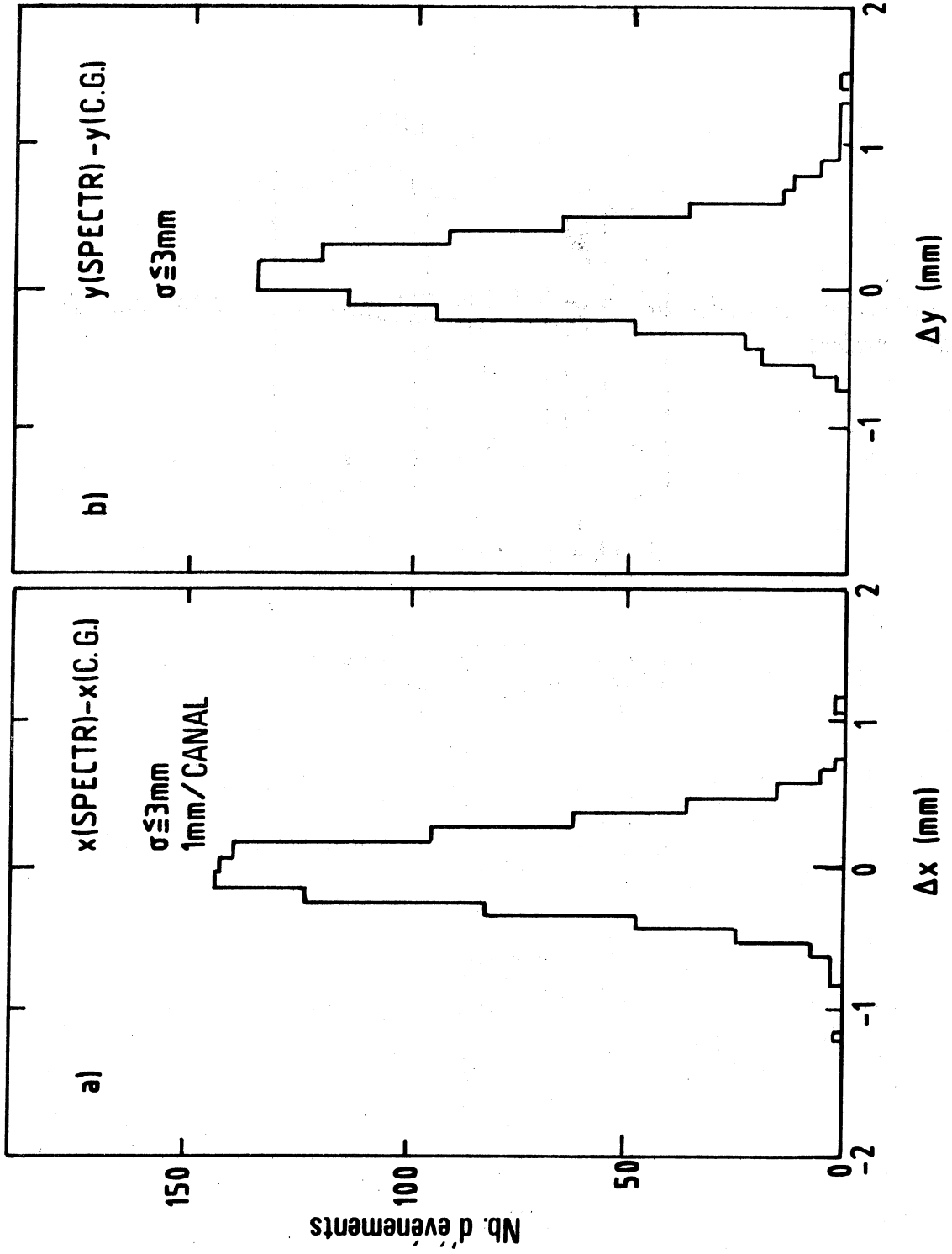


Fig. 19 : Précision de la mesure de la position d'une gerbe par la chambre à gerbes (C.G.)

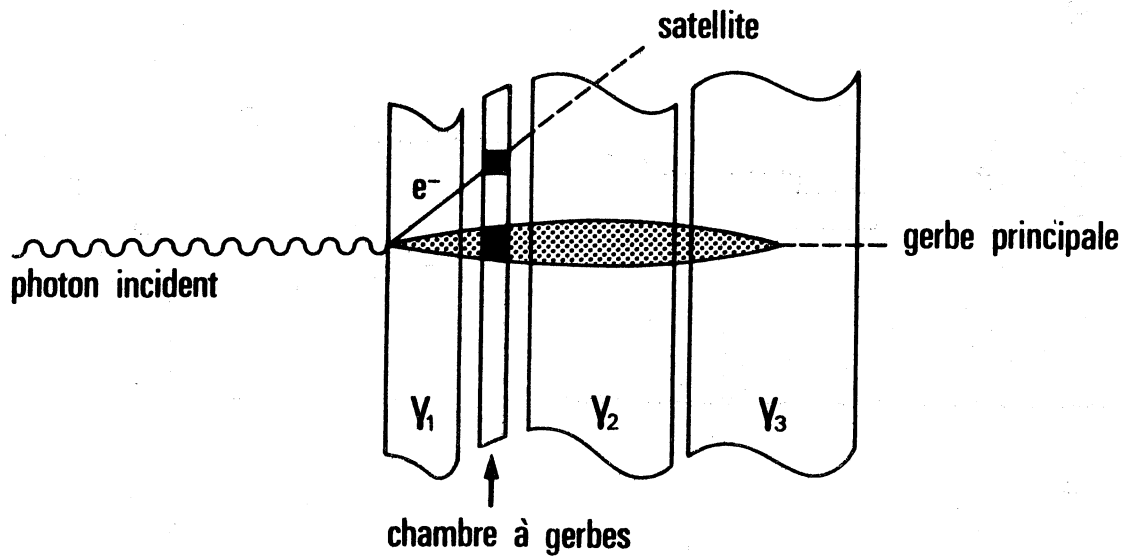


Fig. 20 : Développement d'une gerbe dans le détecteur de photons. (exemple de satellite)

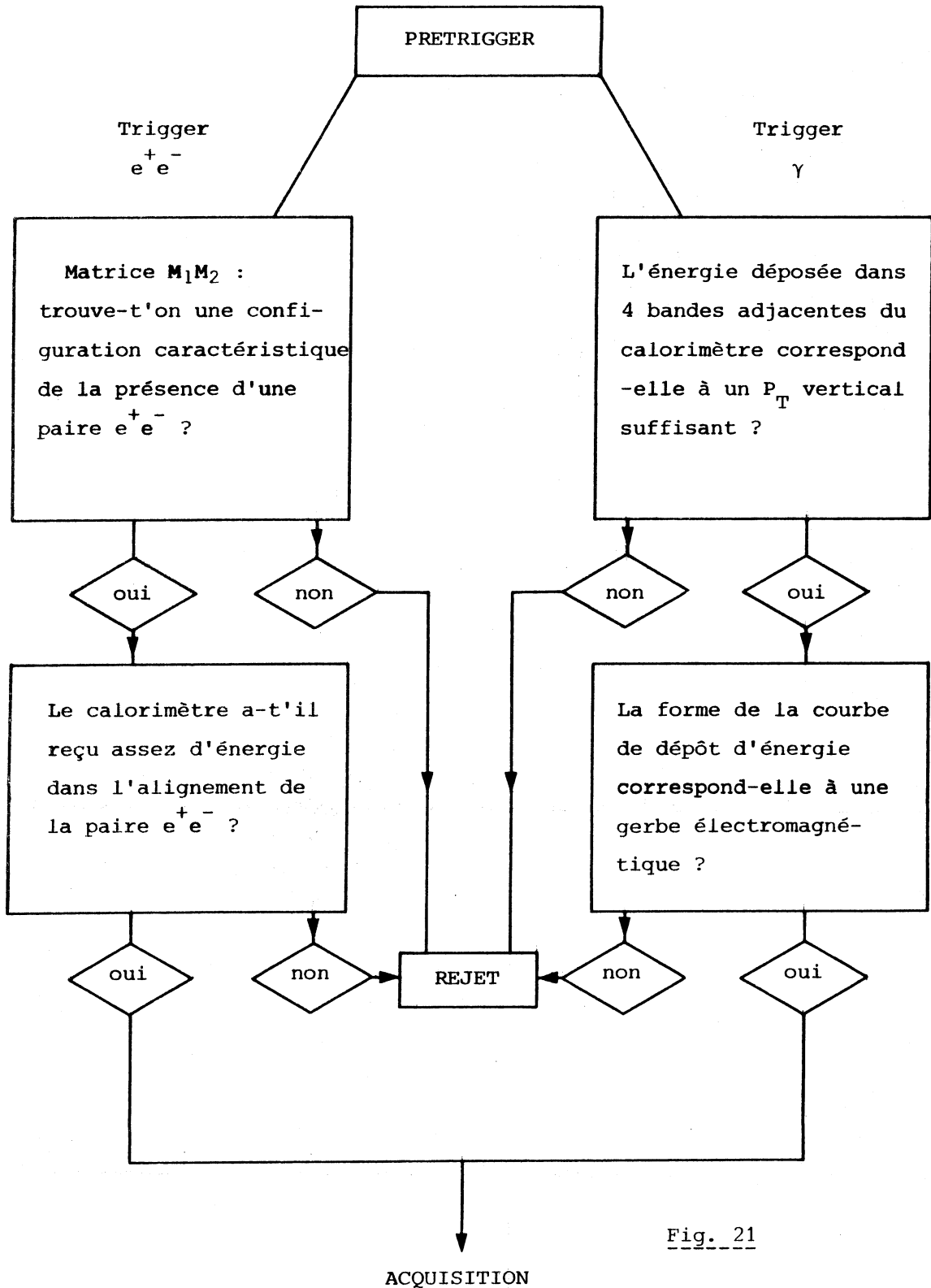


Fig. 21

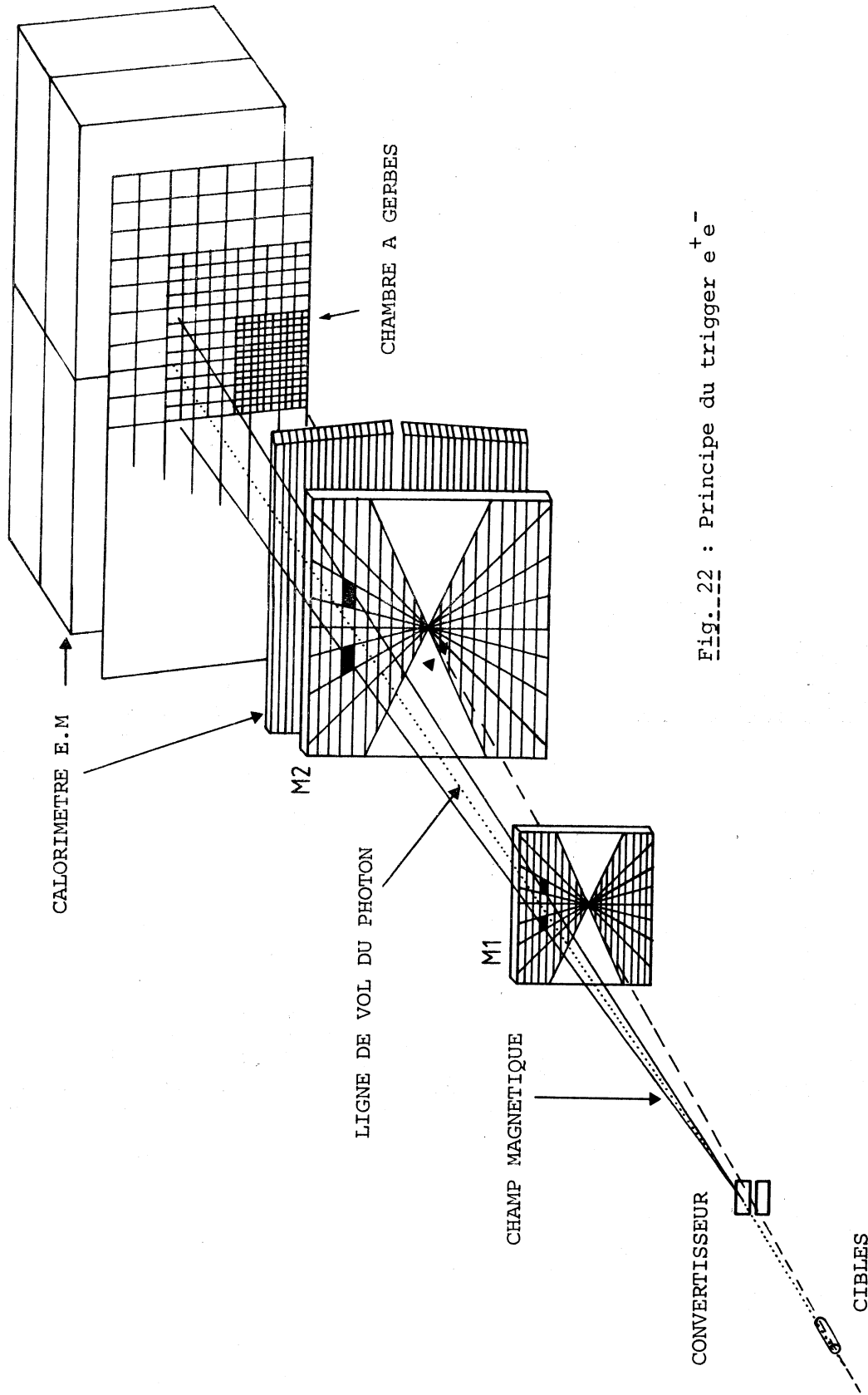


Fig. 22 : Principe du trigger e^+e^-

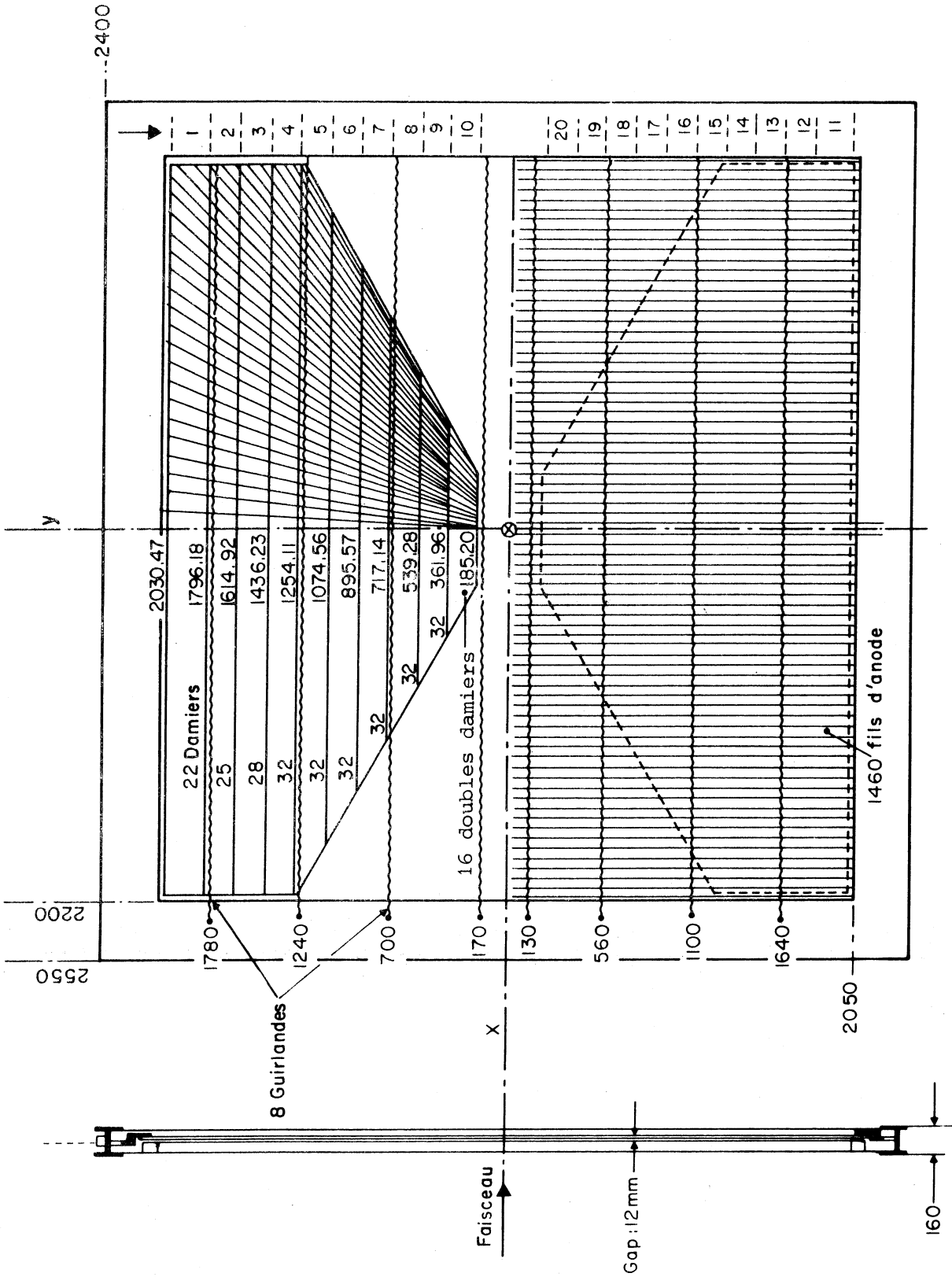


Fig. 23 : Chambre à damiers M1

64 DAMIERS

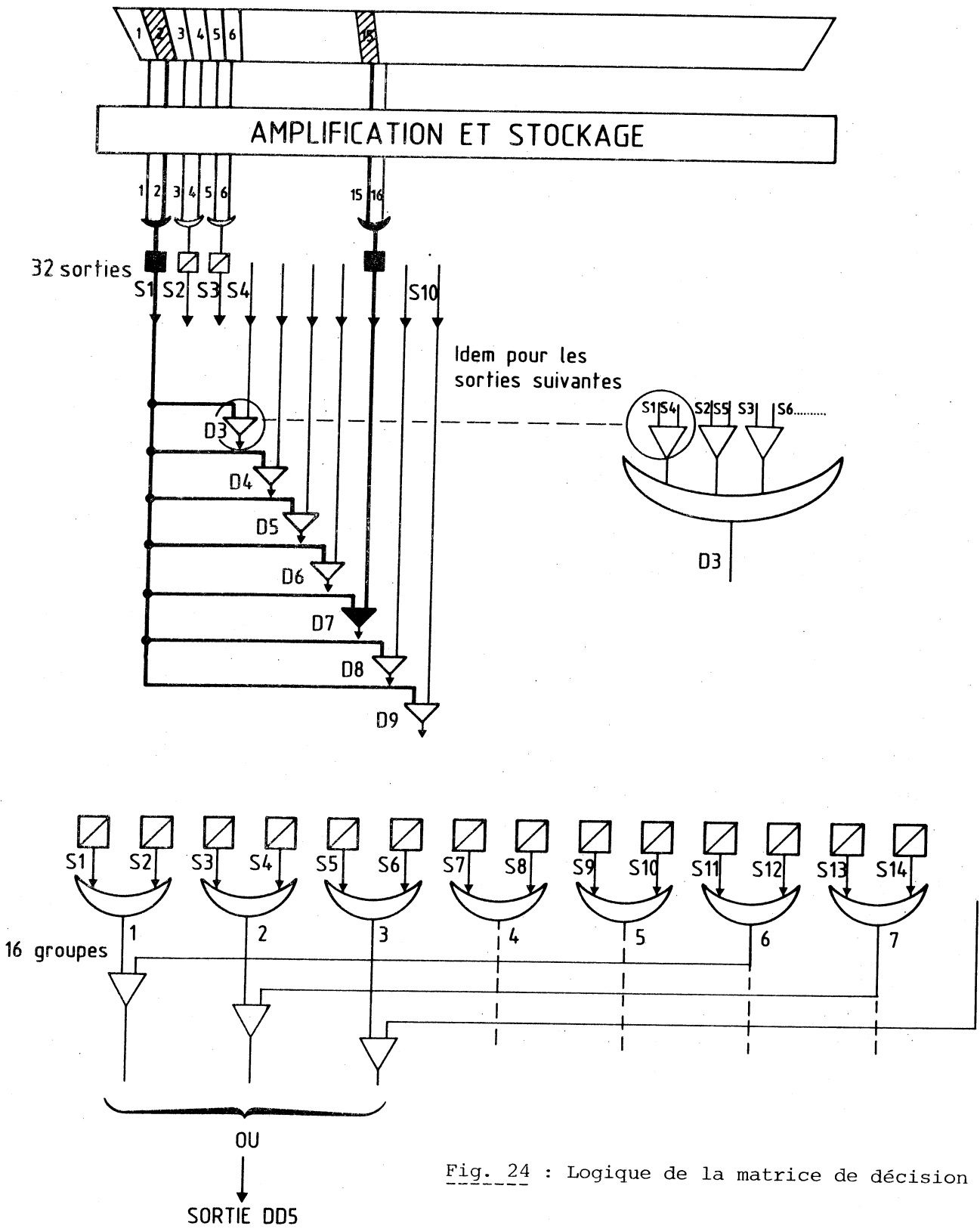


Fig. 24 : Logique de la matrice de décision

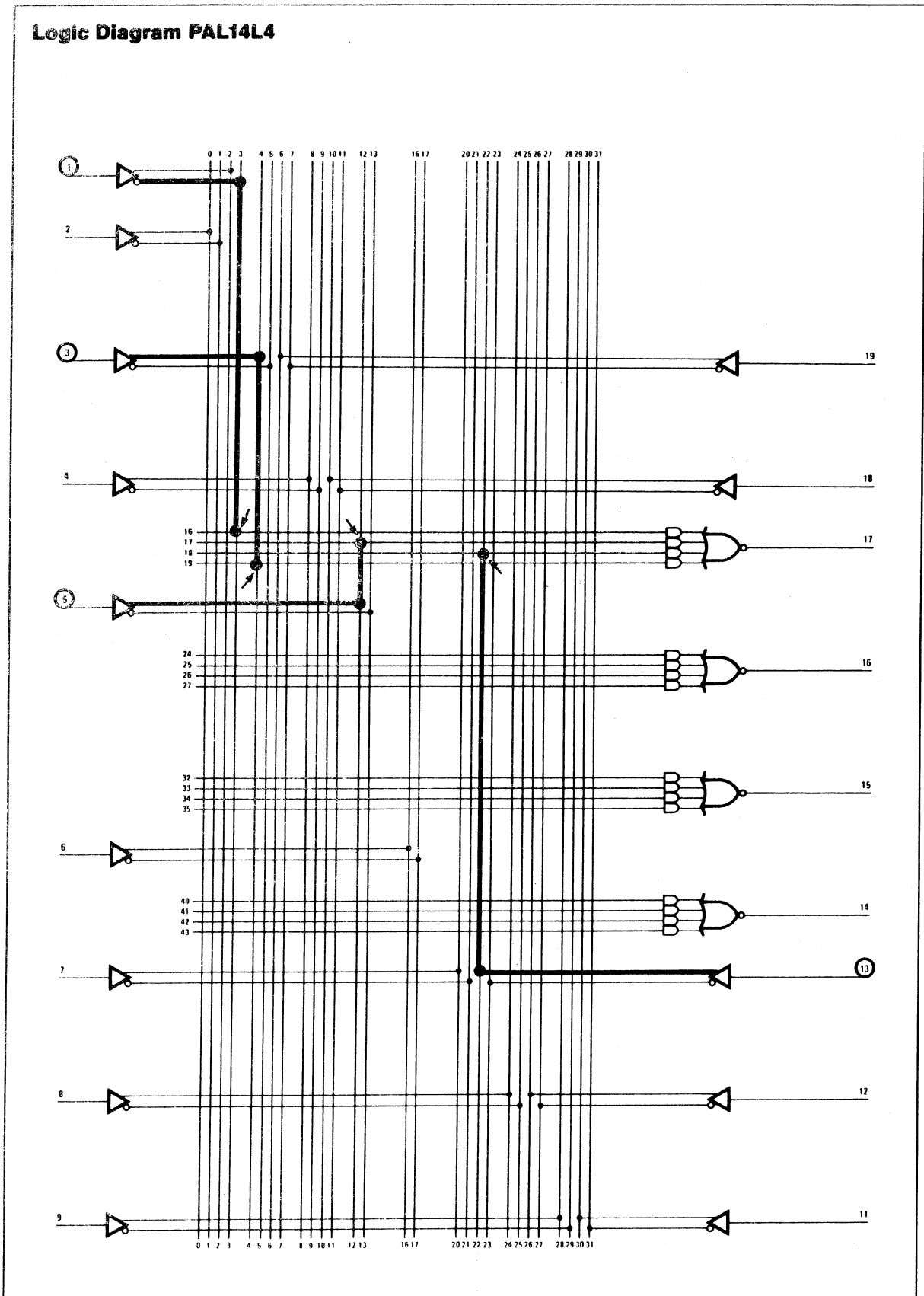


Fig. 25 : Circuit FPLA

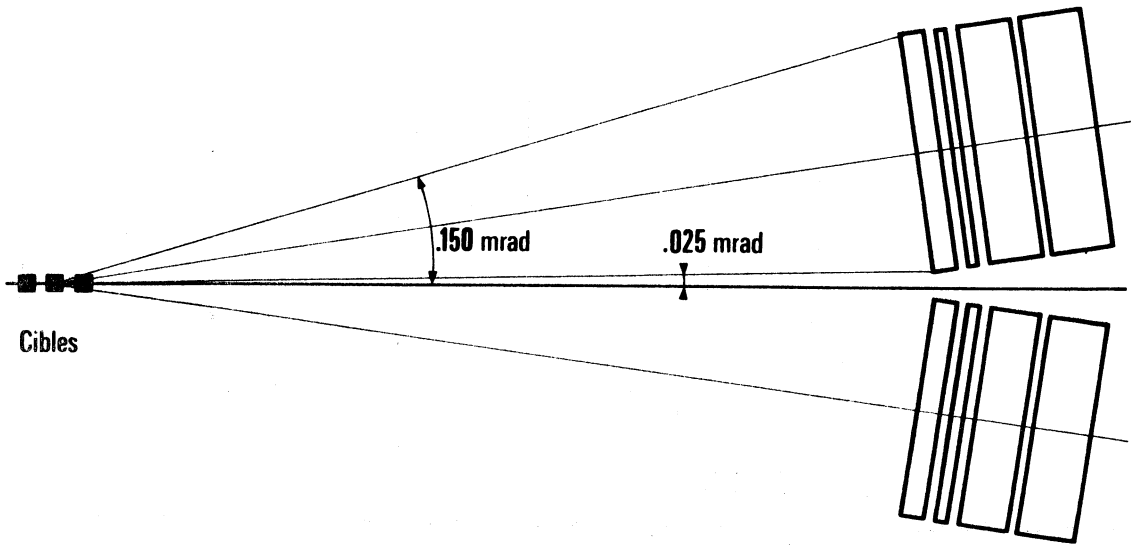


Fig. 26 : Acceptance angulaire

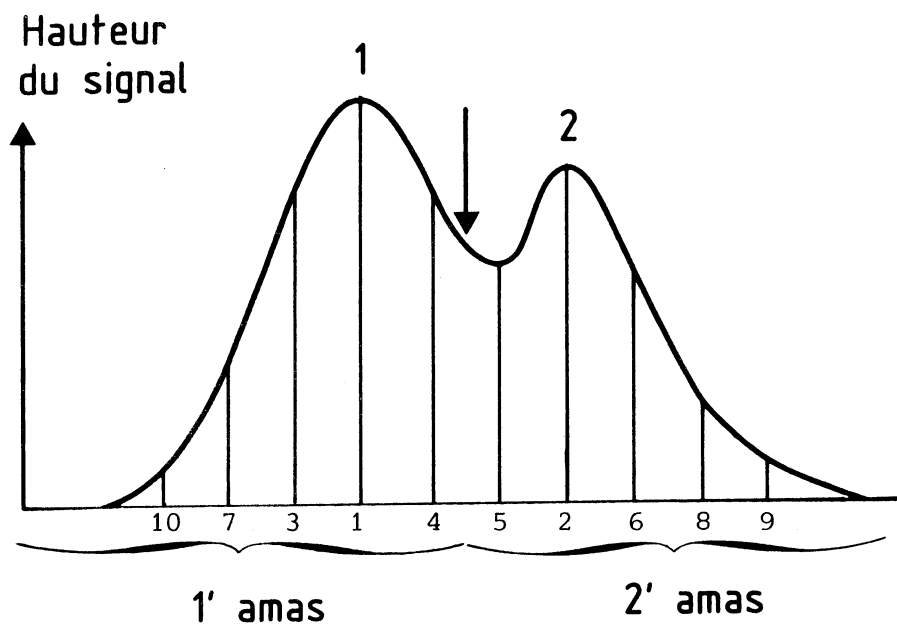
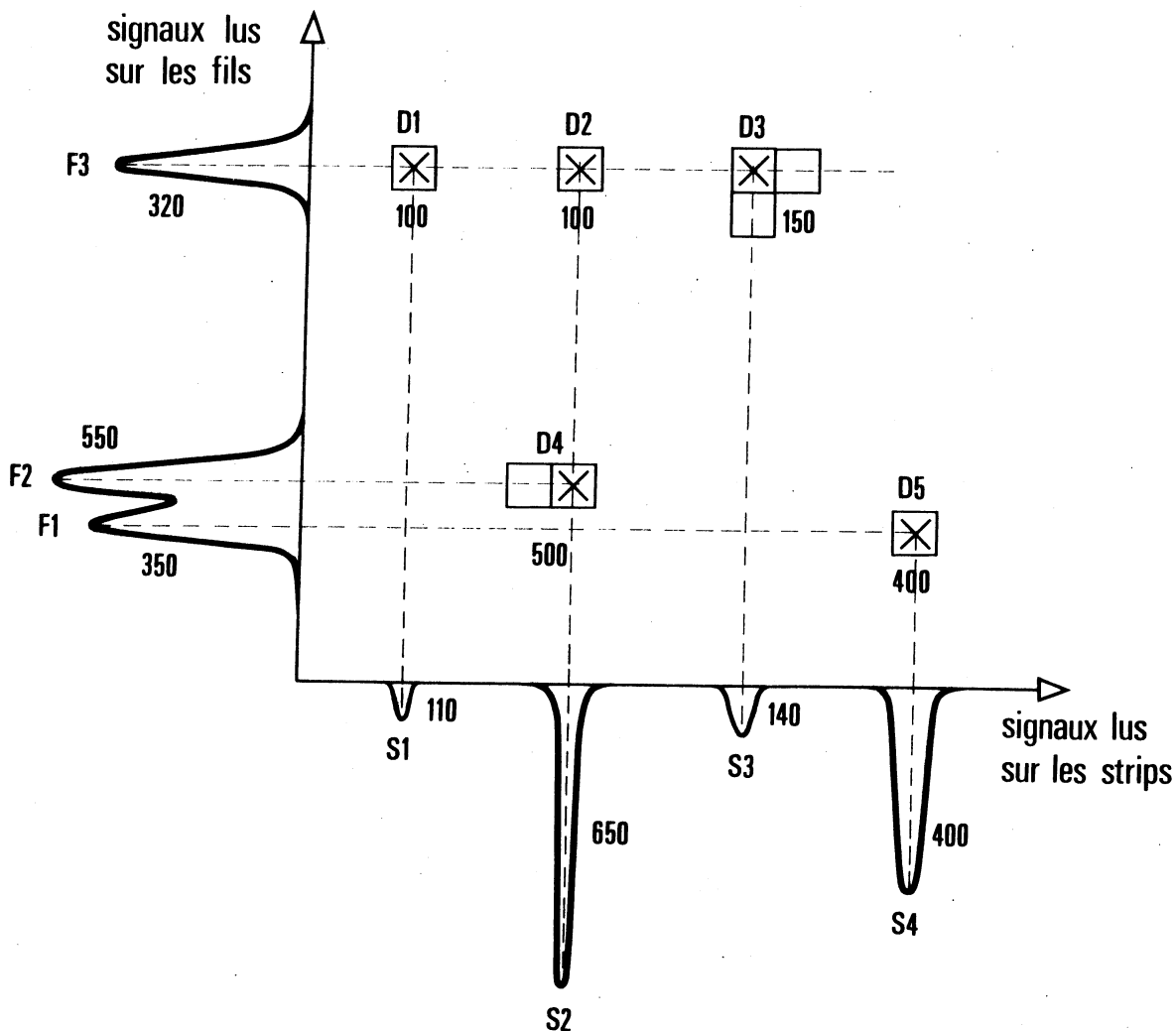


Fig. 27 : Découpage d'un amas de fils touchés



<u>Eléments</u> :		<u>ordonnés</u>
D1/F3/S1/100		D4/F2/S2/500
D2/F3/S2/100		D5/F1/S4/350
D3/F3/S3/140	→	D3/F3/S3/140
D4/F2/S2/500		D2/F3/S2/100
D5/F1/S4/350		D1/F3/S1/100

1ère association : D4/F2/S2 signal = 550 (et non 650
 car S2 a le plus grand signal)
 Il reste : S2 avec 100 canaux.

L'ordre des éléments suivants reste inchangé .

2ème association : D5/F1/S4 signal = 400 Type 1

3ème association : D3/F3/S3 signal = 140 Type 1

4ème association : D2/S2 (réduit) signal = 100 Type 2

5ème association : D1/S1 signal = 110 Type 2

Fig. 28 : Exemple d'association dans la chambre à gerbes

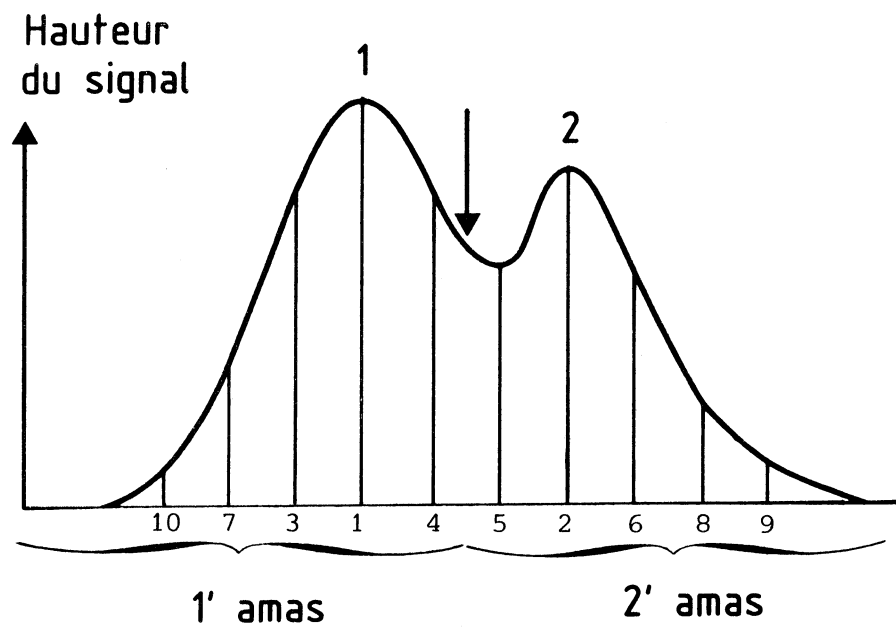
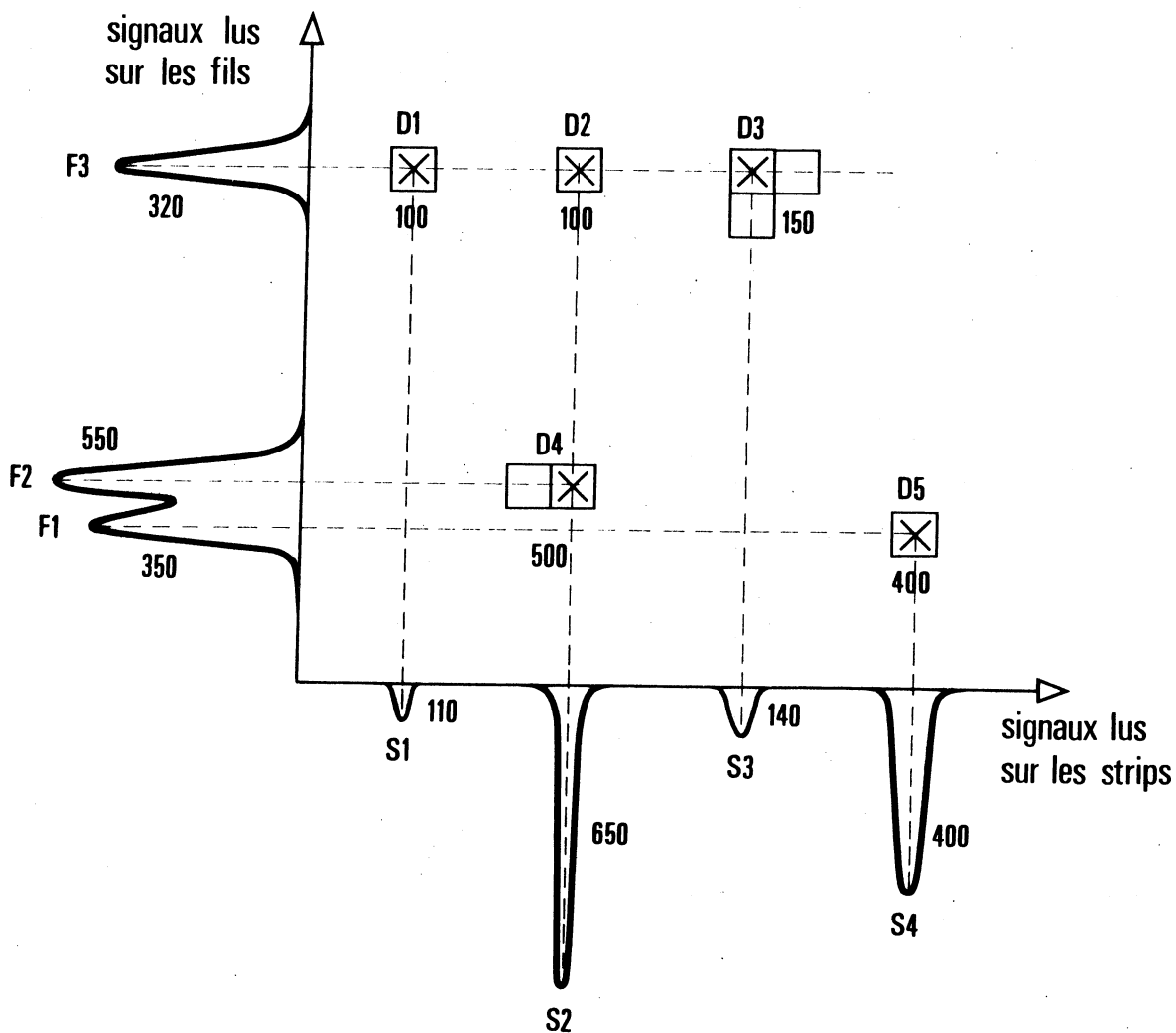


Fig. 27 : Découpage d'un amas de fils touchés



		<u>ordonnés</u>
<u>Eléments :</u>	D1/F3/S1/100	D4/F2/S2/500
	D2/F3/S2/100	D5/F1/S4/350
	D3/F3/S3/140	D3/F3/S3/140
	D4/F2/S2/500	D2/F3/S2/100
	D5/F1/S4/350	D1/F3/S1/100

1ère association : D4/F2/S2 signal = 550 (et non 650
 car S2 a le plus grand signal)
 Il reste : S2 avec 100 canaux.

L'ordre des éléments suivants reste inchangé .

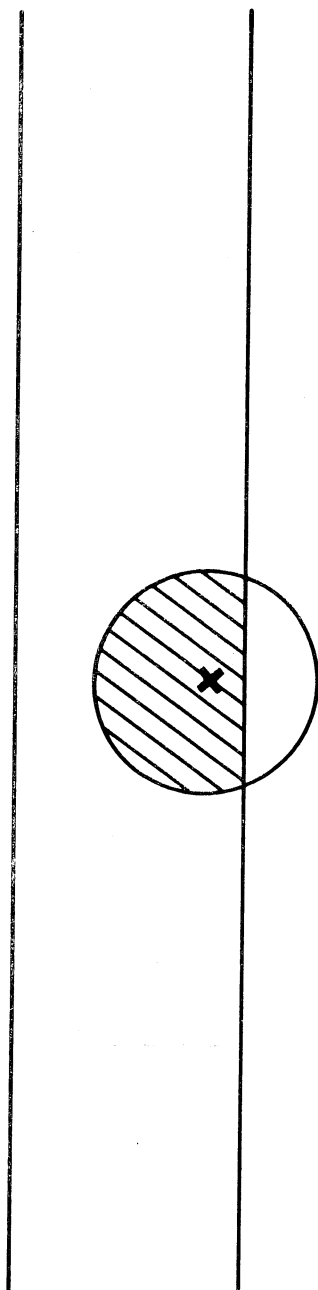
2ème association : D5/F1/S4 signal = 400 Type 1

3ème association : D3/F3/S3 signal = 140 Type 1

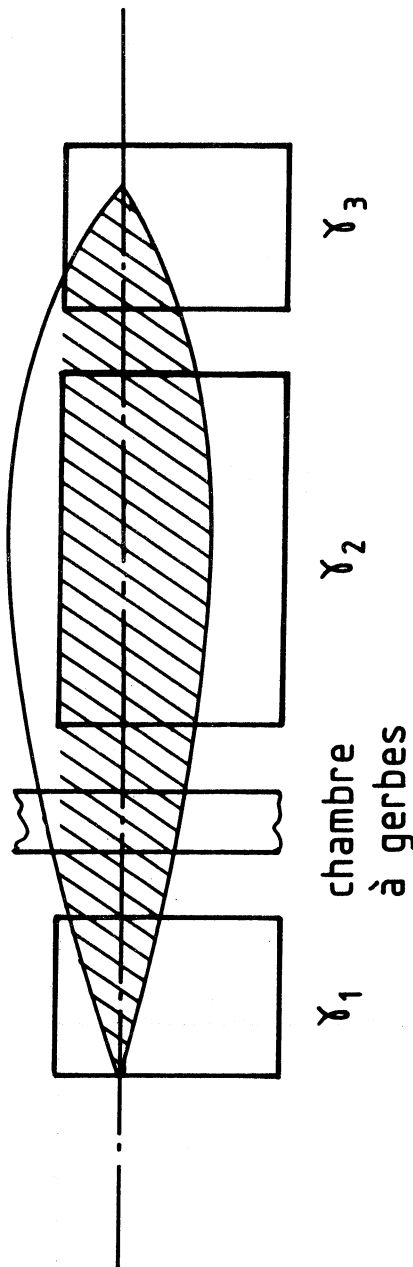
4ème association : D2/S2 (réduit) signal = 100 Type 2

5ème association : D1/S1 signal = 110 Type 2

Fig. 28 : Exemple d'association dans la chambre à gerbes



Développement transversal



Développement longitudinal

Fig. 29

Partie de la gerbe se développant dans un élément donné

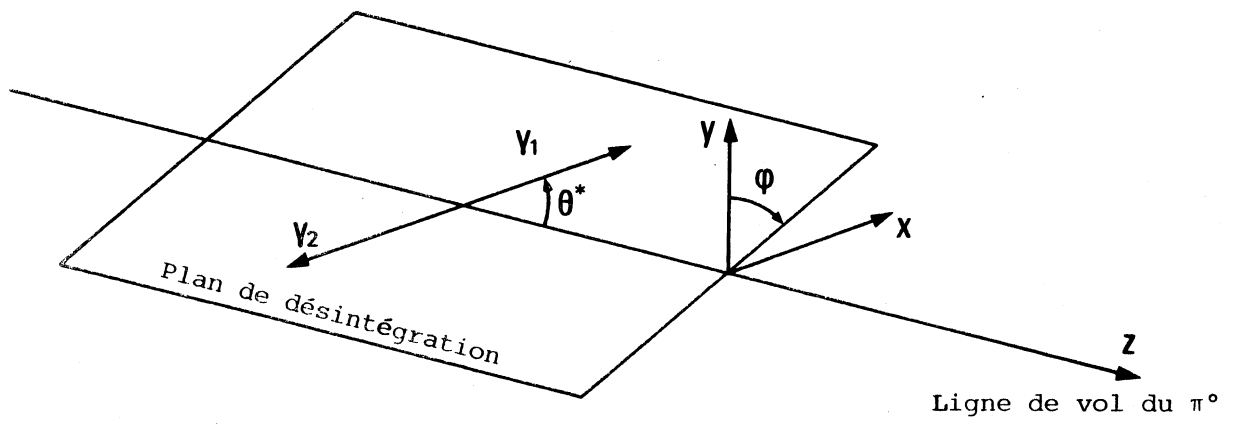


Fig. 30 : Désintégration du π^0 dans son référentiel propre

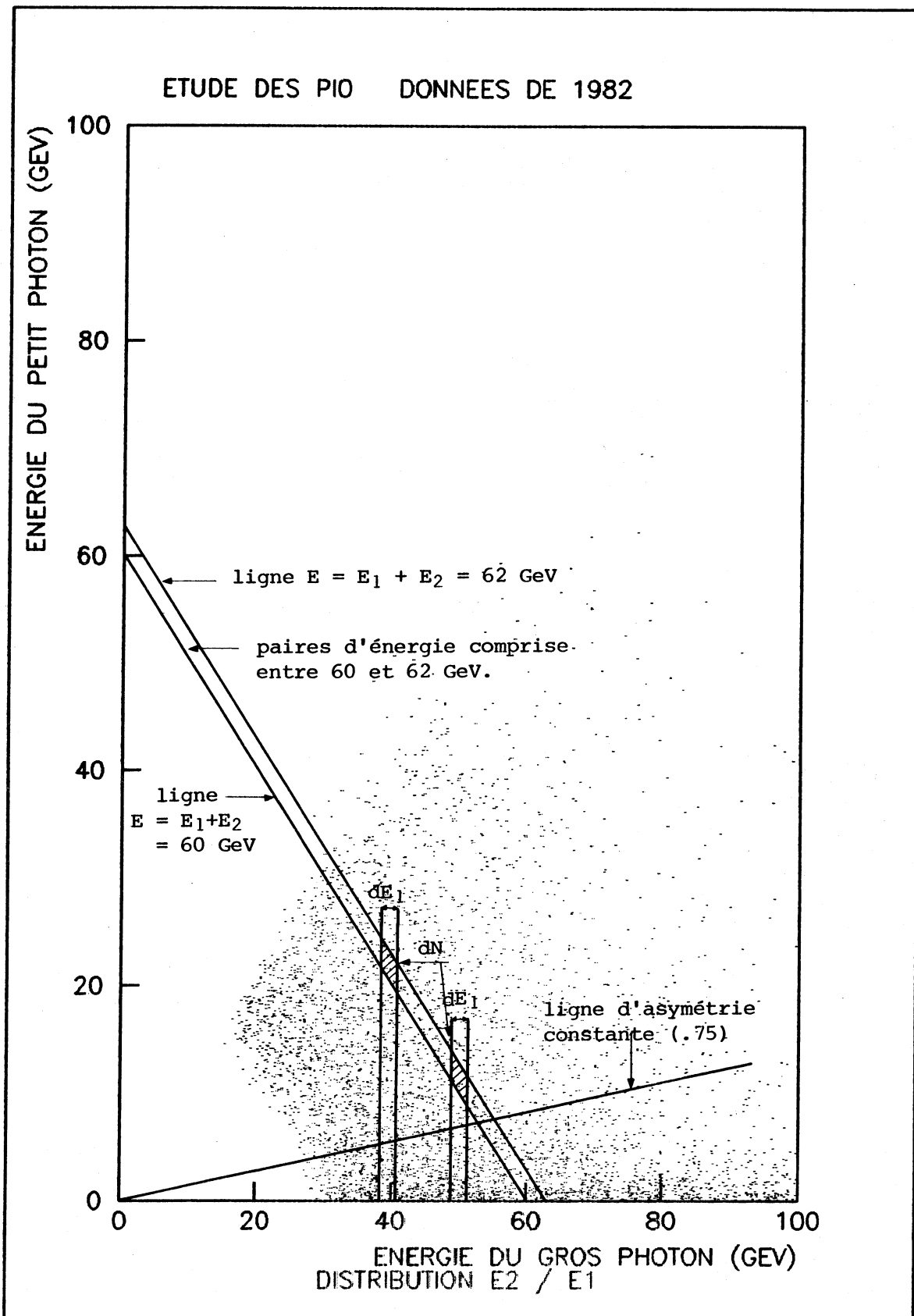


Fig. 31

Dans les deux intervalles de largeur dE_1 , on a le même nombre dN de π^0

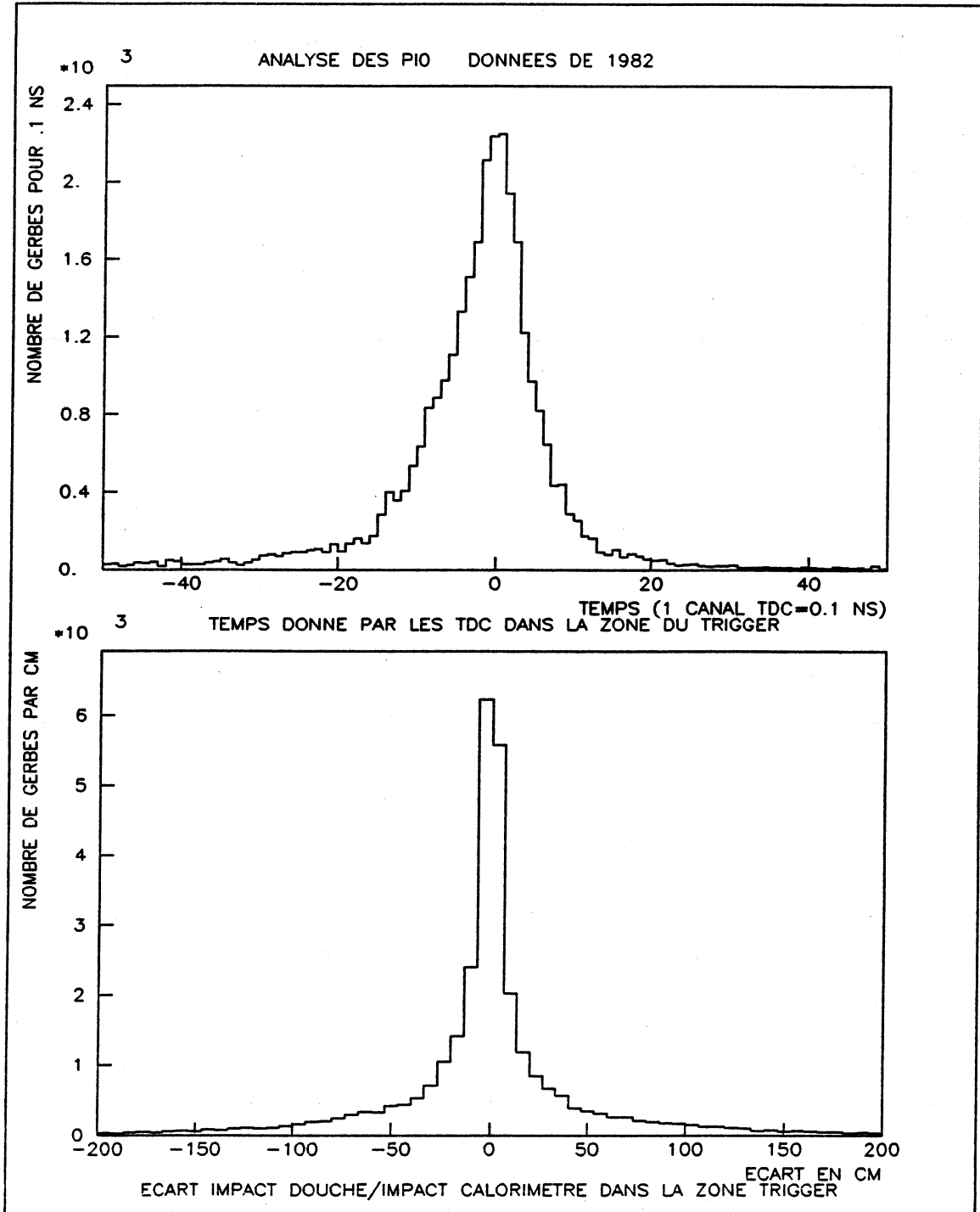


Fig. 32

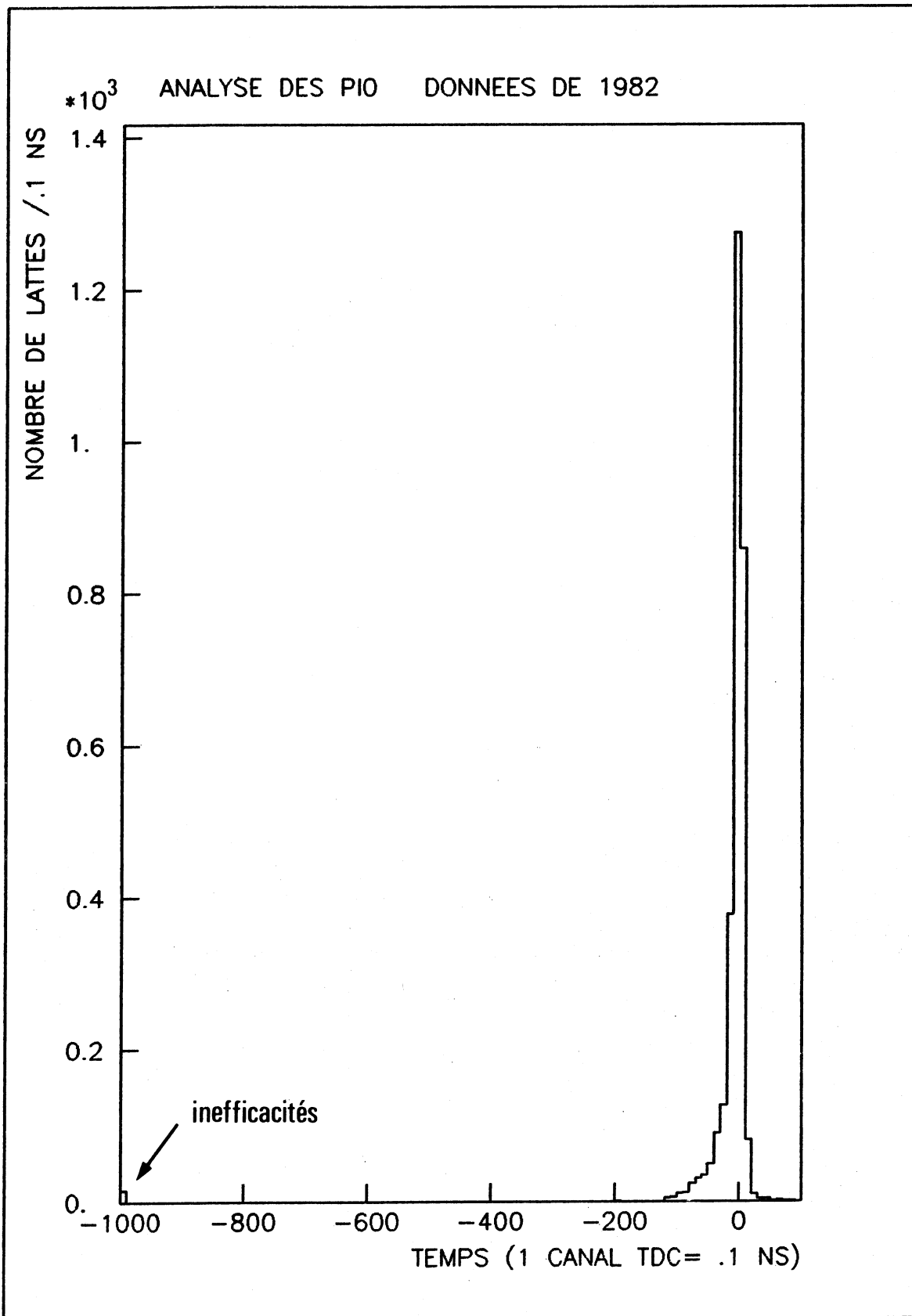


Fig. 33 : Réponse des TDC des lattes situées dans le demi-plan opposé au trigger et qui ont reçu un signal supérieur à 30 canaux d'ADC.

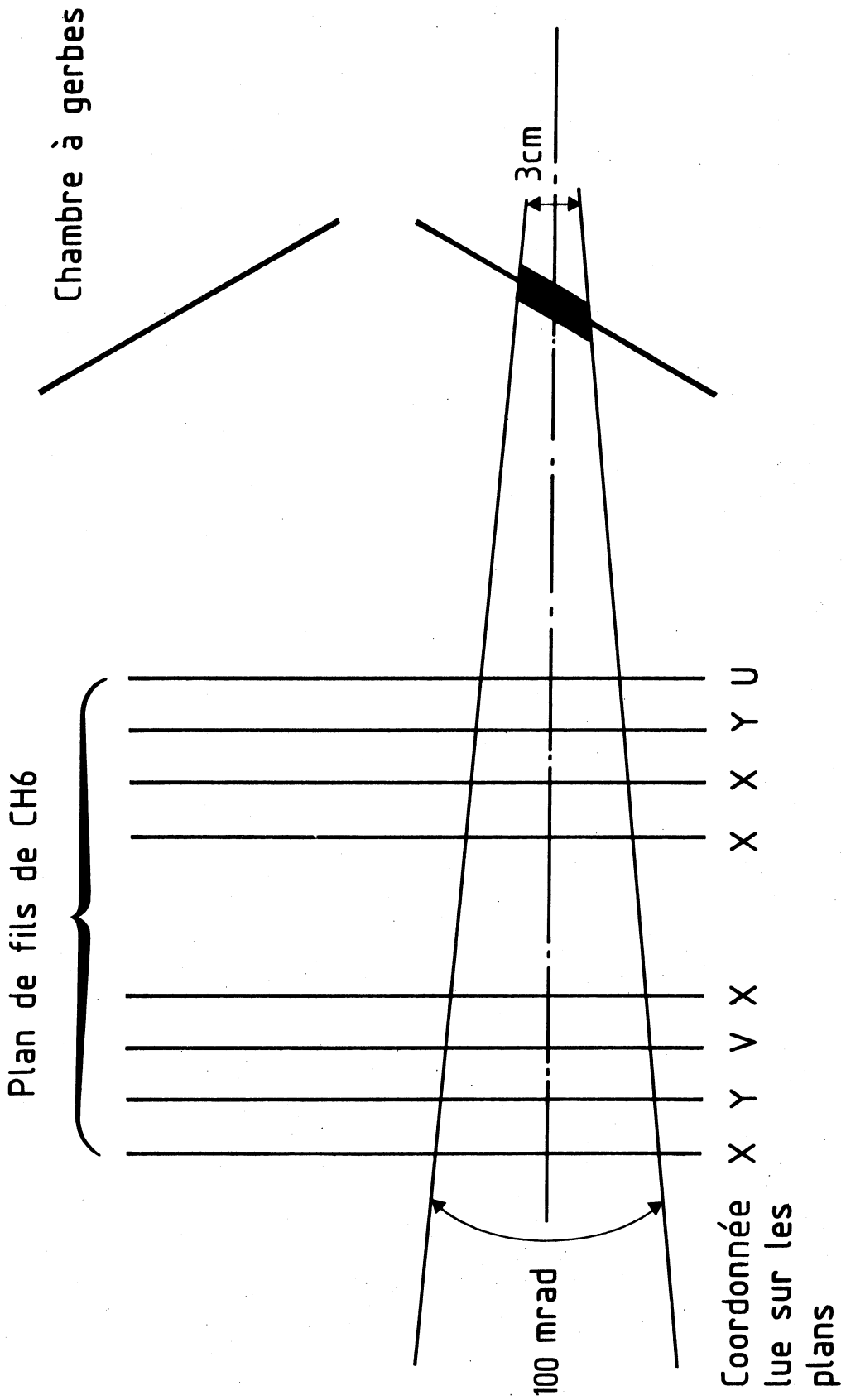


Fig. 34 : Définition du cône de recherche des fils touchés dans la chambre CH6

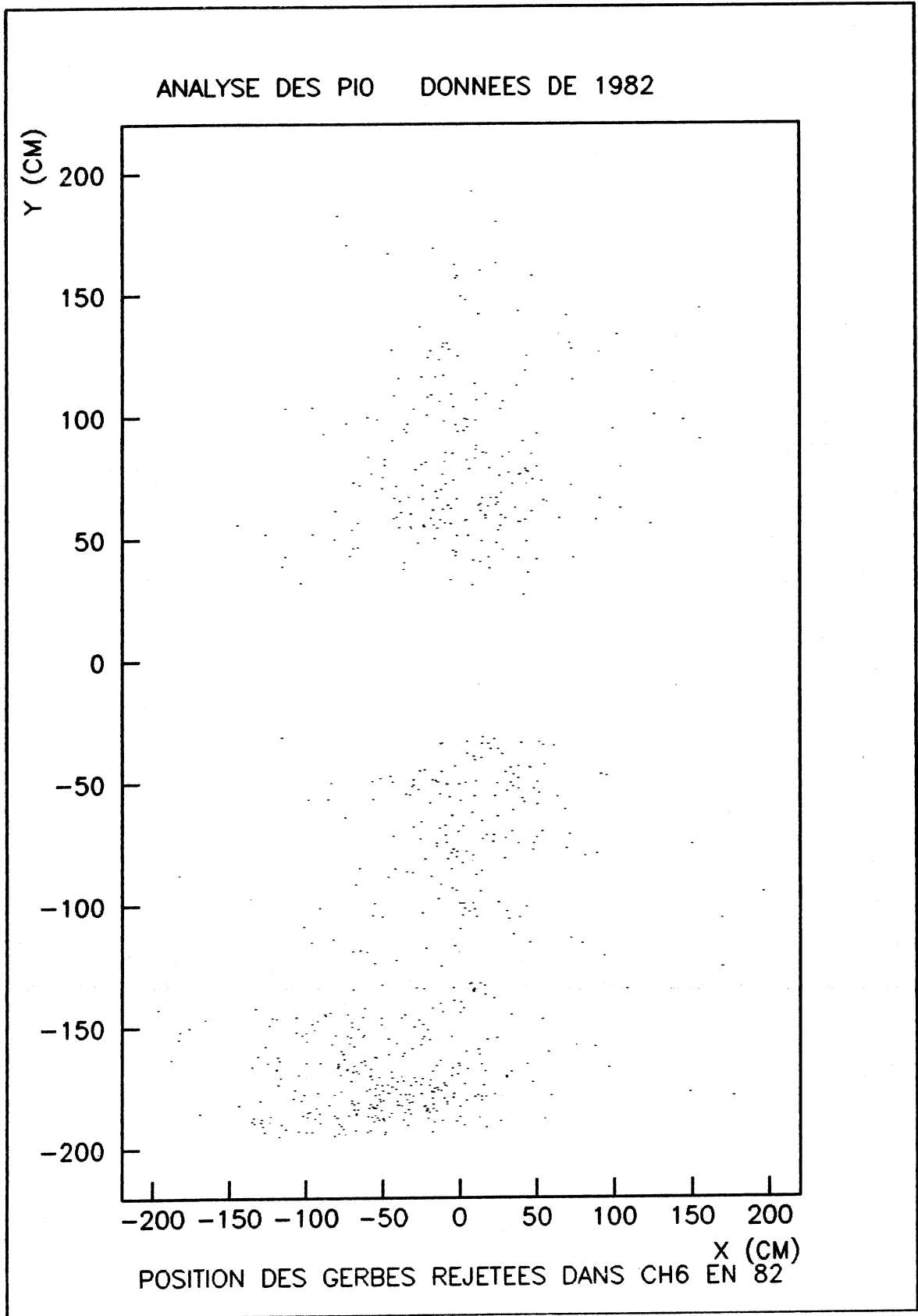


Fig. 35

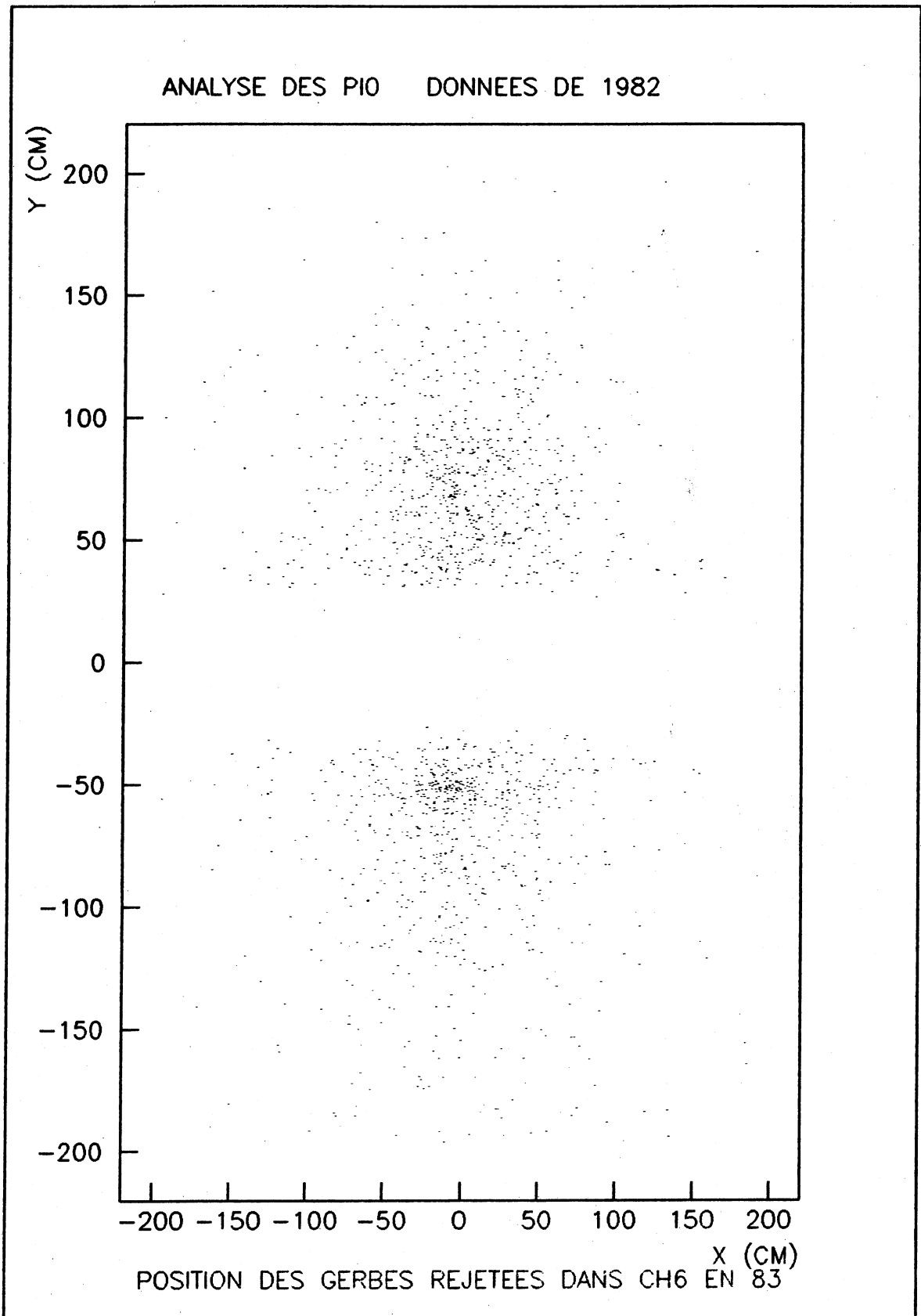


Fig. 36

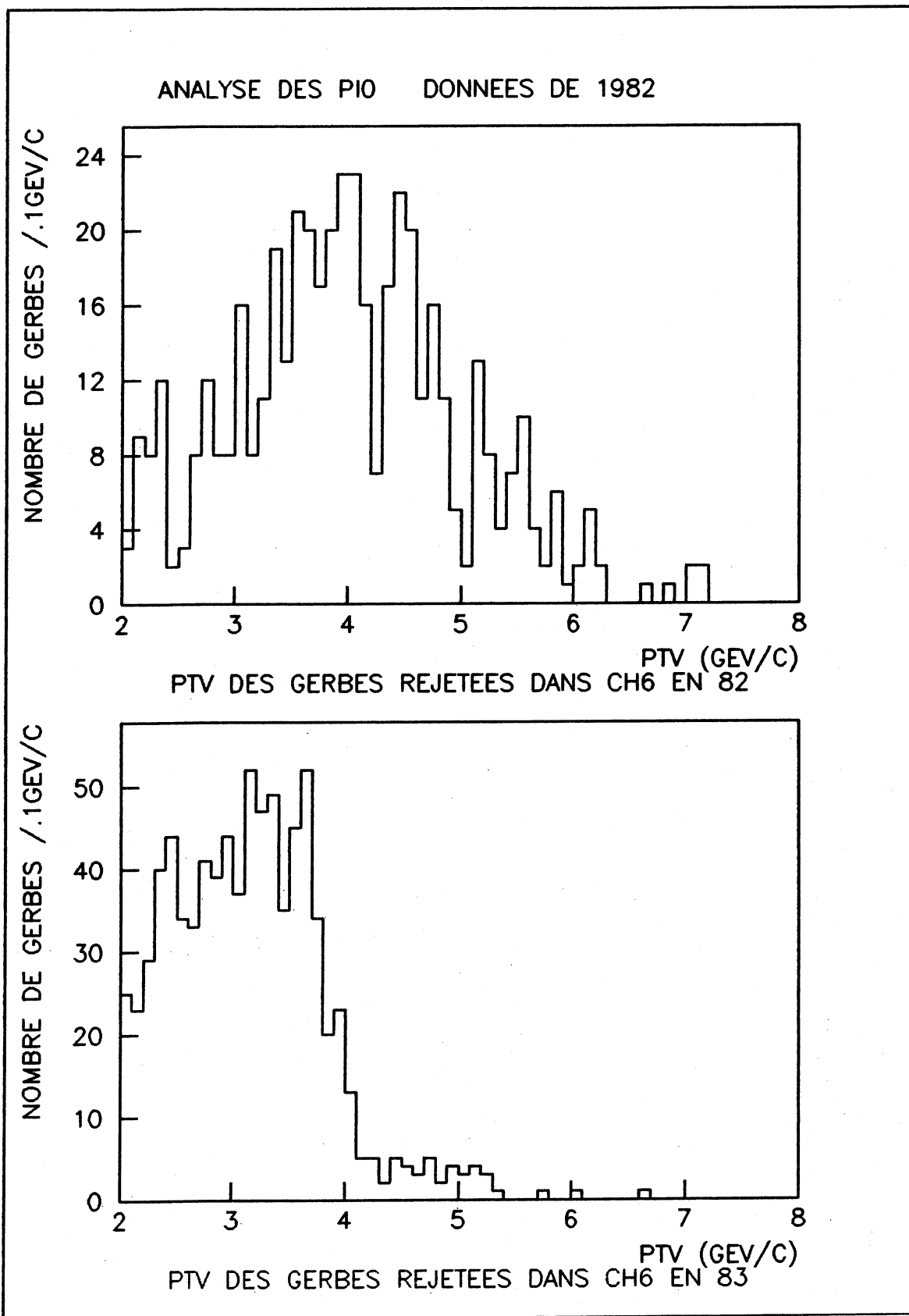


Fig. 37

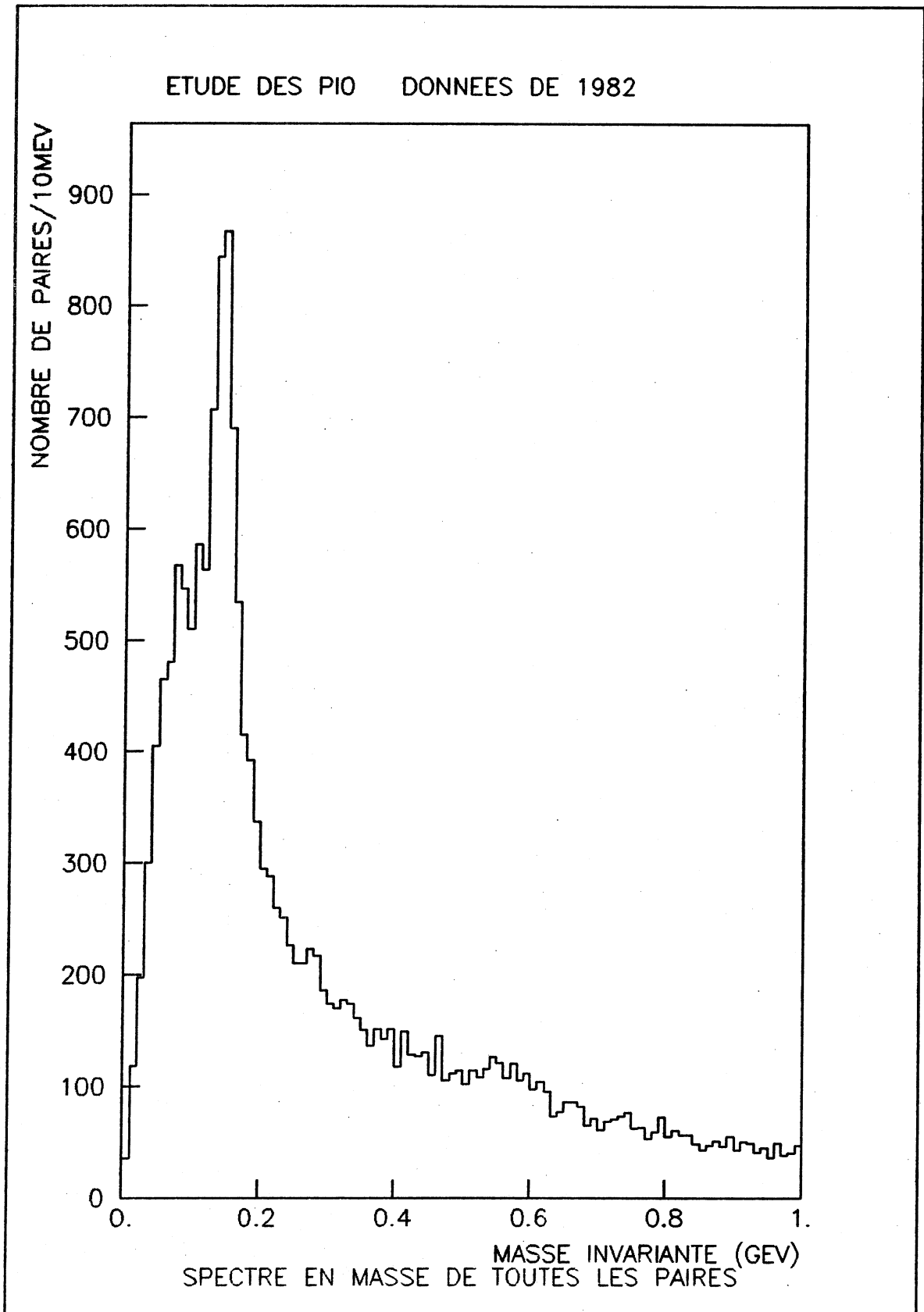


Fig. 38

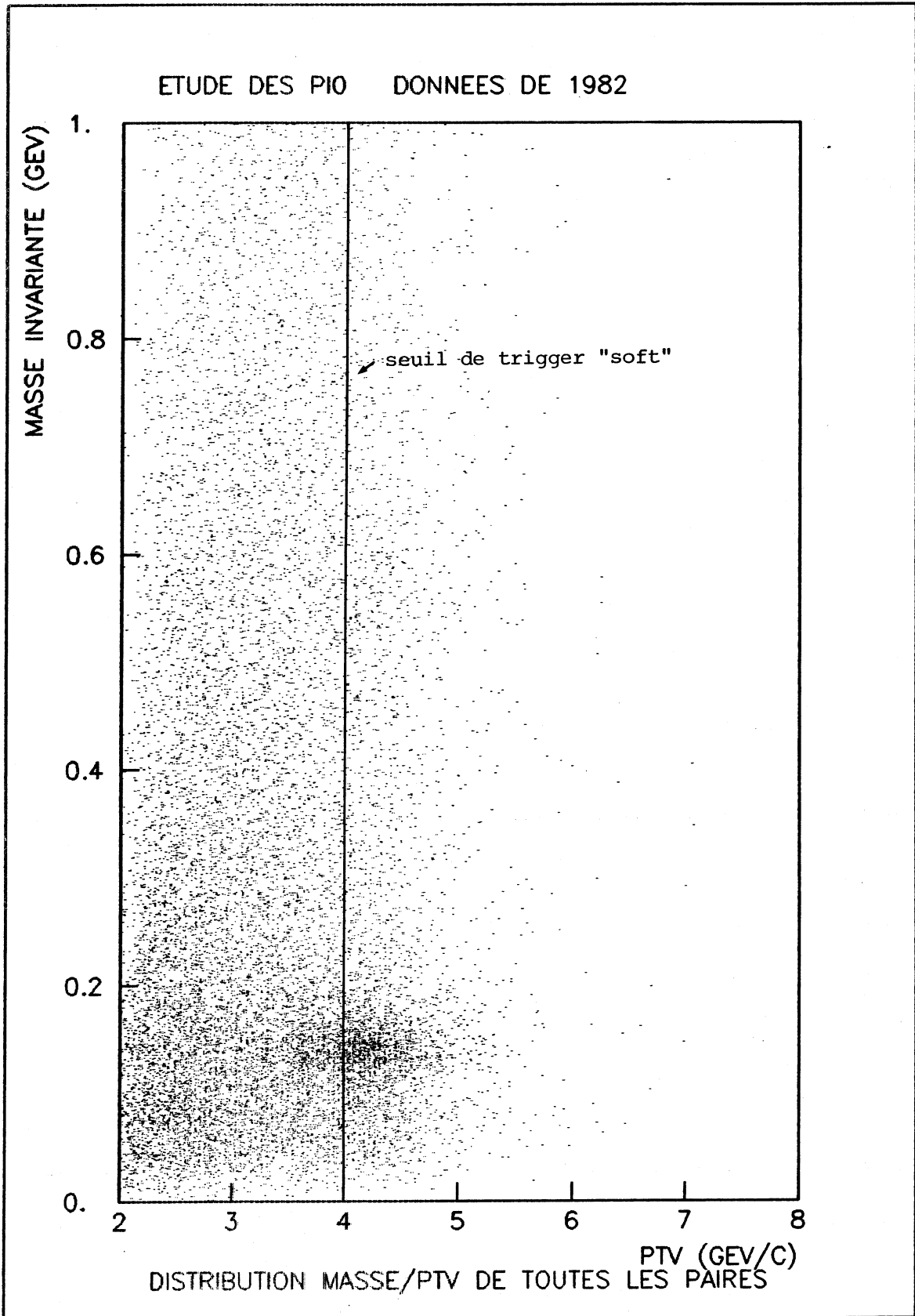


Fig. 39

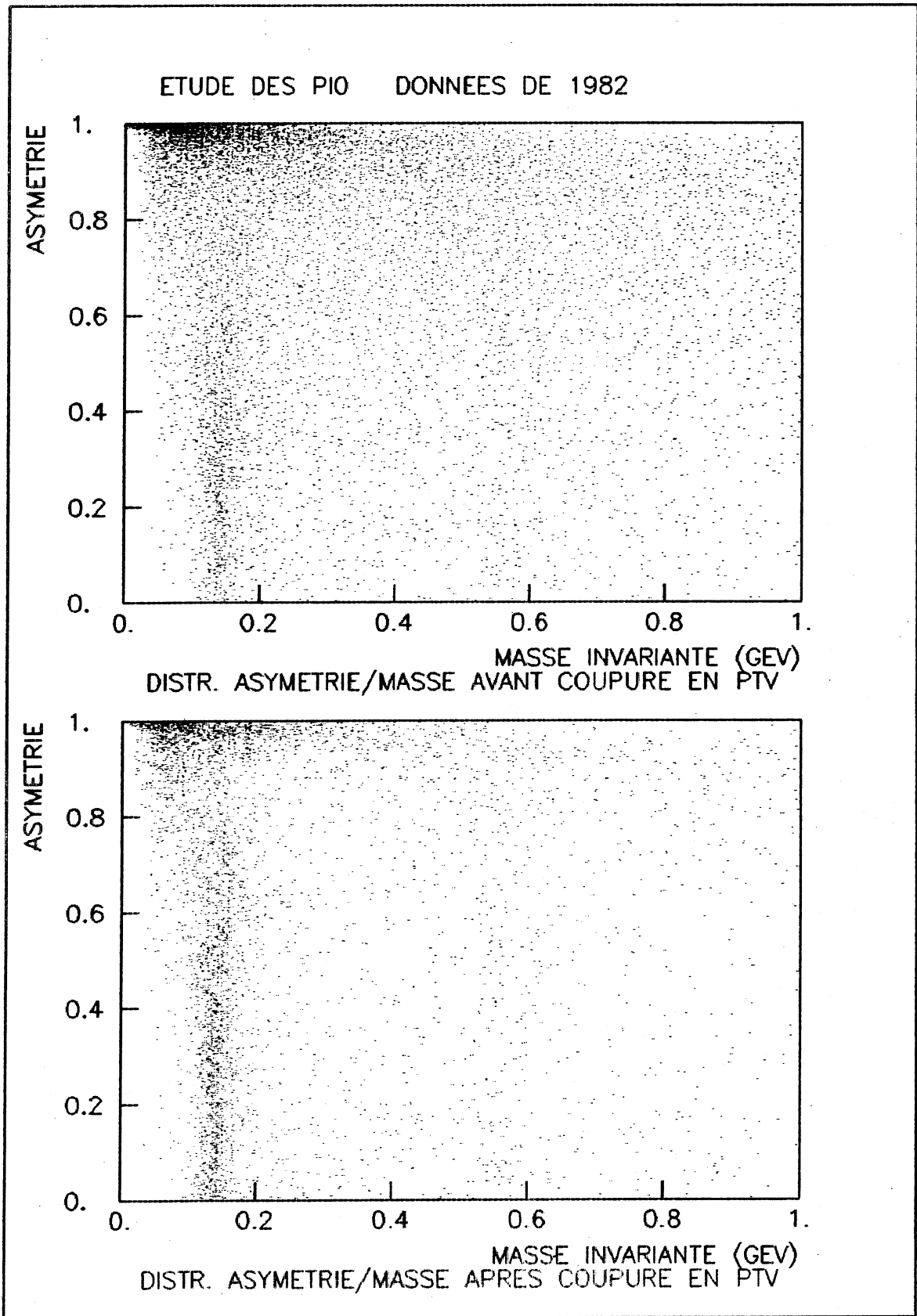


Fig. 40

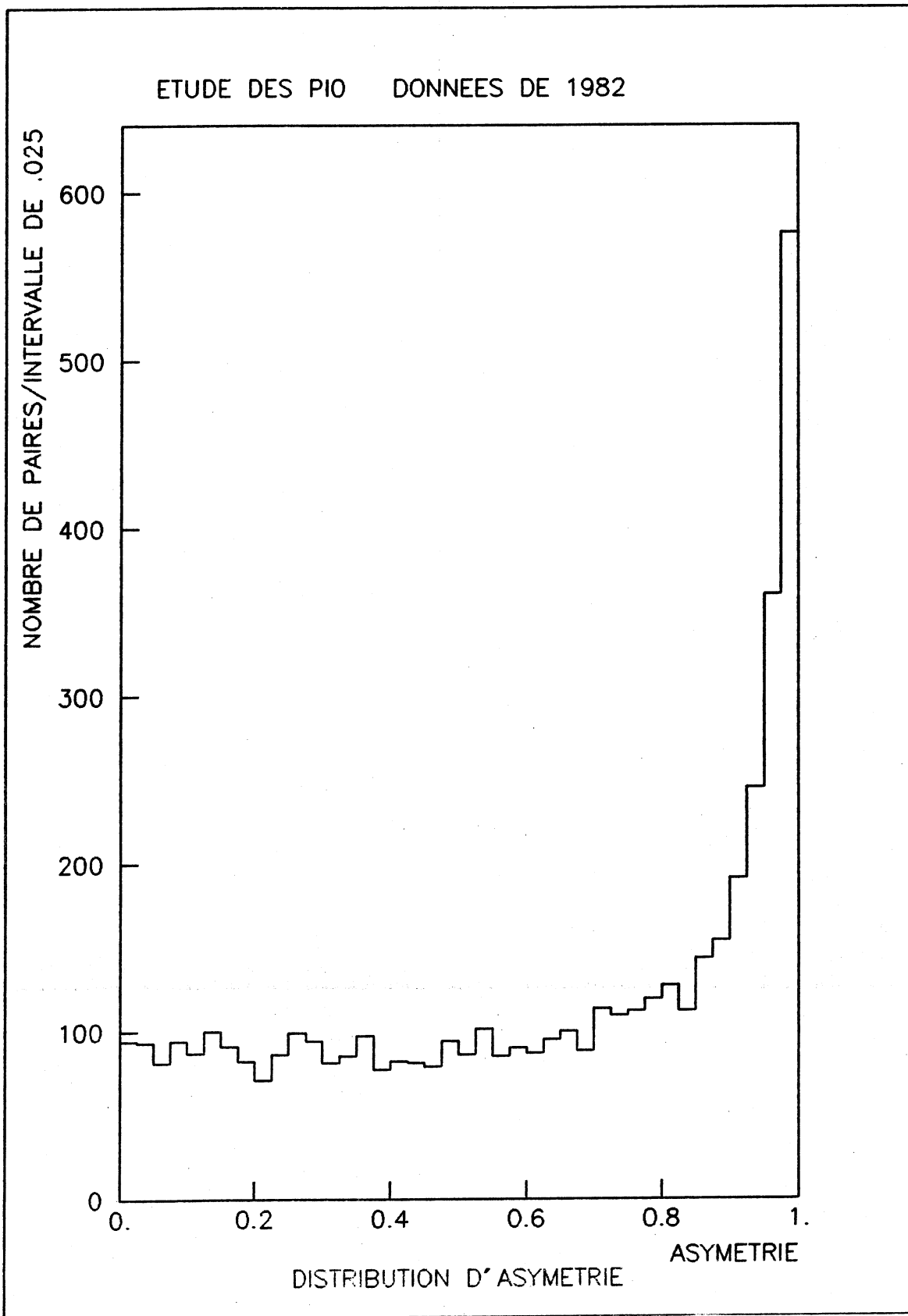


Fig. 41

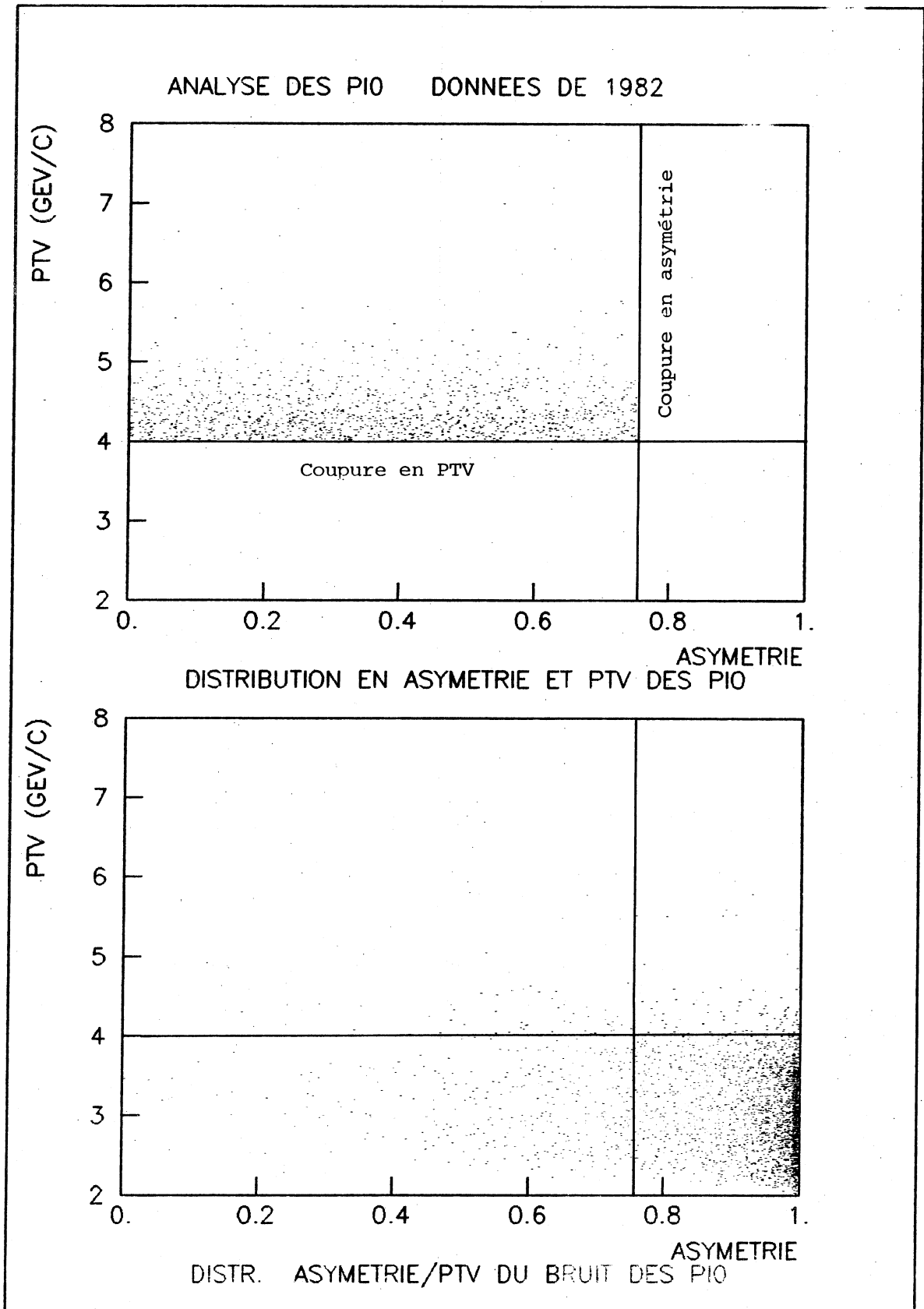


Fig. 42

Les coupures choisies éliminent la plus grande partie du bruit.

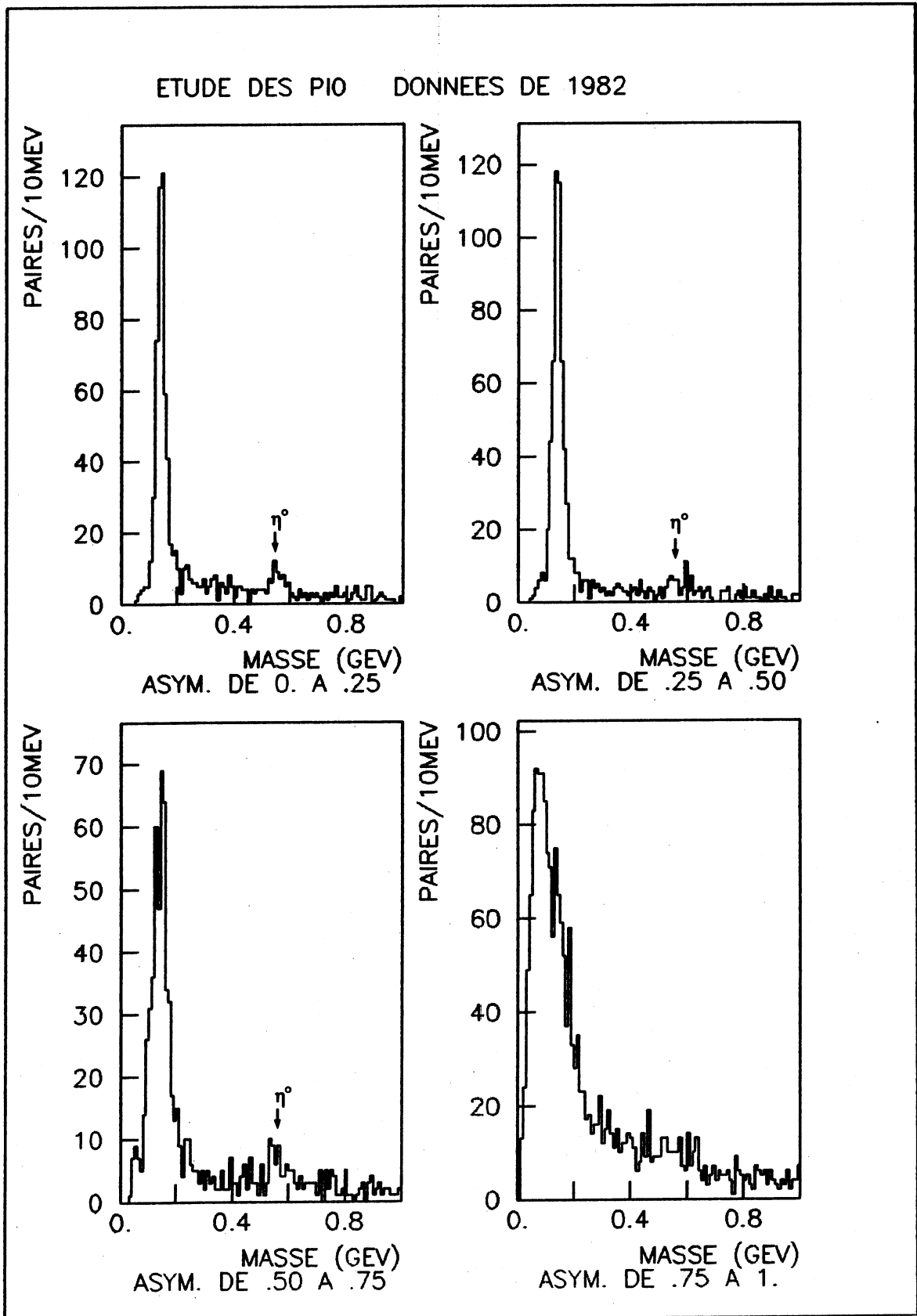


Fig. 43 : Spectres en masse par tranche d'asymétrie

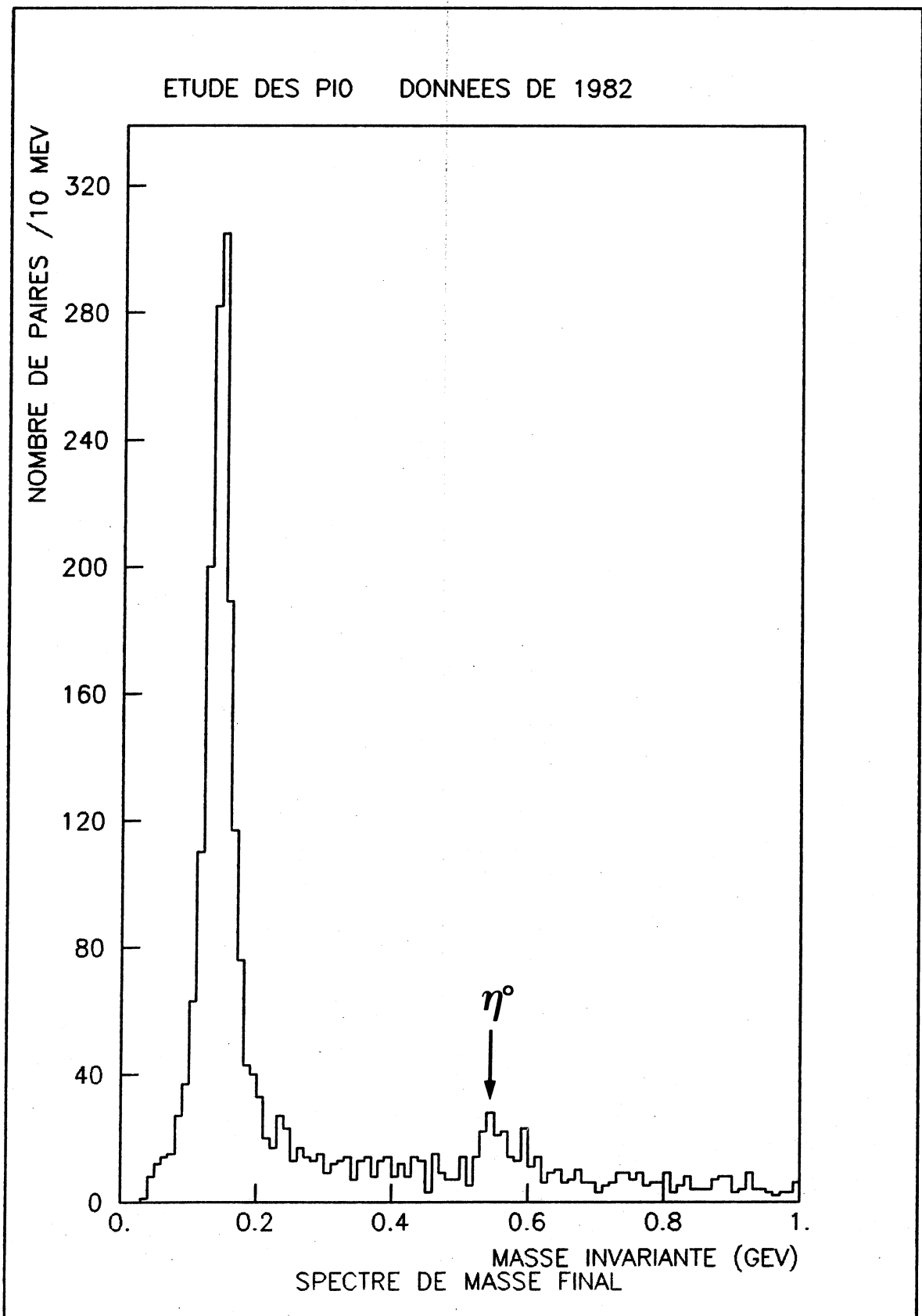


Fig. 44

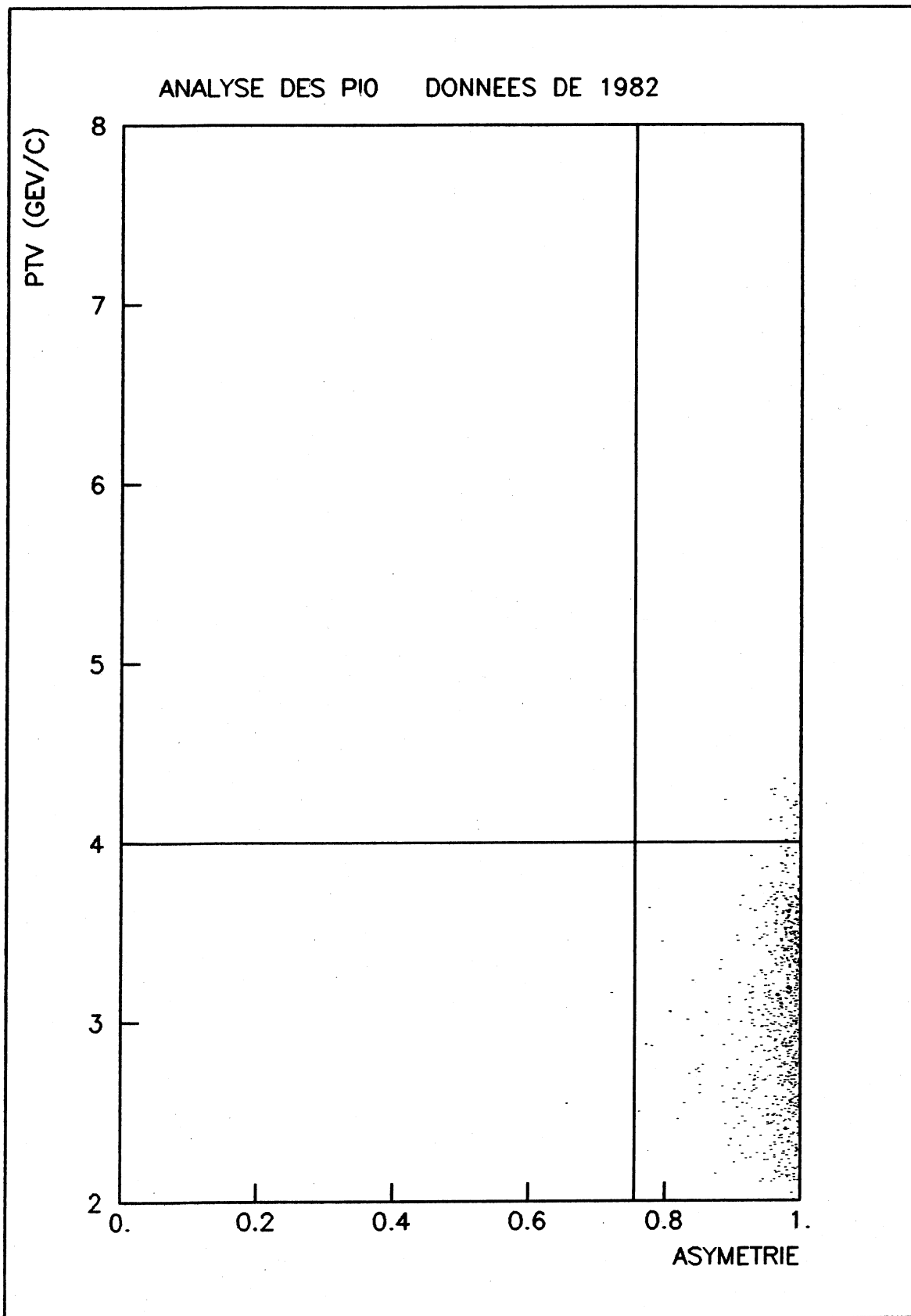


Fig. 45 : Distribution en asymétrie et en PTV des paires qui restent dans les événements π^0 et dont la masse invariante est proche de la masse du π^0

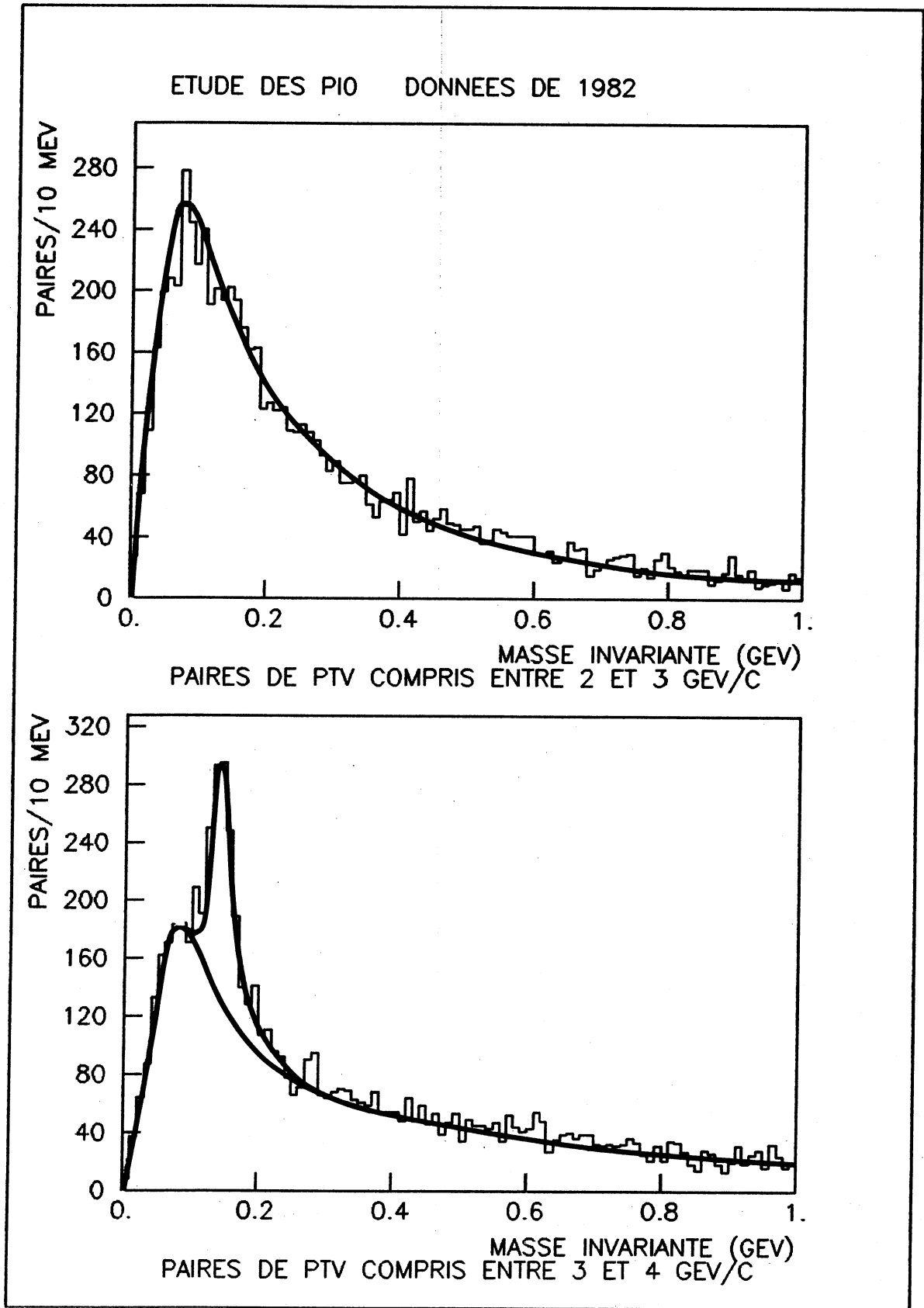


Fig. 46

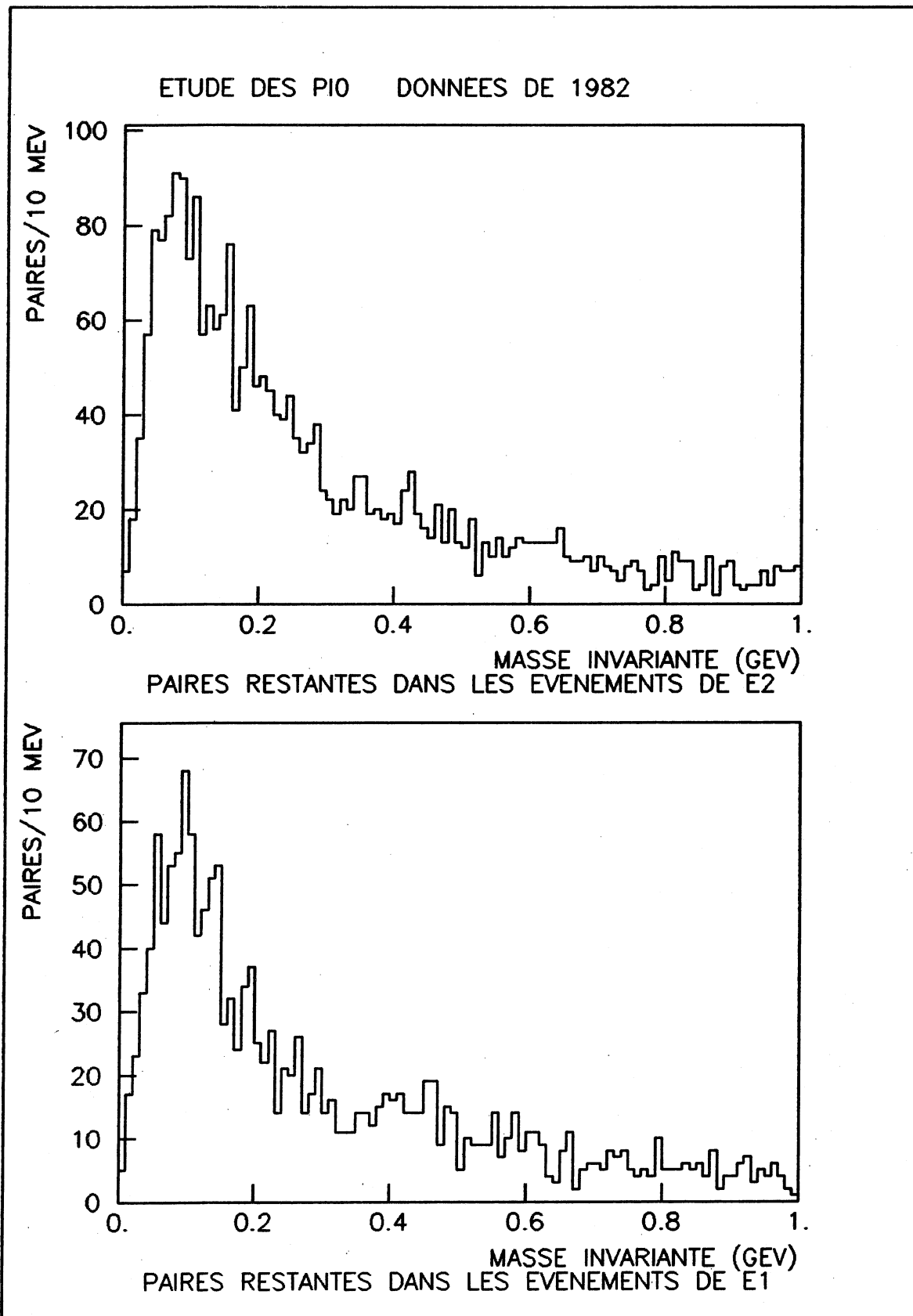


Fig. 47

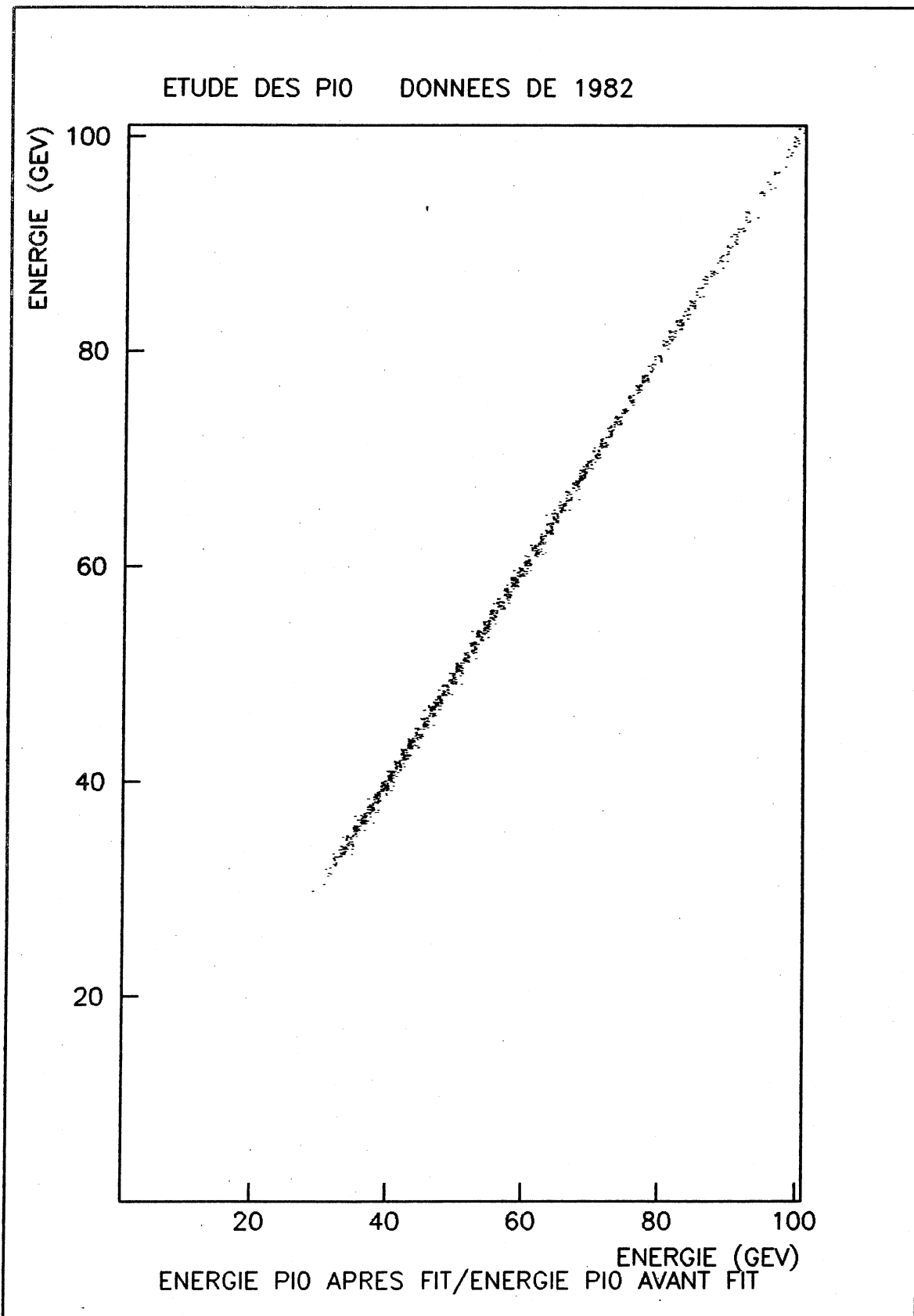


Fig. 48

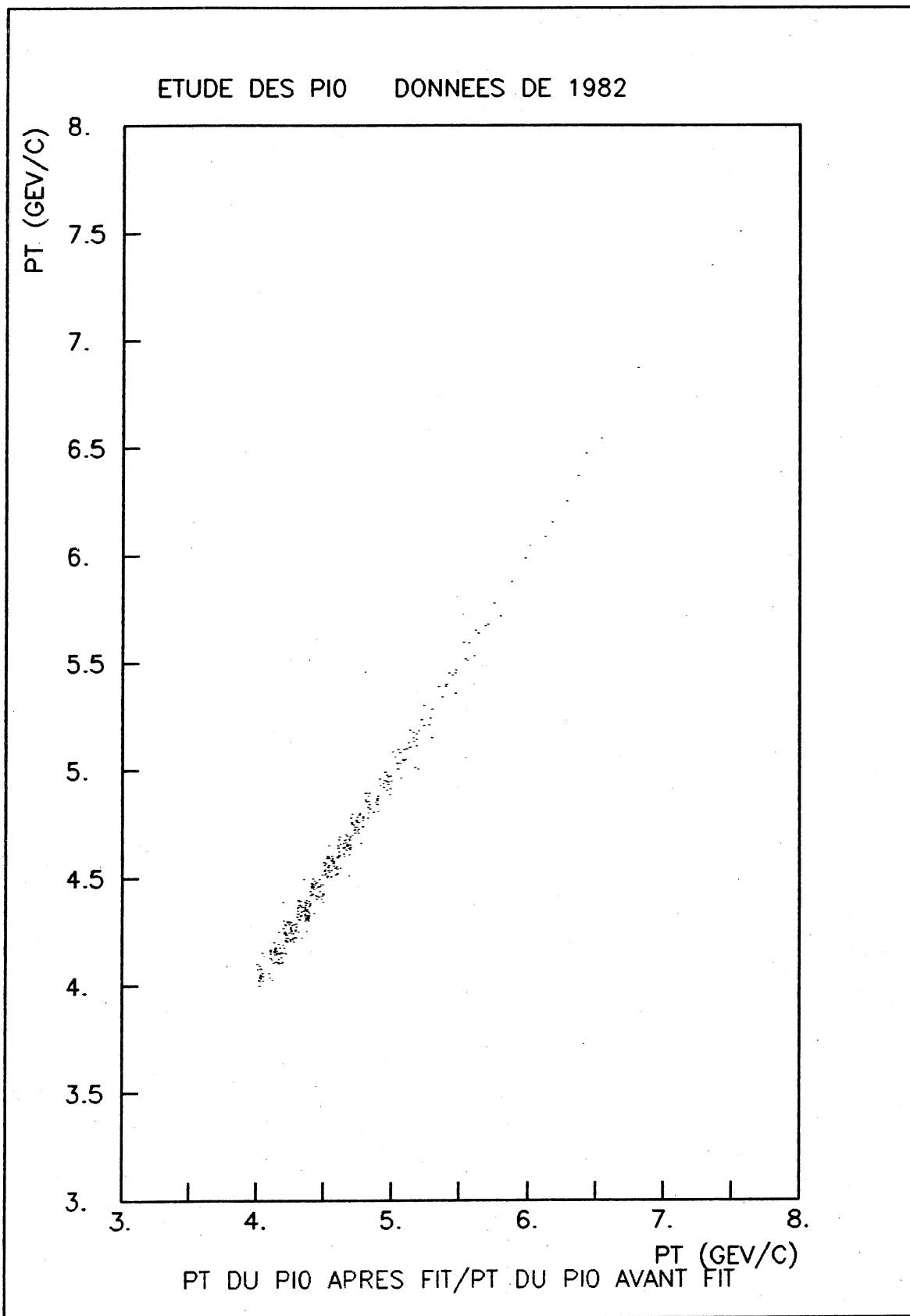


Fig. 49

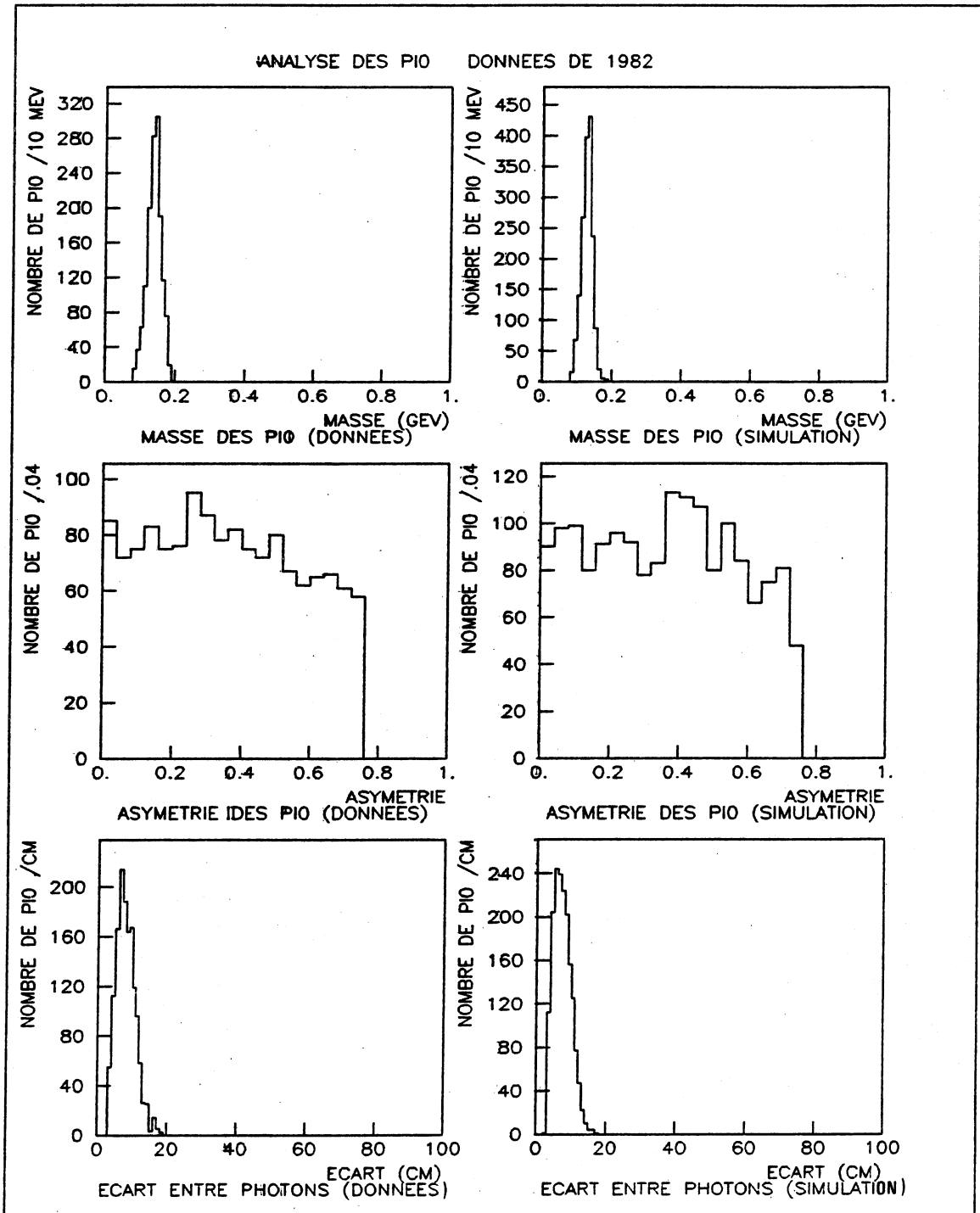


Fig. 50

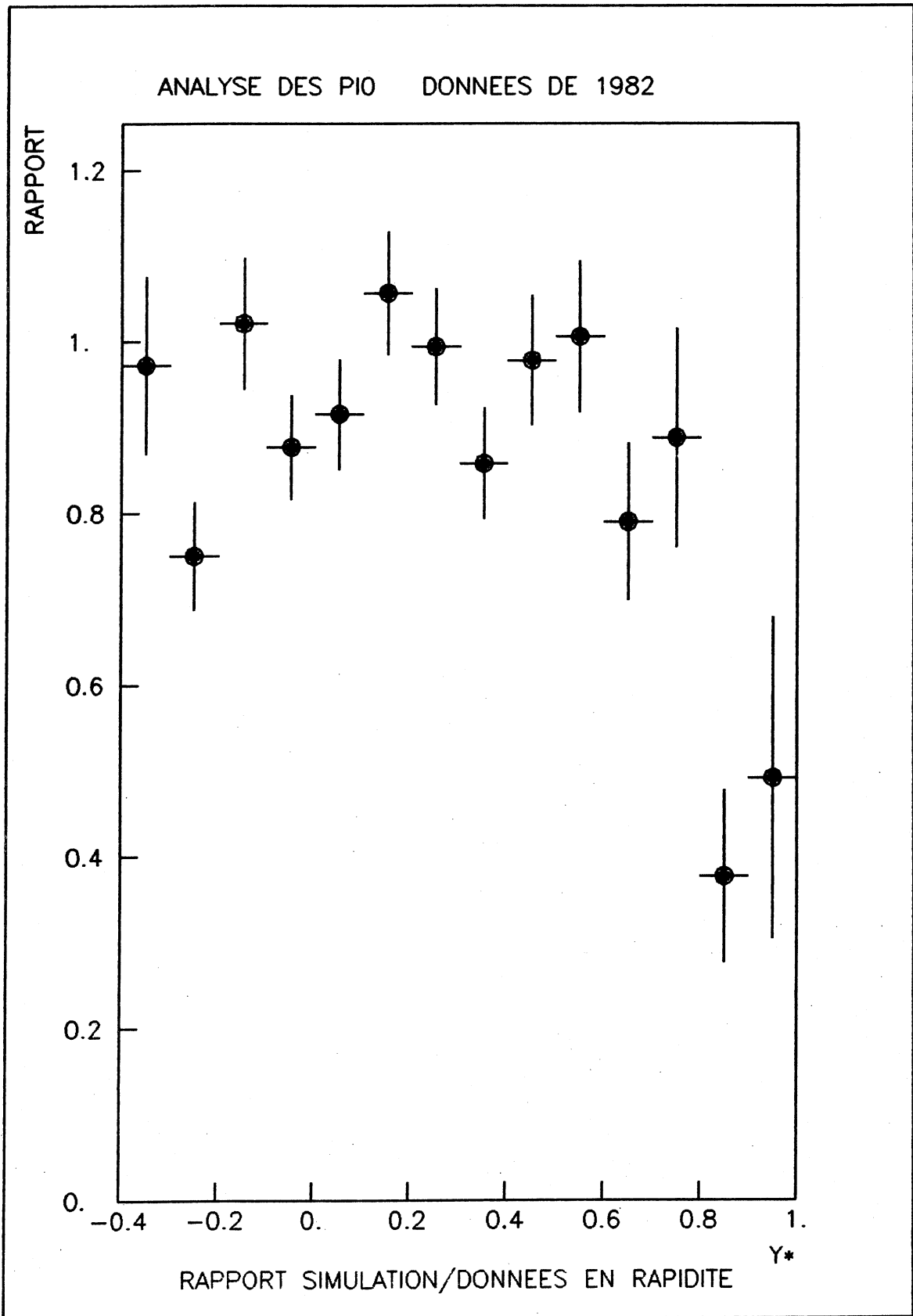


Fig. 51

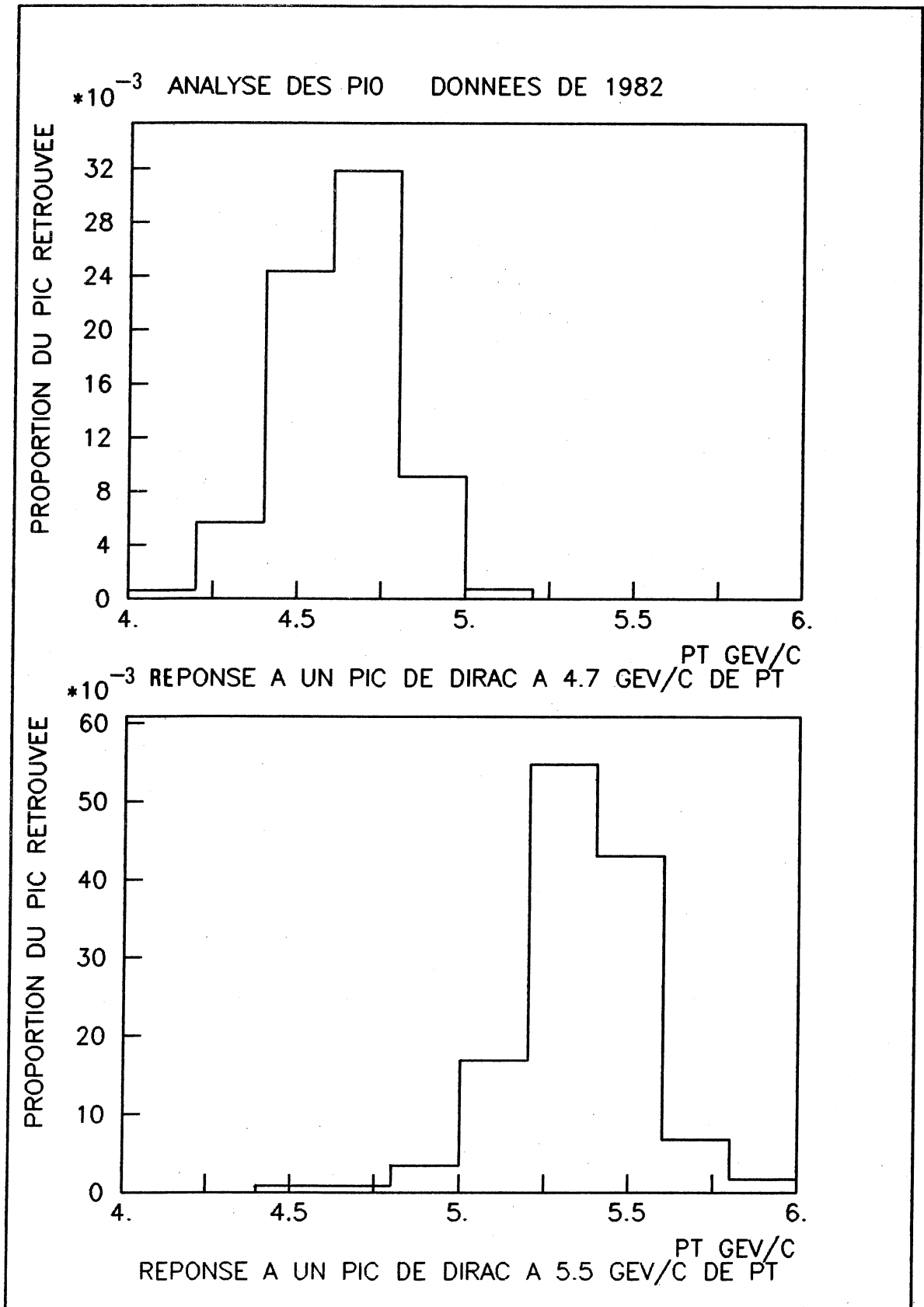


Fig. 52

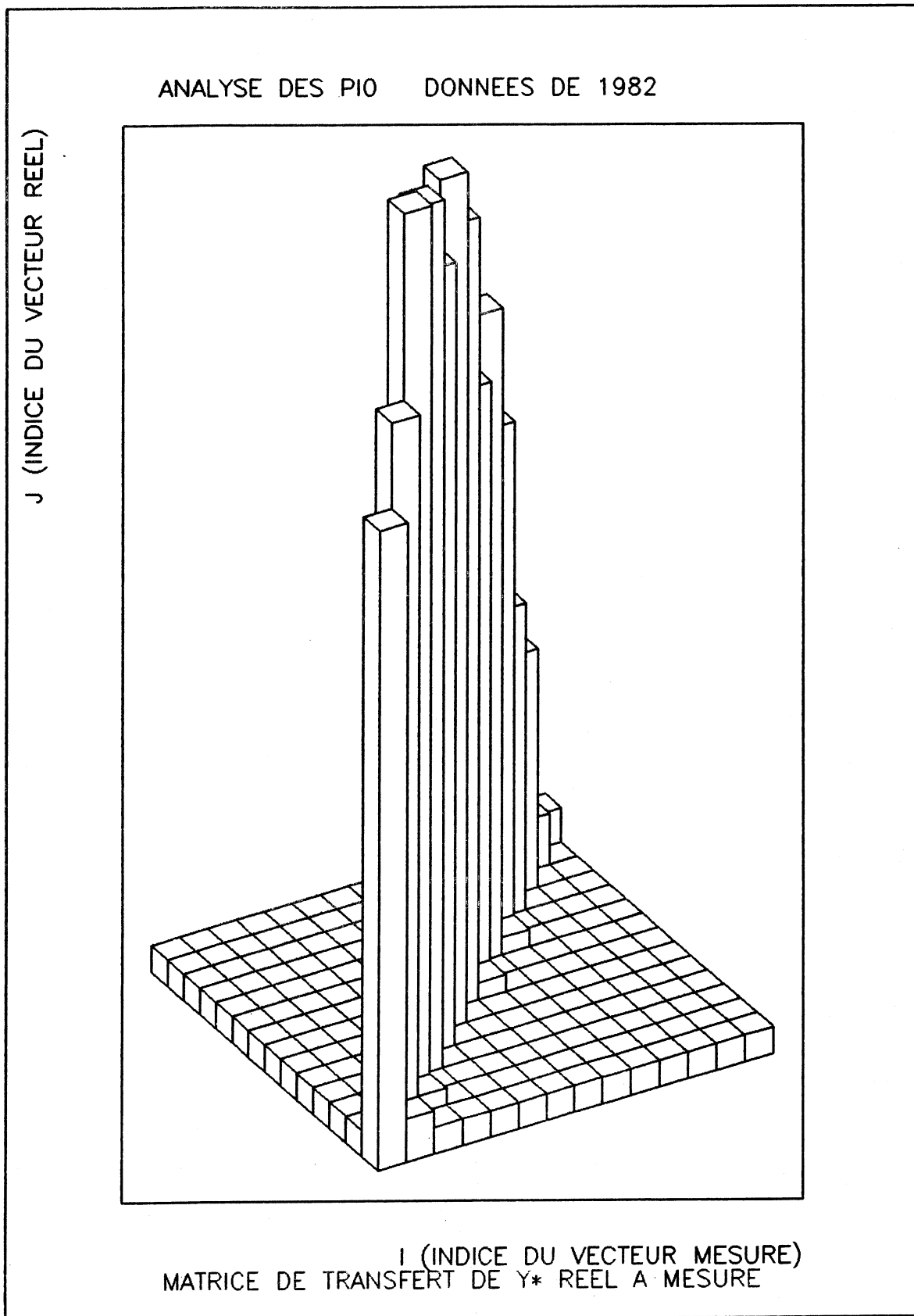
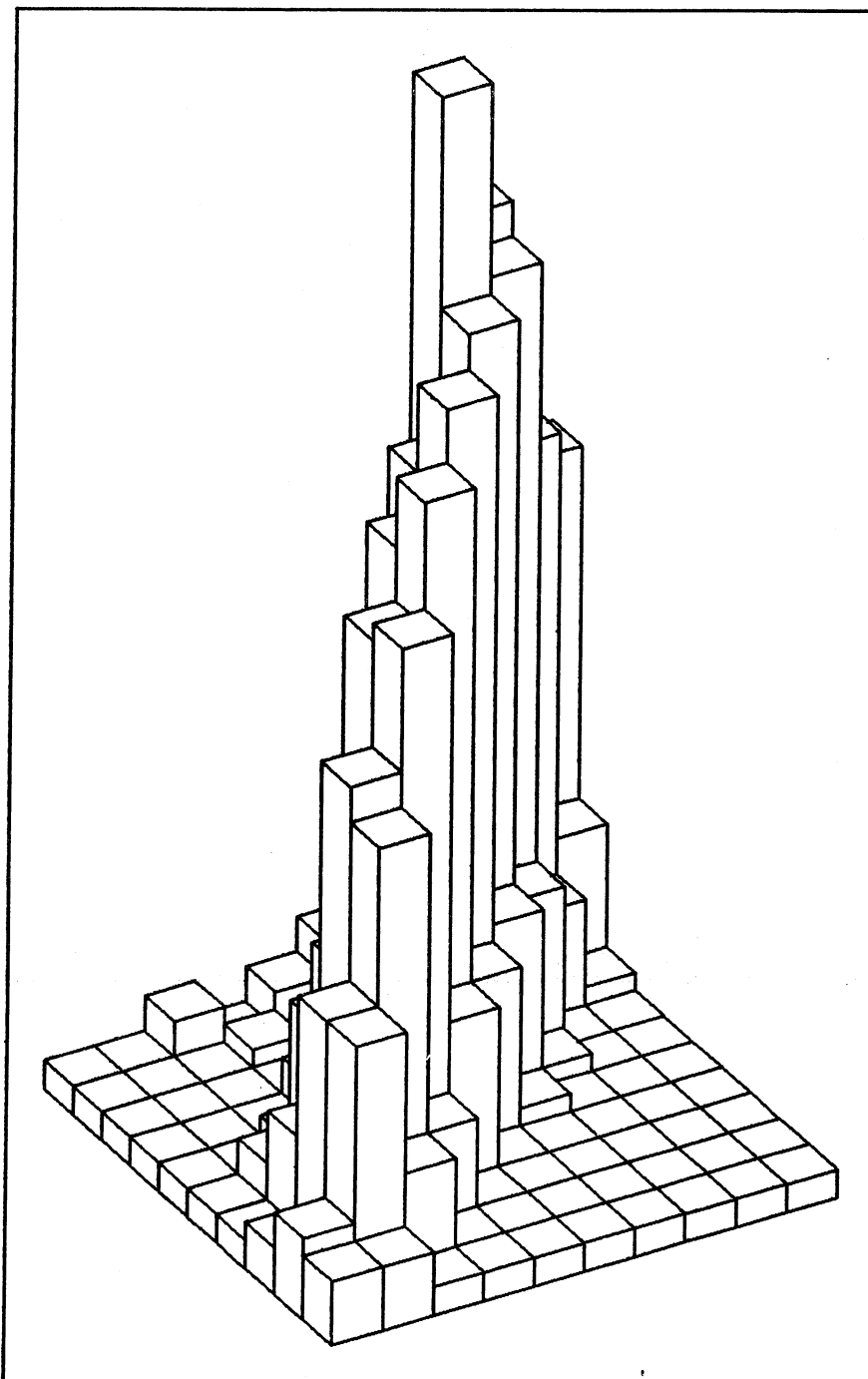


Fig. 53

ANALYSE DES P10 DONNEES DE 1982

J (INDICE DU VECTEUR REEL)



I (INDICE DU VECTEUR MESURE)
MATRICE DE TRANSFERT DE PT REEL A MESURE

Fig. 54

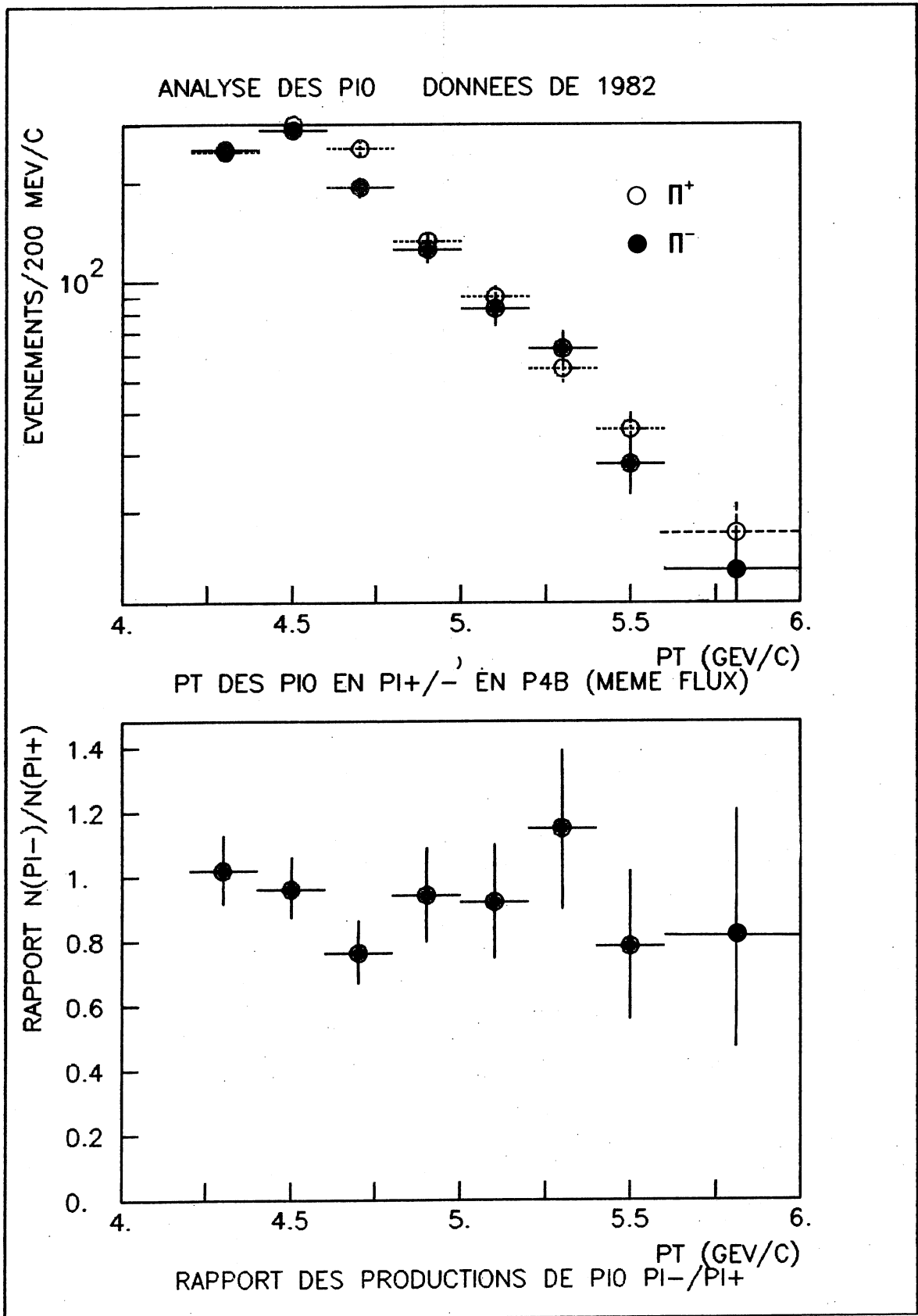


Figure 55

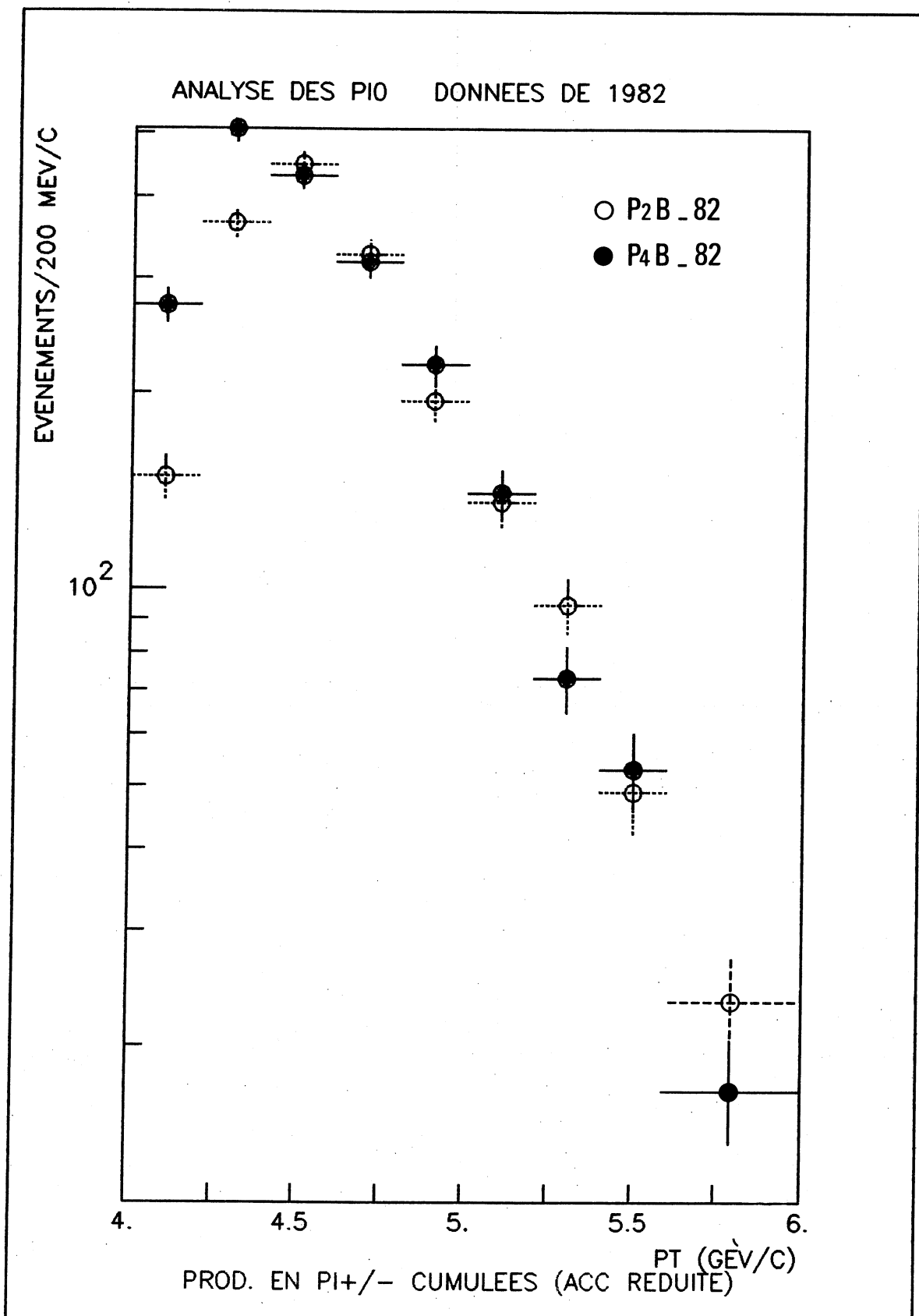


Figure 56

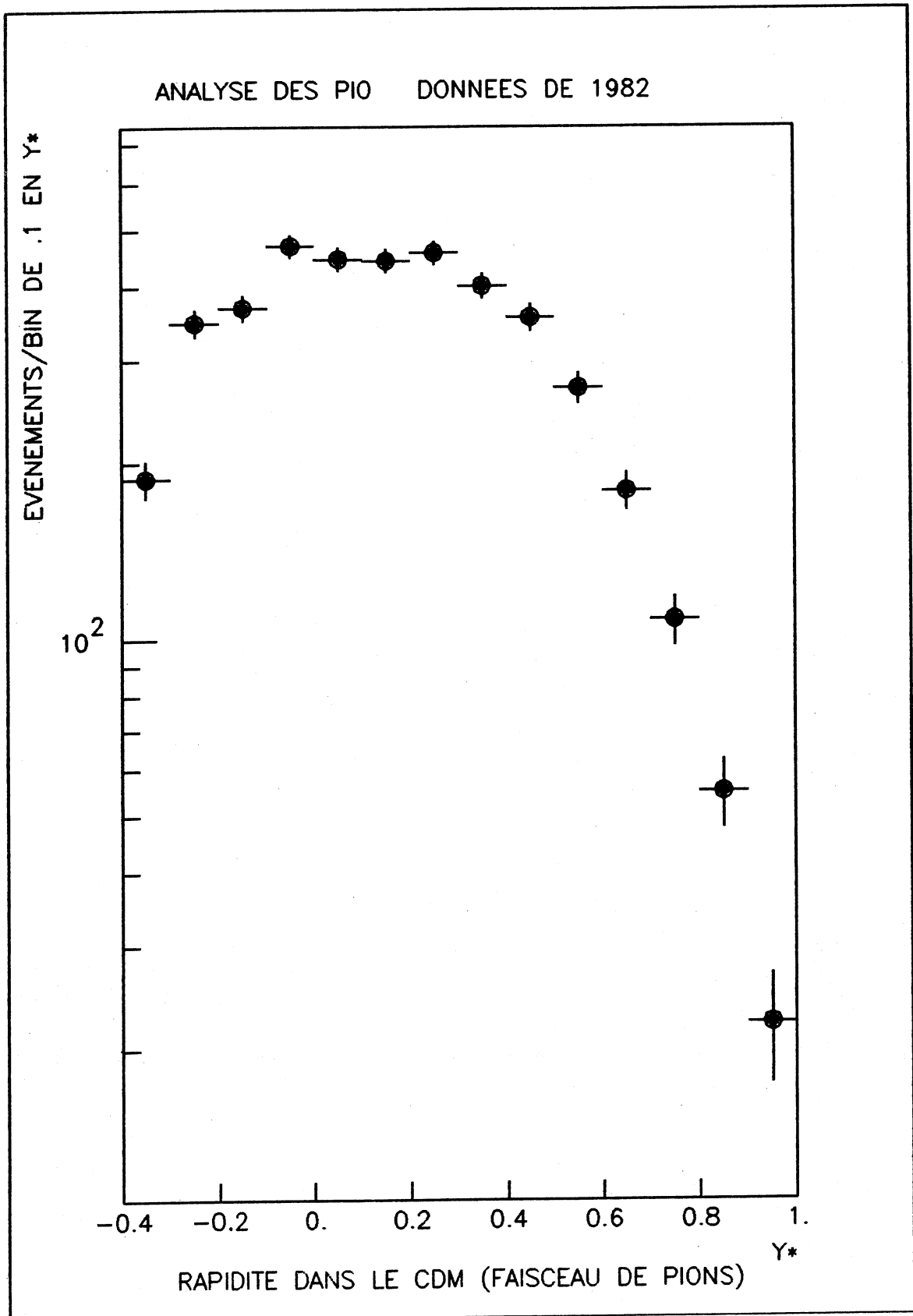


Figure 57

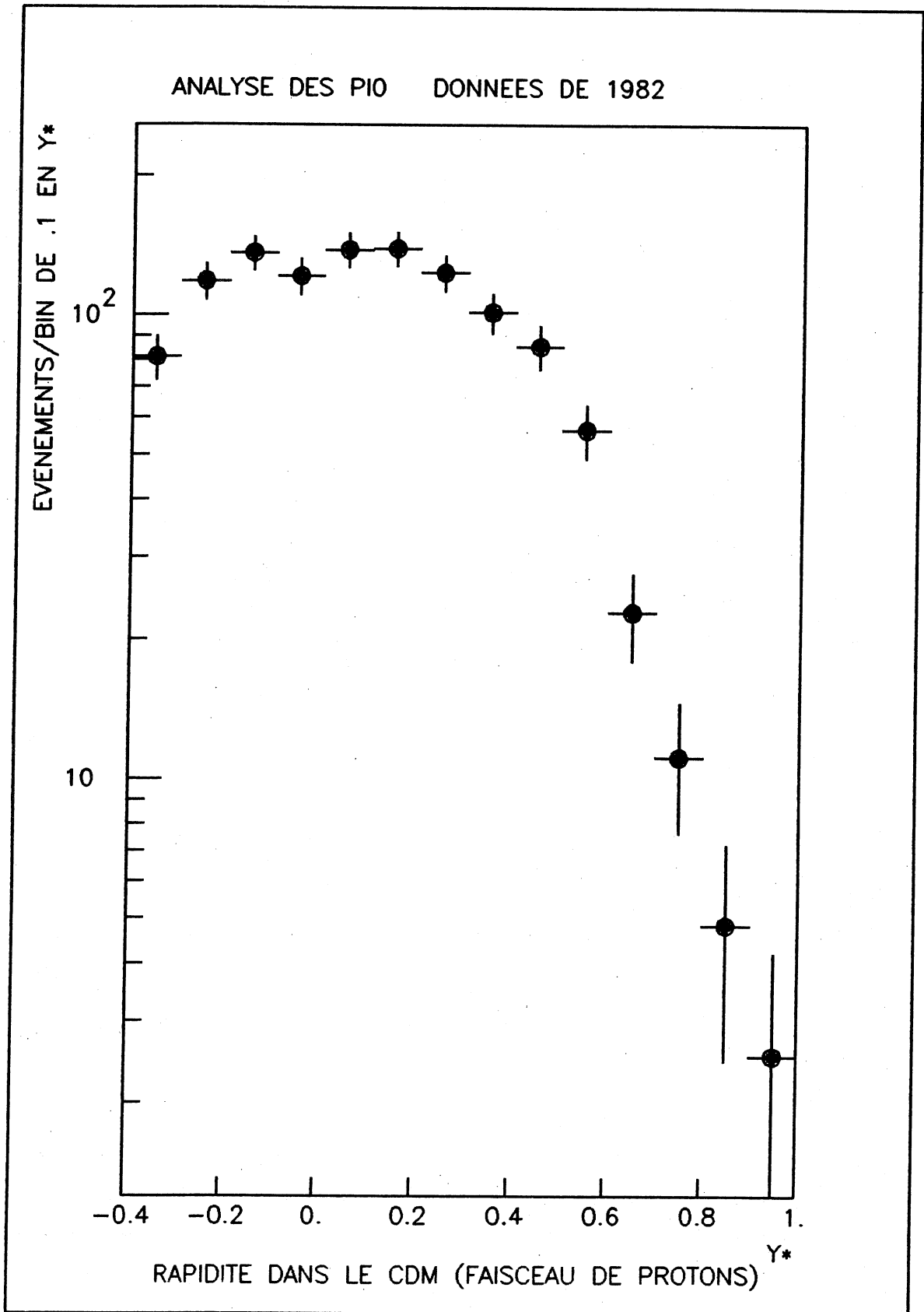


Figure 58

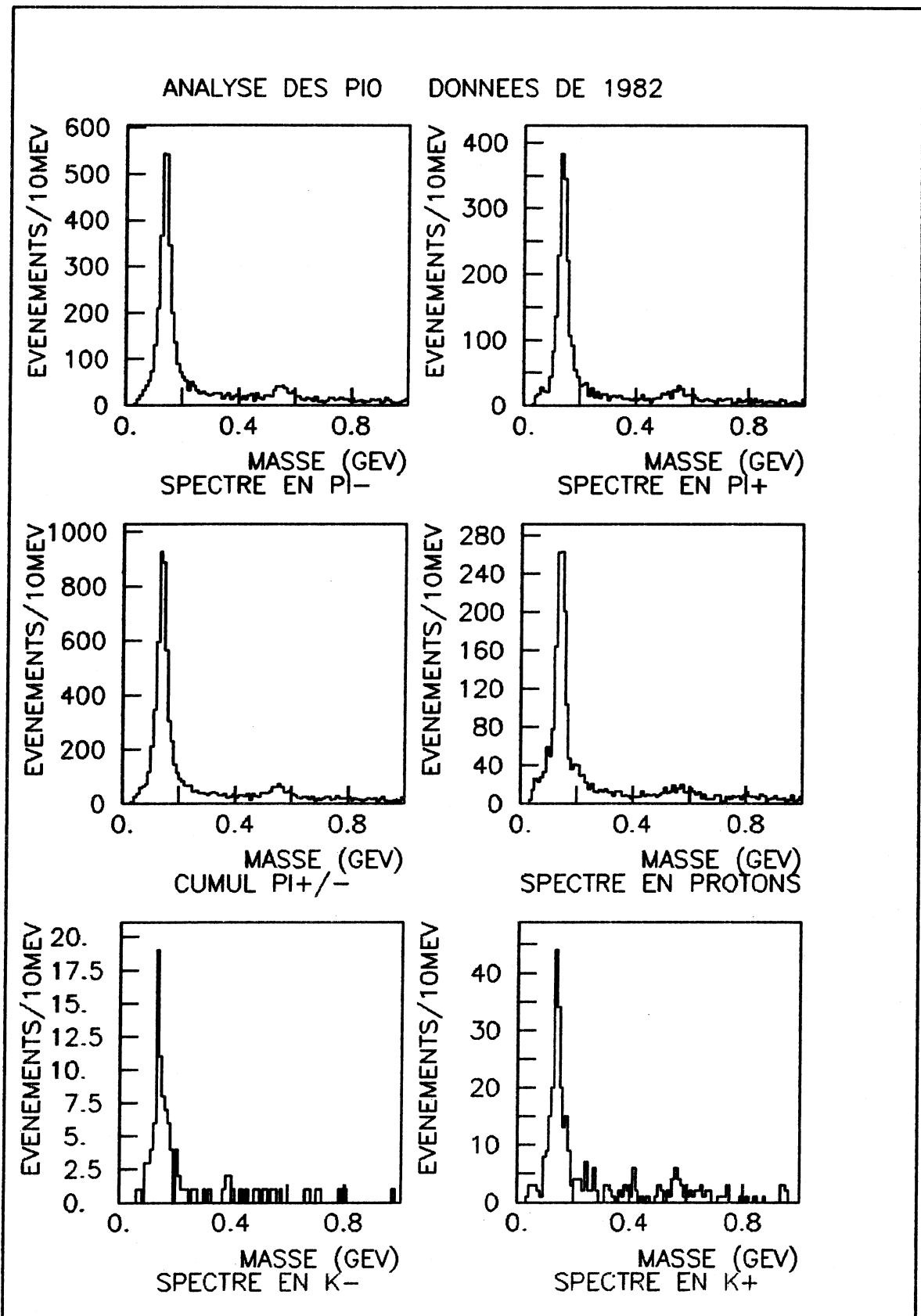


Figure 59

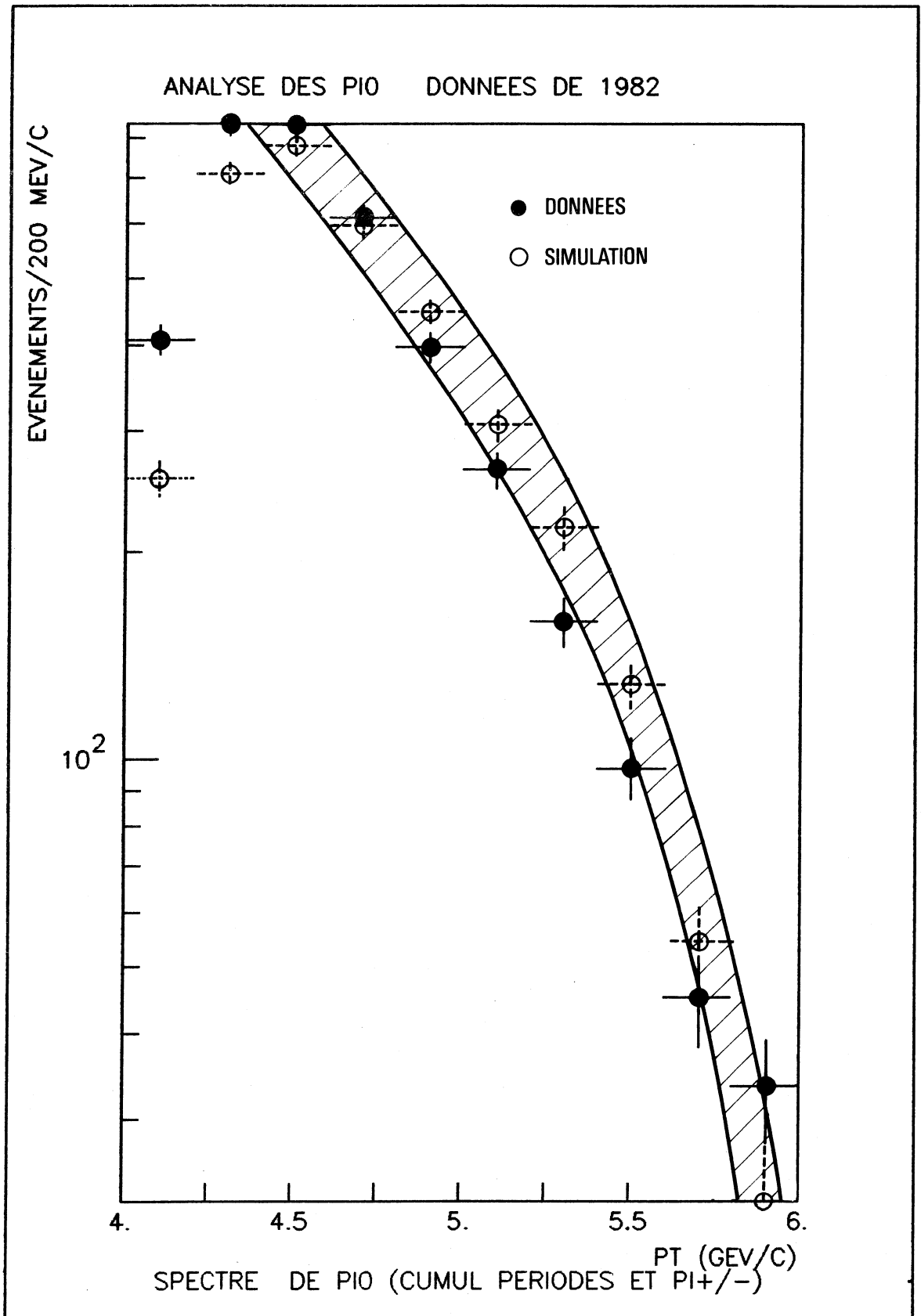


Figure 60

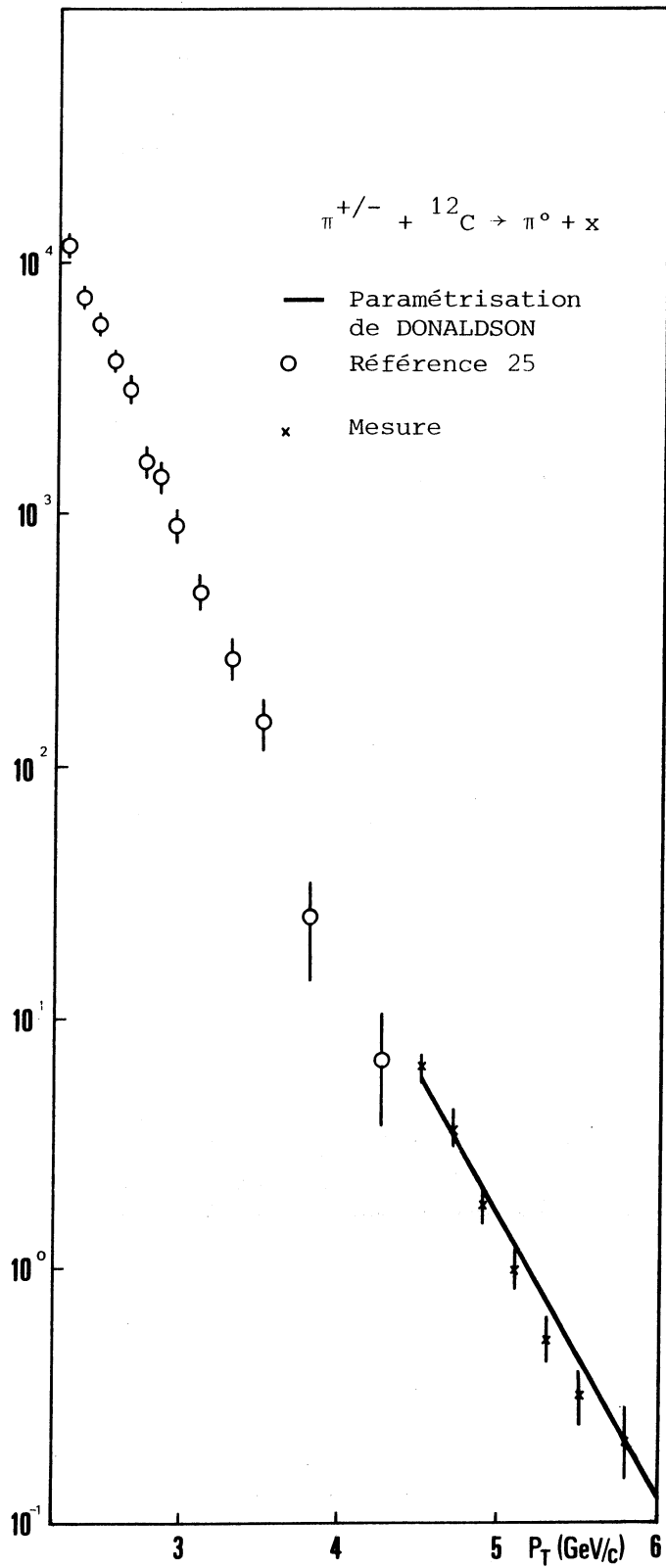


Fig. 61 : Sections efficaces invariantes de production de π^0 dans la réaction : $\pi + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + x$ exprimées en nanobarn $\times C^3/\text{GeV}^2$ noyau.

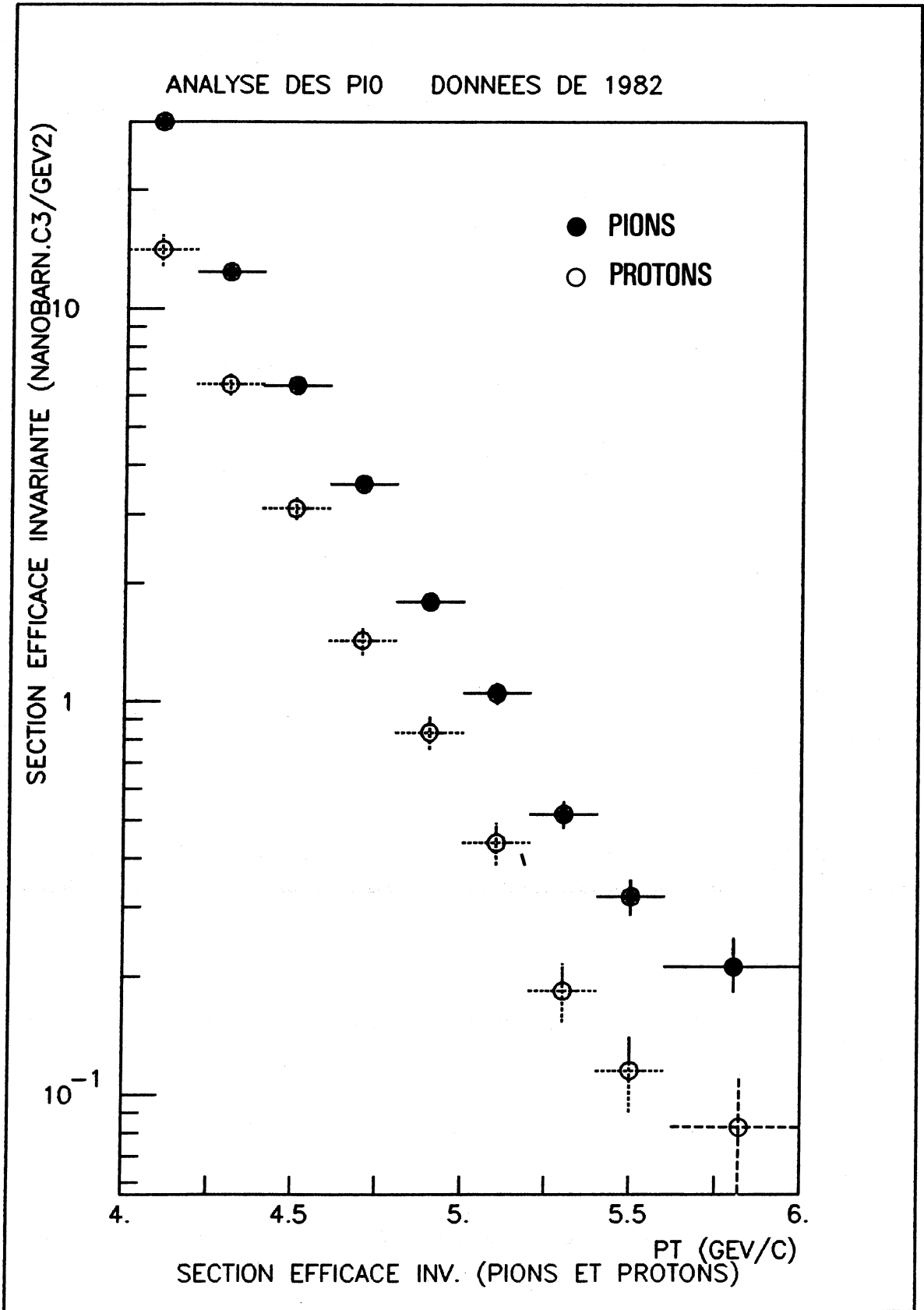


Figure 62

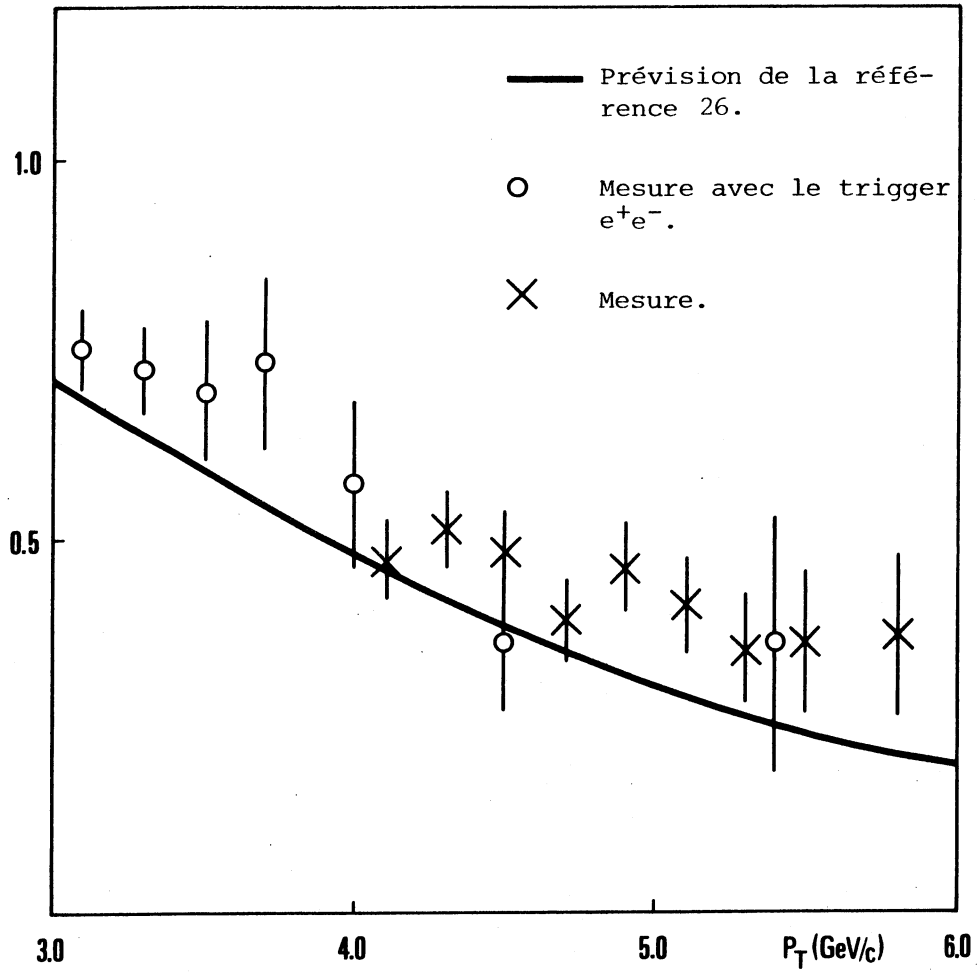


Fig. 63 : Rapport p/π en production de π^0

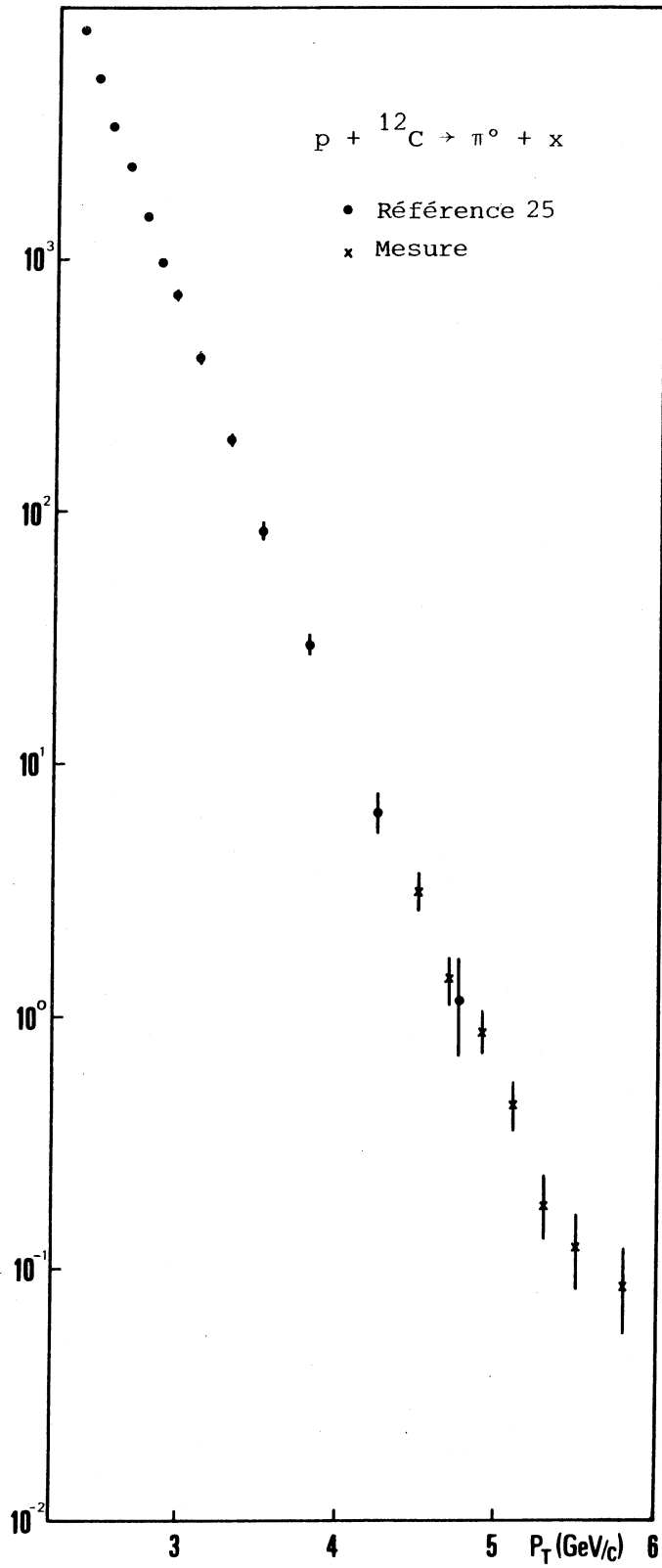


Fig. 64 : Sections efficaces invariantes de production de π^0 dans la réaction : $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + x$ exprimées en nanobarn $\times C^3/\text{GeV}^2$ noyau.

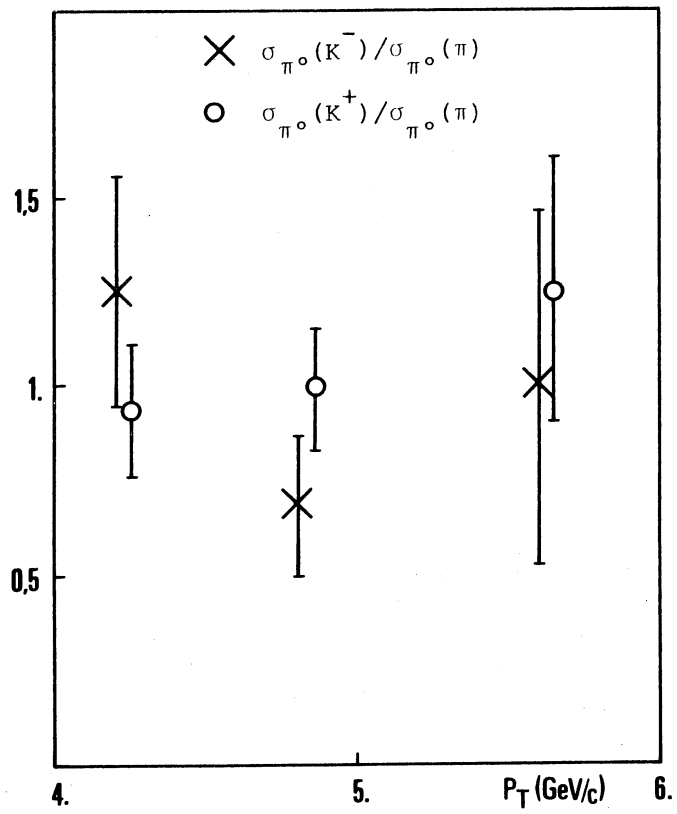


Fig. 65 : Rapports K/π en production de π^0

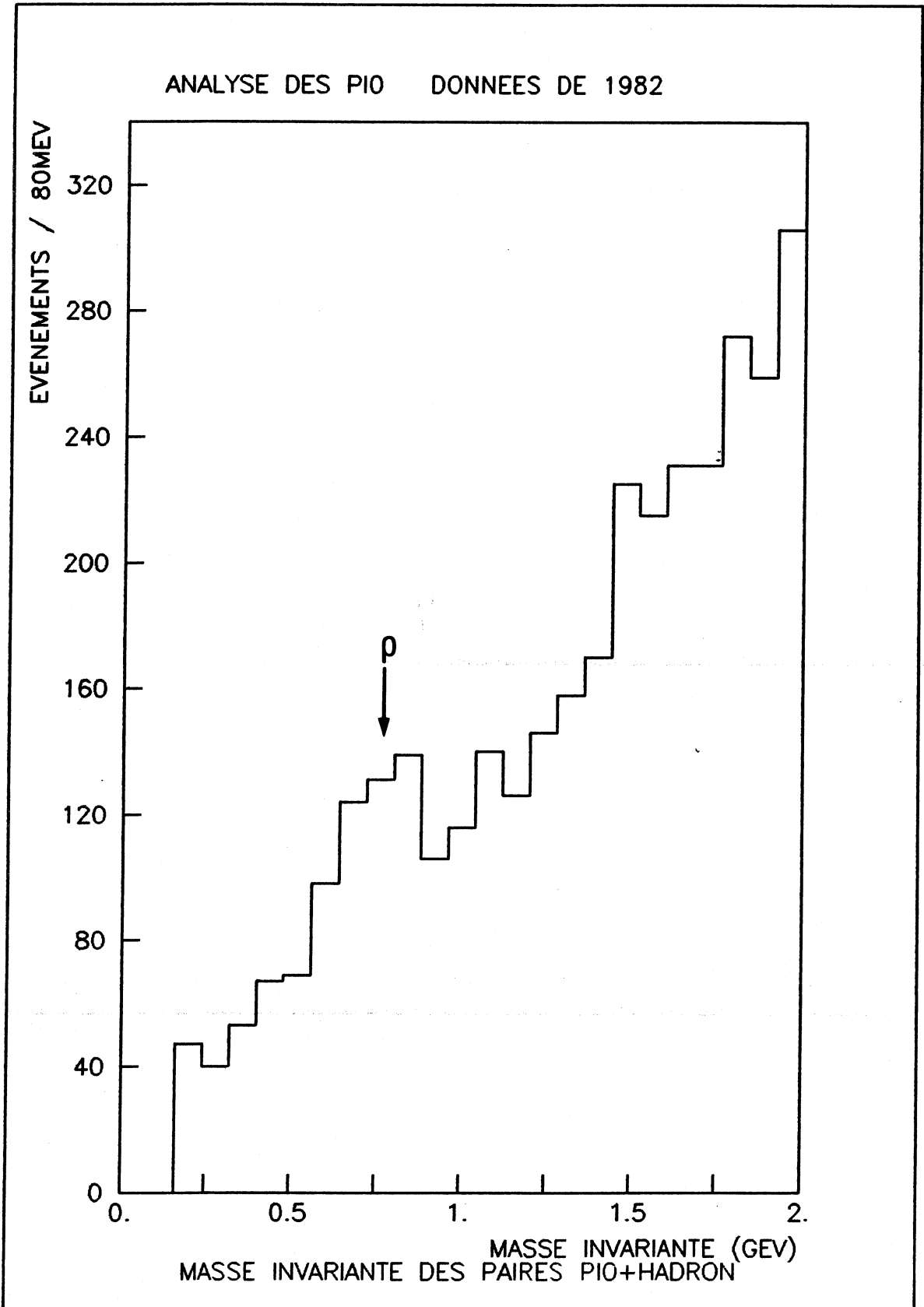


Figure 66

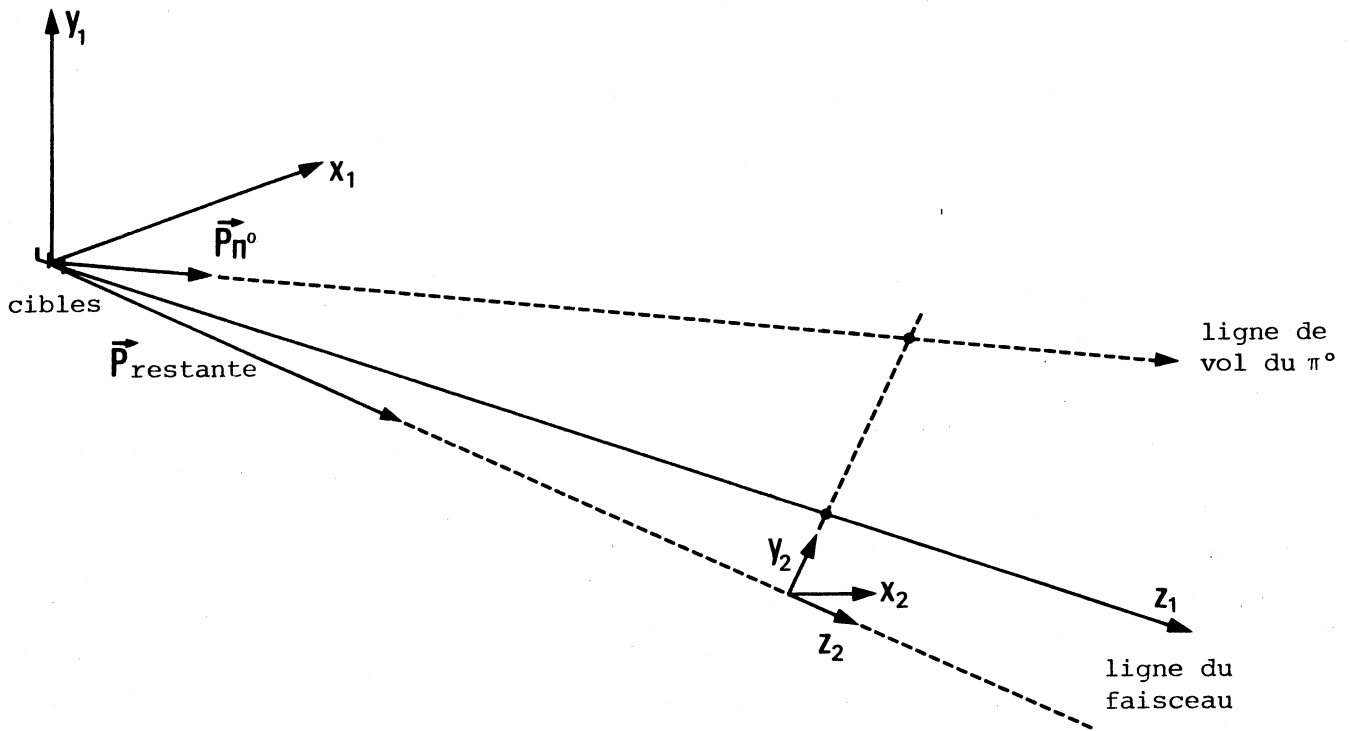
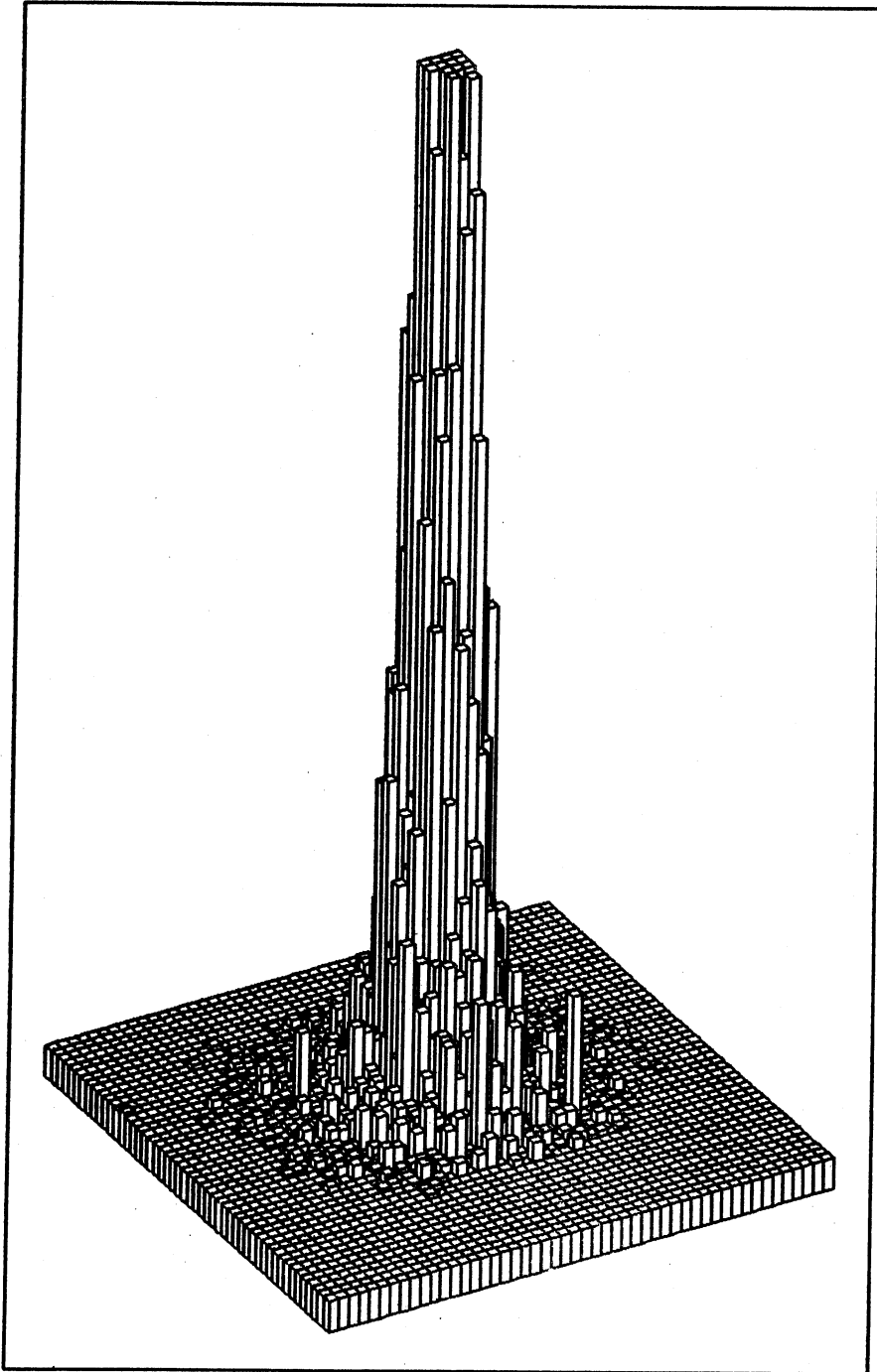


Fig. 67 : Repère utilisé dans l'analyse des chargés
(lié à l'impulsion restante)

ANALYSE DES PIO DONNEES DE 1982

TANGENTE SELON Y



TANGENTE SELON X
IMPULSION DES CHARGES DANS LE REPERE 2

Figure 68

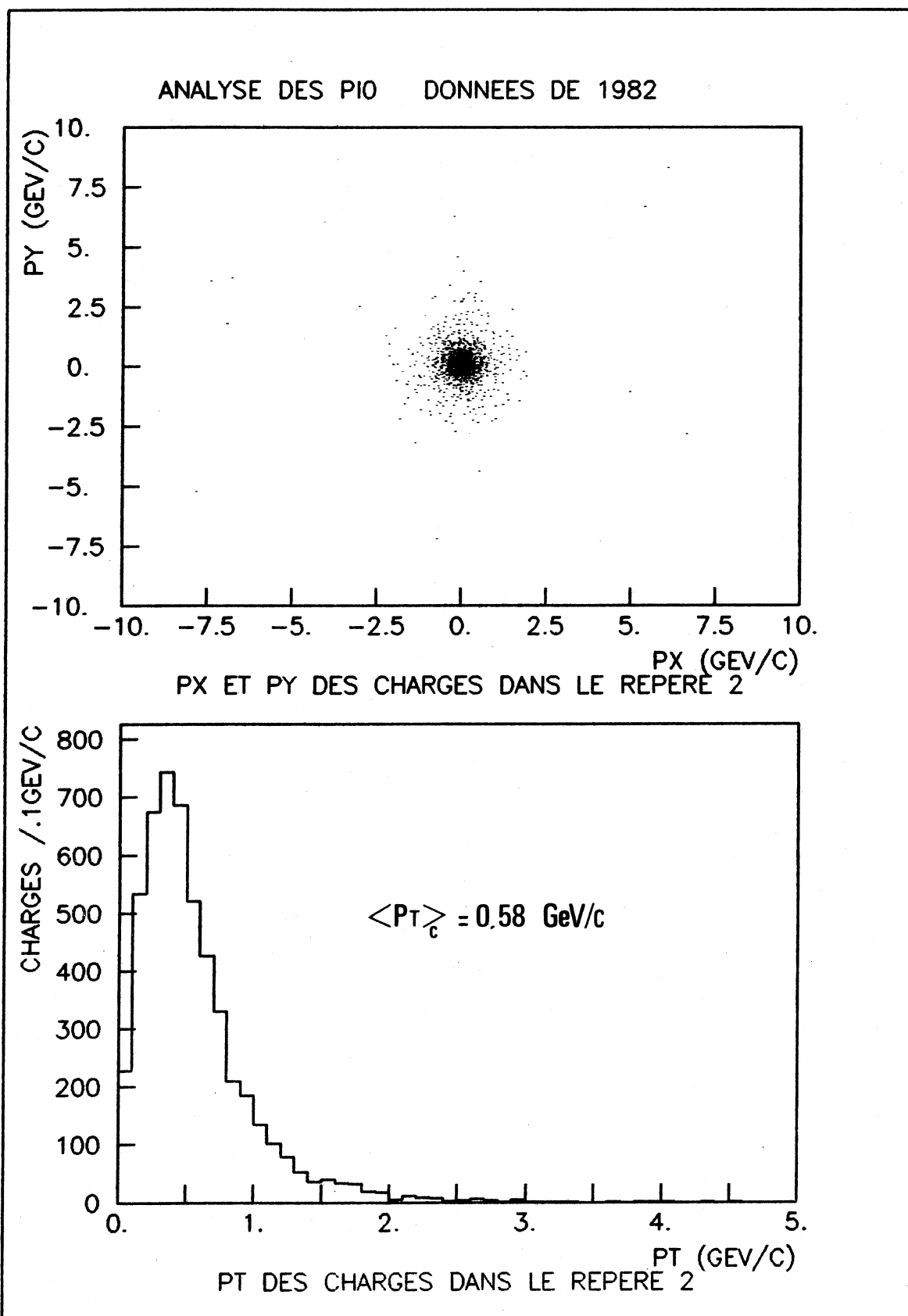


Figure 69

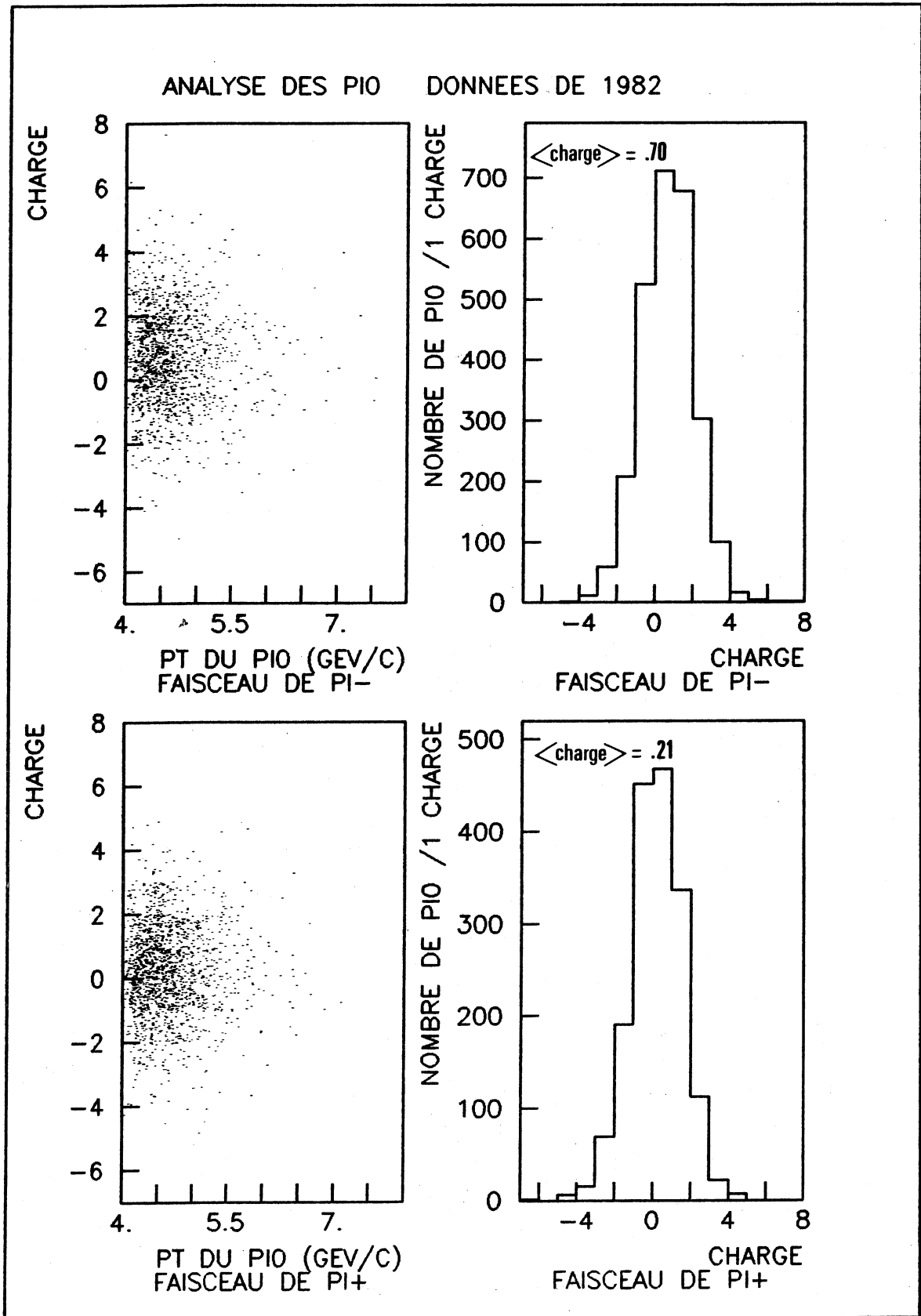


Fig. 70 : . Distributions de la charge moyenne à l'opposé du π^0 en fonction du PT du π^0
. Distributions de la charge moyenne à l'opposé du π^0

REMERCIEMENTS

Je remercie vivement Monsieur le Professeur J. Perez Y Jorba de m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire pour y effectuer ma thèse de troisième cycle, et d'avoir accepté d'en présider le jury.

Monsieur J. Boucrot a dirigé cette thèse avec beaucoup de patience et de gentillesse. Ses conseils et remarques m'ont toujours été d'un grand secours dans le déroulement de mon travail et je tiens à lui exprimer ici toute ma gratitude.

Les physiciens du groupe NA3 ont tous, à un moment ou un autre consacré une partie de leur temps précieux à me faire découvrir la physique des particules. Qu'ils en soient remerciés ici. Je remercie en particulier les physiciens du LAL : M. Bardadin, O. Callot, M. Cohen et D. Decamp avec lesquels j'ai pu entretenir de nombreuses discussions très enrichissantes.

Je tiens à remercier Monsieur Burgun qui a accepté d'être le rapporteur de ma thèse et qui a consacré une part importante de son temps à analyser le manuscrit. Ses nombreuses suggestions ont permis d'en améliorer considérablement le contenu. Messieurs M. Fontannaz et A. Rougé ont accepté de juger cette thèse, et je les en remercie vivement. Je remercie Madame N. Mathieu, responsable du secrétariat scientifique, d'avoir su organiser la dactylographie du texte avec une très grande efficacité.

Mesdames M. Bonnamy, J. Brosselard, M. Debest et A. Pottier ont toujours accueilli avec beaucoup de gentillesse et de compréhension les travaux que je leur apportais. Je les remercie pour la très grande qualité de leur travail. Je remercie Mesdames C. Rigoni et Y. Alliod du Cern et Monsieur B. Mazoyer du LAL pour le soin qui a été apporté à la réalisation et à la présentation des figures. Enfin, je remercie Messieurs François, Coueslan et Pennec pour la rapidité avec laquelle le tirage a été réalisé.

RESUME

Cette thèse présente des mesures de sections efficaces de production hadronique de mésons π^0 de grande impulsion transverse. Les faisceaux utilisés contiennent des particules de type π^+ , π^- , proton K^+ et K^- à 200 GeV/c et interagissent avec une cible fixe de ^{12}C .

Une méthode de reconnaissance des π^0 de grande impulsion transverse dans le détecteur de l'expérience NA3 est détaillée. En faisceau de pions et de protons, le signal observé permet d'obtenir des spectres qui sont compatibles avec les données existantes, et qui prolongent le domaine de mesure de la production de π^0 jusqu'à une impulsion transverse de 5,8 GeV/c.

Le rapport des productions de π^0 en faisceau de protons et de pions est comparé avec les prévisions théoriques.

La première mesure de production de π^0 en faisceau de K^+ et de K^- est réalisée sur deux domaines d'impulsion transverse. Le spectromètre de l'appareillage permet d'effectuer quelques mesures sur les chargés associés aux π^0 : recherche de ρ chargé, et étude du moment transverse moyen des constituants du fragment de recul.

Mots clés : π^0 - production hadronique - parton - chromodynamique quantique - quark - gluon - impulsion transverse - fonctions de structure - hadron - photons directs.

Membres du Jury : MM. J. PEREZ Y JORBA, *Président*

J. BOUCROT
G. BURGUN
M. FONTANNAZ
A. ROUGE