

D

UNIVERSITE DE PARIS 7
U.E.R. DE PHYSIQUE

ANTA DIOP

ÉPOUSE COMPANT LA FONTAINE



CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050433

THÈSE DE 3^{ÈME} CYCLE

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE NUCLÉAIRE

OPTION : PHYSIQUE DES PARTICULES

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU COMPORTEMENT D'UN ABSORBEUR
ET A L'ETUDE D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE A FILS
DEVANT SUPPORTER UN HAUT FLUX DE PARTICULES

DIRECTEUR DE RECHERCHE : PIERRE DELPIERRE

PRÉSIDENT DU JURY : M. FROISSART

EXAMINATEURS : D. DECAMP

P. DELPIERRE

B. GROSSETETE

J. LEFRANCOIS

C
N

Thesis-1979-Diop

France
-79/02

23 MAI 1979

UNIVERSITE DE PARIS 7
U.E.R. DE PHYSIQUE

ANTA DIOP
ÉPOUSE COMPANT LA FONTAINE

THÈSE DE 3^{ÈME} CYCLE
SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE NUCLÉAIRE
OPTION : PHYSIQUE DES PARTICULES

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU COMPORTEMENT D'UN ABSORBEUR
ET A L'ETUDE D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE A FILS
DEVANT SUPPORTER UN HAUT FLUX DE PARTICULES

DIRECTEUR DE RECHERCHE : PIERRE DELPIERRE

PRÉSIDENT DU JURY : M. FROISSART

EXAMINATEURS : D. DECAMP

P. DELPIERRE

B. GROSSETETE

J. LEFRANCOIS

Résumé

Cette thèse présente tout d'abord l'expérience NA3 du C.E.R.N..

Une première partie est axée sur l'étude d'une chambre proportionnelle à fils, qui de part sa position dans l'appareillage doit supporter un haut flux de particules. Tous les problèmes que cela a entraîné ainsi que la manière dont ils ont été résolus y sont exposés.

Une seconde partie est consacrée à un absorbeur de hadrons, en y développant les problèmes de sa conception, ainsi que son comportement pendant l'expérience.

Abstract

This thesis briefly introduces the NA3 experiment at CERN.

The point of the first part is the study of a MWPC which may support a high flux of particles because of its position in the general layout. All the problems that have been induced are exposed and also the way they were solved.

The point of the second part is the hadrons absorber: its conception and its behaviour during the experiment.

T A B L E D E S M A T I E R E S

	Pages
I - <u>L'EXPERIENCE "LEZARD"</u>	1
A - Intérêt physique	1
B - Dispositif expérimental	13
C - Système de déclenchement de l'acquisition	23
II - <u>LA CHAMBRE A FILS PCO</u>	32
A - Caractéristiques de la PCO	32
B - Structure mécanique de la PCO	34
C - Electronique associée à la PCO	39
D - Tests préliminaires de la PCO	46
III - <u>L'ABSORBEUR</u>	56
A - Etude et conception	56
B - Comportement en expérience	67
C - Tests en faisceau de protons	84
<u>CONCLUSION</u>	87

C H A P I T R E I

L ' E X P E R I E N C E L E Z A R D

Le Léopard est un spectromètre à grande acceptance. Il comporte deux versions qui diffèrent principalement par la partie amont de l'appareillage.

La première version, comportant un absorbeur, est destinée à l'étude des créations de paires $\mu^+ \mu^-$ dans les interactions hadroniques du type : $\pi^\pm$, $K^\pm$ et $\bar{p}$ sur nucléons.

La seconde version, sans absorbeur mais avec des calorimètres et des compteurs Cerenkov, est destinée à l'étude des grands moments transverses associés à la création de paires e^+e^- .

Je ne parlerai ici que de la première version de l'expérience Production hadronique de paires de μ .

A/ INTERET PHYSIQUE

La production hadronique de paires de μ peut être interprétée par plusieurs mécanismes dont les principaux sont :

- la désintégration leptonique de particules lourdes
- le processus de Drell-Yan.

1/ La désintégration leptonique de particules lourdes

Les mésons de grande masse tels que le ψ et le T sont supposés être formés de quarks nouveaux : $c\bar{c}$ pour le ψ et $b\bar{b}$ pour le T .

La masse du ψ étant inférieure à la somme des masses de ses constituants, le ψ ne peut donc pas se désintégrer par interaction forte. Sa désintégration électromagnétique donne une paire de leptons : e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$.

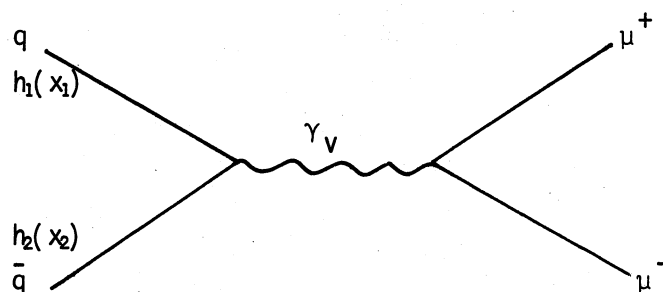
Il est permis de penser qu'il en est de même pour le T .

On peut donc en calculant la masse et l'impulsion équivalentes d'une paire de leptons (dans l'expérience une partie de μ) connaître la masse et l'impulsion de la particule qui a été créée et qui s'est désintégrée en une paire de μ .

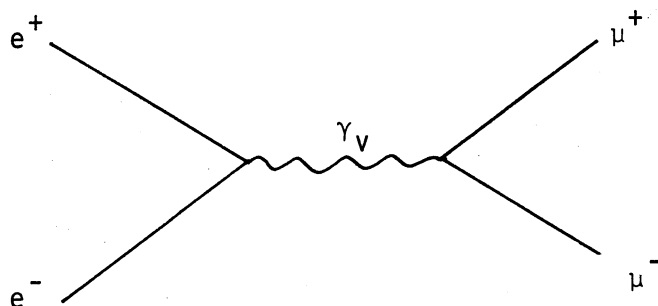
2/ Le mécanisme de Drell-Yan

a/ Aspects théoriques

Le mécanisme de Drell-Yan est une annihilation d'un quark venant d'un hadron avec un antiquark d'un autre hadron, qui donne un photon virtuel, lequel se décompose en une paire de leptons.



Les quarks étant supposés ponctuels, ce mécanisme présente une certaine analogie avec l'annihilation $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$.



Cette dernière interaction est bien connue (QED) et a comme section efficace :

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2} \quad \text{avec } Q^2 \text{ le carré de la masse}$$

du photon virtuel et $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$

On peut donc déduire la section efficace du mécanisme de Drell-Yan de celle de l'annihilation $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Mais il faut tenir compte pour chaque quark q_i :

- de sa charge Q_i
- de la fraction du moment du hadron qu'il emporte : x_j

ce qui donne : (1)

$$(1) \quad \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \frac{1}{3} \sum_i Q_i^2 \{ f_{q_i}^{h_1}(x_1) f_{\bar{q}_i}^{h_2}(x_2) + f_{q_i}^{h_2}(x_2) f_{\bar{q}_i}^{h_1}(x_1) \}$$

où M est la masse du photon virtuel et donc du dimuon,

et $f_{q_i}^h(x) dx$ est le nombre moyen de quarks de saveur i dans le hadron h ayant une fraction du moment compris entre x et $x + dx$.

Par exemple pour le proton dont la composition en quarks est uud on a en négligeant la mer $q\bar{q}$:

$$\int_0^1 f_u^p(x) dx = 2 \quad \text{et} \quad \int_0^1 f_d^p(x) dx = 1$$

Dans la formule (1) le facteur 1/3 indique que l'on ne veut pas différencier les trois couleurs de chaque quark.

Expérimentalement, on mesure pour chaque dimuon sa masse et son impulsion, ce qui permet de calculer le nombre de dimuons ayant une masse et une impulsion données.

On peut relier facilement x_1 et x_2 à la masse et à l'impulsion du dimuon.

En effet, soit $\sqrt{s}$ l'énergie totale dans le système du centre de masse des deux hadrons h_1 et h_2 . On a :

$$\left(E^*(h_1) + E^*(h_2) \right)^2 = s$$

$$\text{et} \quad p^*(h_2) = - p^*(h_1)$$

Si on néglige les masses des hadrons h_1 et h_2 on aura

$$E^*(h_1) = p^*(h_1) = E^*(h_2) = - p^*(h_2) = \frac{\sqrt{s}}{2}$$

Donc si le quark q_i emporte la fraction x_1 du moment du hadron h_1 on a :

$$p^*(q_i) = x_1 p^*(h_1) = \frac{x_1 \sqrt{s}}{2} ;$$

de même que pour le quark $\bar{q}_i$ en portant la fraction x_2 du moment du hadron h_2 on aura :

$$p^*(\bar{q}_i) = x_2 p^*(h_2) = - \frac{x_2 \sqrt{s}}{2}$$

En négligeant les moments transverses des quarks on aura pour le dimuon :

$$P^* // (2 \mu) = P^*(q_i) + P^*(\overline{q_i}) = (x_1 - x_2) \frac{\sqrt{s}}{2}$$

D'où la première relation :

$$x_1 - x_2 = \frac{2 P^* // (2 \mu)}{s} = X (2 \mu)$$

En négligeant la masse des quarks, l'énergie du dimuon sera :

$$\begin{aligned} E^*(2 \mu) &= E^*(q_i) + E^*(\overline{q_i}) \\ &= P^*(q_i) + P^*(\overline{q_i}) \\ &= (x_1 + x_2) \frac{\sqrt{s}}{2} \end{aligned}$$

Soit pour la masse du dimuon :

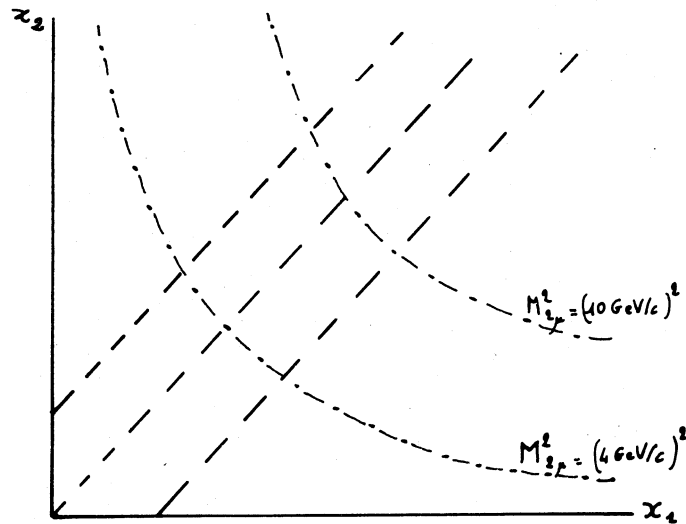
$$\begin{aligned} M^2(2 \mu) &= E^{*2}(2 \mu) - P^{*2}(2 \mu) \\ &= \left[(x_1 + x_2)^2 - (x_1 - x_2)^2 \right] \frac{s}{4} \\ &= x_1 x_2 s \end{aligned}$$

D'où la deuxième relation : $x_1 x_2 = \frac{M^2(2 \mu)}{s}$

On peut maintenant tracer le diagramme représentant $\frac{d^2 \sigma}{dx_1 dx_2}$ en fonction de x_1 et x_2 , sachant que

$$\frac{d^2N}{dx_1 dx_2} = L \times A \times \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} \quad \text{avec } A \text{ l'acceptance et } L$$

la luminosité de l'expérience.



Sur ce graphique une masse constante correspond à une branche d'hyperbole et les $x_{2\mu} = \text{constante}$ correspondent à des droites parallèles à la première bissectrice.

b/ Les fonctions de structure

Le mécanisme de Drell-Yan permet en outre de déterminer les fonctions de structure d'une particule, connaissant celle de l'autre particule de l'interaction.

Les fonctions de structure sont les $f_q^h(x)$ de l'expression (1).

Considérant dans l'expression (1) la partie entre crochets que nous noterons $F(h_1, h_2)$

$$F(h_1, h_2) = \sum_i Q_i^2 \left[f_{q_i}^{h_1}(x_1) \frac{f_{q_i}^{h_2}(x_2)}{q_i} + \frac{f_{q_i}^{h_1}(x_1)}{q_i} f_{q_i}^{h_2}(x_2) \right]$$

Nous allons développer les fonctions que l'on cherche à calculer dans l'expérience ayant comme hadrons : des nucléons et des pions, soit :

$$F(\pi^-, p); F(\pi^-, n); F(\pi^+, p) \text{ et } F(\pi^+, n) .$$

On a déjà vu que la composition en quarks de ces hadrons sont :

$p : uud$; $n : udd$; $\pi^+ : u\bar{d}$; $\pi^- : \bar{u}d$, et la charge des quarks est $d : -1/3$ et $u : +2/3$.

Pour simplifier les calculs on fait le changement de notation suivant :

$$x f_q^h(x) = q^h(x)$$

Chaque particule est constituée de quarks de valence qui déterminent sa composition, et d'une "mer" infinie de paires de quark-antiquark $q\bar{q}$.

Nous n'avons en réalité aucun moyen de déterminer le nombre exact de saveurs de la mer. Cependant, comme dans cette expérience nous avons l'intention de négliger l'importance des quarks de la mer par rapport à celle des quarks de valence, nous pouvons ne choisir que u , d et s comme saveur de la mer pour simplifier les calculs.

Chaque fonction de structure peut se décomposer en une somme de la fonction du quark de valence et de la fonction du quark de la mer soit :

$$q^h = q_v^h + q_s^h$$

On obtient donc pour $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^-$

$$F(\pi^-, p) = \frac{1}{9} \left[4(\cancel{u_v^+} + u_s^+) (\cancel{\bar{v}_v^-} + \bar{u}_s^-) + (d_v^+ + d_s^+) (\cancel{\bar{d}_v^-} + \bar{d}_s^-) \right. \\ \left. + (\cancel{s_v^+} + s_s^+) (\cancel{\bar{s}_v^-} + \bar{s}_s^-) + 4(\bar{u}_v^- + \bar{u}_s^-) (u_v^+ + u_s^+) \right. \\ \left. + (\cancel{\bar{d}_v^-} + \bar{d}_s^-) (d_v^+ + d_s^+) + (\cancel{\bar{s}_v^-} + \bar{s}_s^-) (\cancel{s_v^+} + s_s^+) \right]$$

Les termes barrés correspondent à des quarks de valence inexistant dans le hadron considéré.

On suppose que pour une particule donnée toutes les fonctions de structure des quarks de la mer sont égales ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} u_S^p &= d_S^p = s_S^p = \bar{u}_S^p = \bar{d}_S^p = \bar{s}_S^p = S^p \\ u_S^\pi &= d_S^\pi = s_S^\pi = \bar{u}_S^\pi = \bar{d}_S^\pi = \bar{s}_S^\pi = S^\pi \end{aligned} \quad \text{valable pour } \pi^+ \text{ et } \pi^-$$

De plus, pour les quarks de valence dans les pions on suppose que :

$$u_V^{\pi^+} = \bar{u}_V^{\pi^-} = d_V^{\pi^-} = \bar{d}_V^{\pi^+} = V^\pi$$

Ce qui nous donne finalement, en notant $u_V^p = U^p$ et $d_V^p = D^p$:

$$F(\pi^-, p) = \frac{1}{9} \left[V^\pi (4U^p + 5S^p) + S^\pi (4U^p + D^p + 12S^p) \right]$$

On peut déduire facilement $F(\pi^-, n)$ en supposant que :

$$D^n = U^p \quad ; \quad U^n = D^p \quad \text{et} \quad S^n = S^p \quad \text{soit}$$

$$F(\pi^-, n) = \frac{1}{9} \left[V^\pi (4D^p + 5S^p) + S^\pi (4D^p + U^p + 12S^p) \right]$$

Pour l'interaction d'un π^- sur un noyau $\frac{A}{Z} X$ on aura donc :

$$\begin{aligned} F(\pi^-, X) &= \frac{Z}{A} F(\pi^-, p) + \frac{A-Z}{A} F(\pi^-, n) \\ &= \frac{1}{9} \left[V^\pi \left(4 \left(\frac{Z}{A} U^p + \frac{A-Z}{A} D^p \right) + 5S^p \right) + S^\pi \left(\frac{3Z+A}{A} U^p + \frac{4A-3Z}{A} D^p + 12S^p \right) \right] \end{aligned}$$

De même on a pour $\pi^+ p$ et $\pi^+ n$:

$$F(\pi^+, p) = \frac{1}{9} \left[v^\pi (D^p + 5S^p) + s^\pi (4U^p + D^p + 12S^p) \right]$$

$$F(\pi^+, n) = \frac{1}{9} \left[v^\pi (U^p + 5S^p) + s^\pi (4D^p + U^p + 12S^p) \right]$$

$$F(\pi^+, X) = \frac{1}{9} \left[v^\pi \left(\frac{Z}{A} D^p + \frac{A-Z}{A} U^p + 5S^p \right) + s^\pi \left(\frac{3Z+A}{A} U^p + \frac{4A-3Z}{A} D^p + 12S^p \right) \right]$$

Dans ces expressions de $F(\pi, N)$ on a donc cinq inconnues : v^π , s^π , U^p , D^p et S^p .

Avec leur règle de comptage, Brodsky et Farrar (2) prédisent une allure des fonctions de structure pour une particule ayant N quarks :

$$f_q^h(x) \propto (1-x)^{2N-3}$$

Cette règle de comptage donne pour le proton qui a trois quarks :

$$U^p \text{ et } D^p \text{ proportionnels à } (1-x)^3$$

Et pour le pion qui n'a que deux quarks cette loi prédit :

$$v^\pi \propto (1-x)$$

En fait, les fonctions de structures du proton ont été mesurées lors de l'étude de la diffusion profondément inélastique (e^- ou μ^-) - proton (3). Une paramétrisation simplifiée des résultats est la suivante :

$$U^p = A (1-x)^3 x^{0,6}$$

$$D^p = B (1-x)^4 x^{0,6}$$

$$S^p = C (1-x)^7$$

Les comportements en $(1 - x)$ suivent les prédictions de Feymann et Field (4).

Les coefficients A et B sont obtenus par normalisation des fonctions U^P et D^P :

$$\int_0^1 \frac{U^P}{x} dx = 2 \quad \text{et} \quad \int_0^1 \frac{D^P}{x} dx = 1$$

$$\text{On a donc : } U^P = 3(1 - x)^3 x^{0,6} \quad \text{et} \quad D^P = 1,72(1-x)^4 x^{0,6}$$

Le coefficient C est plus compliqué à obtenir. En effet, il faut calculer le moment emporté par les quarks.

$$\int_0^1 (u_v + u_s) dx + \int_0^1 (d_v + d_s) dx + \int_0^1 s_s dx + \int_0^1 \bar{u}_s dx + \dots = 1 - \epsilon$$

Pour les quarks de valence, la fraction moyenne du moment du hadron h emporté par le quark de saveur q est donnée par

$$\int_0^1 q_v^h(x) dx$$

$$\text{Soit pour u : } \int_0^1 u_v(x) dx = \int_0^1 3(1 - x)^3 x^{0,6} dx = 0.261$$

$$\text{et pour d : } \int_0^1 d_v(x) dx = \int_0^1 1,72(1 - x)^4 x^{0,6} dx = 0.107$$

La fraction du moment emporté par tous les quarks est $1 - \epsilon$, ϵ étant la fraction du moment emporté par les gluons. Une mesure expérimentale du ϵ dans une expérience avec des neutrinos a donné $\epsilon = 0,5$ (5)

Si l'on suppose que la mer ne contient que les saveurs d, u et s, on a :

$$6 \int_0^1 C(1-x)^7 dx + \int_0^1 U^P dx + \int_0^1 D^P dx = 0,5$$

Soit : $C = 0,176$ et $S^P = 0,176 (1-x)^7$

Des cinq inconnues, il ne nous en reste plus que deux : V^π et S^π . L'un des buts de l'expérience Lézard est de déterminer la valeur de ces deux inconnues : V^π et S^π , par la mesure de la section efficace du mécanisme de Drell-Yan.

Tout d'abord avec $\sigma(\pi^- \frac{A}{Z} X \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ puis en confirmant avec $\sigma(\pi^+ \frac{A}{Z} X \rightarrow \mu^+ \mu^-)$

c/ Comparaisons des sections efficaces $\sigma(\pi^+ X \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ et $\sigma(\pi^- X \rightarrow \mu^+ \mu^-)$.

A grande masse, c'est-à-dire aux grands x , on peut négliger les termes de la mer dans l'expression de la section efficace de Drell-Yan. Ce qui nous donne :

$$\sigma(\pi^+ X \rightarrow \mu^+ \mu^-) \propto \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \frac{1}{3} \left[\frac{1}{9} V^\pi \left(\frac{Z}{A} D^P + \frac{A-Z}{A} U^P \right) \right]$$

$$\text{et } \sigma(\pi^- X \rightarrow \mu^+ \mu^-) \propto \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \frac{1}{3} \left[\frac{1}{9} V^\pi 4 \left(\frac{Z}{A} U^P + \frac{A-Z}{A} D^P \right) \right]$$

$$\text{soit } \frac{\sigma(\pi^+ X \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(\pi^- X \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{1}{4} \frac{(Z/A) D^P + (1 - Z/A) U^P}{(1 - Z/A) D^P + (Z/A) U^P}$$

$$\text{si } Z/A = \frac{1}{2} \quad \text{on a } \frac{\sigma(\pi^+ X \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(\pi^- X \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{1}{4}$$

Dans l'expérience la cible est en platine, on a donc $\frac{Z}{A} = 0.4$

$$\text{soit } \frac{\sigma(\pi^+ Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(\pi^- Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{1}{4} \frac{0,4 + 0,6 U^P/D^P}{0,4 U^P/D^P + 0,6}$$

On peut prendre pour U^P/D^P différentes valeurs :

$$\begin{array}{ll}
 \frac{U^P}{D^P} = 2 : \text{modèle naïf des quarks} & \frac{\sigma(\pi^+ Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(\pi^- Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = 0.286 \\
 \frac{U^P}{D^P} \rightarrow 5 : \text{Farrar et Jackson (6)} & \frac{\sigma(\pi^+ Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(\pi^- Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \rightarrow 0.327 \\
 x \rightarrow 1 & x \rightarrow 1 \\
 \frac{U^P}{D^P} \rightarrow \infty : \text{Feynman et Field (4)} & \frac{\sigma(\pi^+ Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(\pi^- Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \rightarrow 0.375 \\
 x \rightarrow 1 & x \rightarrow 1
 \end{array}$$

Les premiers résultats expérimentaux du Lézard donnent un rapport $\frac{\sigma(\pi^+ Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(\pi^- Pt \rightarrow \mu^+ \mu^-)}$ plus proche de 0.37 que des autres valeurs. Mais il faut attendre d'avoir une plus grande statistique pour donner un résultat significatif.

d/ Intérêt des grands moments transverses

Dans l'expérience "Lézard" on s'intéresse aux μ ayant un grand moment transverse. La raison en est que l'on veut pouvoir négliger la mer dans les fonctions de structure.

En effet, si les μ du dimuon ont un grand moment transverse, la masse du dimuon sera également grande, et chacun des quarks q_i et $\bar{q}_i$ emporteront une fraction x du moment de chaque hadron plus grande.

On a vu que, selon Feynman et Field, la mer du proton avait une fonction de structure proportionnelle à $(1-x)^7$, donc plus x est grand, moins la mer a d'importance.

B/ DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1/ Description générale

L'idée maîtresse de ce spectromètre est d'utiliser un aimant d'analyse le plus grand possible et placé le plus près possible de la cible afin d'augmenter l'acceptance totale de l'appareillage.

De plus, pour l'étude des paires de μ , il faut éliminer au maximum les hadrons afin d'éviter que leur désintégration ne donne des μ parasites. Pour cela on utilise un absorbeur situé juste en aval de la cible (fig. I.B.1.).

Un mur de fer de 1 m d'épaisseur situé à 15 m en aval de la cible permet de sélectionner définitivement les μ .

La localisation des trajectoires des particules est assurée par un ensemble de six chambres proportionnelles à fils. Cet ensemble peut être divisé en deux groupes : l'un avant et l'autre après l'aimant.

L'ensemble de l'appareillage présente une symétrie haut-bas. L'acceptance de chacune des deux parties est de 15 à 165 mrad dans le système du laboratoire, ce qui correspond à un angle solide $\Delta\Omega \approx 35\% \text{ de } 4\pi$ pour des particules d'impulsion supérieure à 5 GeV/c.

2/ Les faisceaux

On a utilisé deux faisceaux de hadrons, l'un de particules positives, l'autre de particules négatives, produit par l'interaction du faisceau primaire de protons de 400 GeV/c sur une cible de Beryllium.

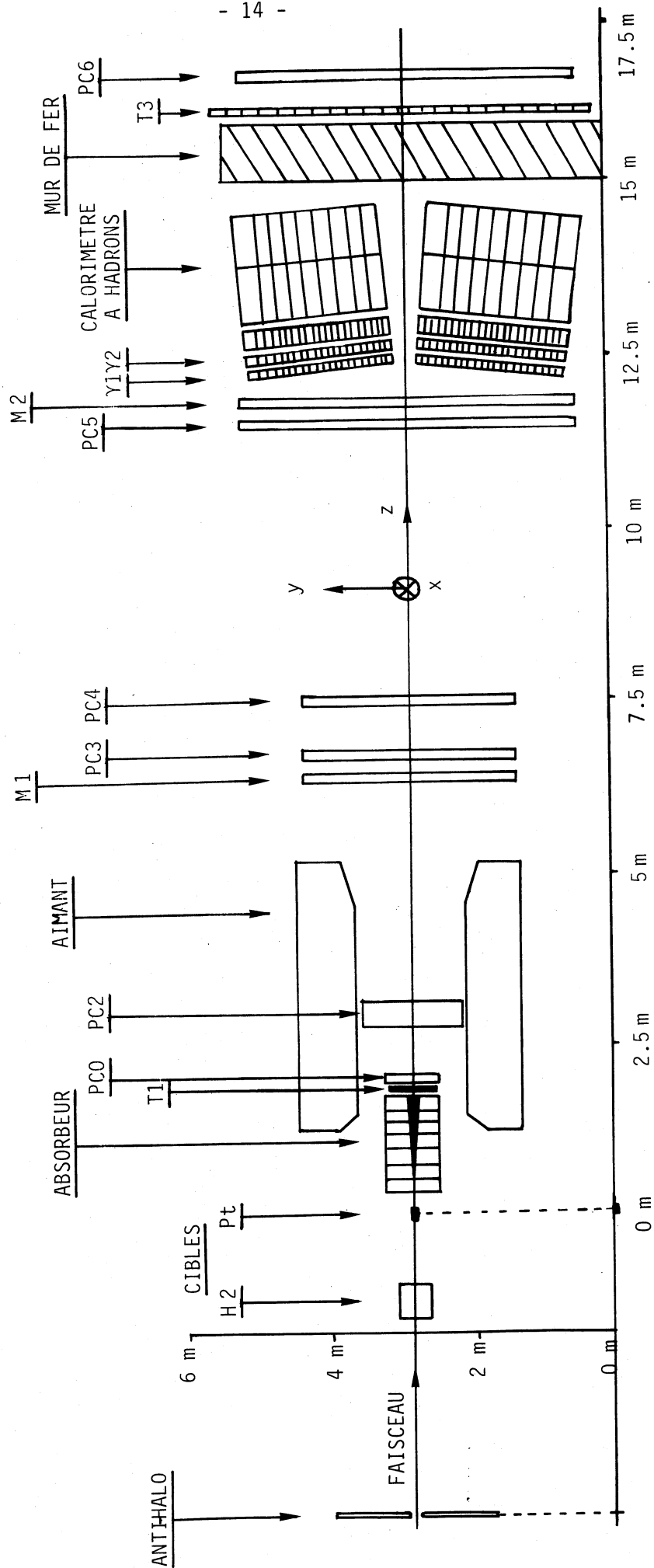


Fig I.B.1.

On peut identifier les particules des faisceaux grâce à deux compteurs Cerenkov à seuil et à deux compteurs Cerenkov différentiels ou CEDAR, situés en amont des cibles expérimentales.

La composition et l'impulsion des faisceaux sont données par le tableau suivant :

+ 200 GeV/c	35 % Π^+	5 % K^+	60 % P
- 200 GeV/c	96 % Π^-	3.5 % K^-	0.6 % $\bar{P}$

3/ Les cibles

Il y a deux cibles :

- une cible de platine de 11 cm de long et de 6 mm de diamètre. C'est le centre de cette cible qui détermine le point origine de tout l'appareillage.
- une cible d'hydrogène de 30 cm de long située en amont de la cible de platine.

4/ L'aimant

C'est un aimant supraconducteur dipolaire de 3,5 m de long.

Le volume du champ magnétique utile est un cylindre de 1,6 m de diamètre et ayant le faisceau comme axe. Le champ magnétique est vertical. Afin d'augmenter l'acceptance, le cylindre a été élargi en un cône de 10° dans sa partie aval.

Son poids total est de 230 tonnes.

Son pouvoir de courbure $Bd1 = 4,04 \text{ Txm}$ pour un champ magnétique maximal de 1,7 Tesla.

5/ L'absorbeur

Il est situé à 40 cm de la cible de platine et il doit absorber d'une part le faisceau des particules n'ayant pas interagi dans les cibles ; et, d'autre part, les hadrons produits avant qu'ils ne se désintègrent en μ . C'est pour cela qu'il est composé de deux métaux : en son centre, de l'uranium pour arrêter le faisceau, avec autour du fer pour arrêter les hadrons.

Cet absorbeur est donc formé de sept blocs de fer de 20 cm d'épaisseur plus un huitième bloc de 10 cm d'épaisseur, soit une longueur totale de 1,50cm (fig. III.B.1).

Chaque bloc de fer a en son centre un cylindre d'uranium dont le rayon varie d'un bloc à l'autre. Ainsi l'ensemble des huit blocs contient en son centre un cône d'uranium d'environ 30 mrad d'angle par rapport à la cible de platine.

L'étude détaillée de cet absorbeur constitue le chapitre III.

6/ Les chambres proportionnelles

Elles sont de deux types différents :

a/ deux chambres proportionnelles à lecture cathodique qui participent au système de déclenchement de l'acquisition et que je détaillerai plus loin.

b/ six chambres à lecture par les fils servant à la reconstruction des trajectoires et dont les caractéristiques sont données dans le tableau suivant :

Nom	PC $\emptyset$	PC 2	PC3-PC4	PC 5	PC 6
Dimensions	0,6x0,6m ²	$\emptyset = 1,4m$	2,6x3,2m ²	4,1x4,3m ²	4,1x4,3m ²
Nombre(*) de Plans	6(XYUVYX)	6(XYUVYX)	6(XYUVYX)	4(XXYX)	3(XYX)
Nombre de fils actifs par plan	316(X,Y) 320(U,V)	446	1024(X,U,V) 864 (Y)	1408(X) 1344(Y)	1048(X) 1344(X)
Espacement des fils	2mm(X,Y) 3mm(U,V)	3mm	3mm	3mm	3mm

* codage fait dans le sens du faisceau et avec les notations suivantes :

X : plan à fils verticaux

Y : plan à fils horizontaux

U,V : plan à fils obliques

Inclinaison de 45° sur la verticale pour PC0-PC2
15° " " " " PC3-PC4

7/ Les détecteurs du "trigger"

Le système de déclenchement de l'acquisition ou "trigger" utilise trois sortes de détecteurs ayant comme point commun d'être divisés en bandes horizontales.

a/ Les hodoscopes

Il y en a trois :

- le T₁ placé entre l'absorbeur et la PC0
- le T₃ situé après le mur de fer
- le T₂ qui est en fait le second plan hodoscope du calorimètre à gerbes électromagnétiques (calorimètre qui ne sert pas dans cette version) et qui est situé juste avant le mur de fer.

b/ La_PC2

Ses caractéristiques ont été données au paragraphe précédent.

Ce n'est pas la chambre tout entière qui participe au "trigger", mais seulement le premier plan Y.

En effet, ce plan est bien situé entre les cibles et le Y2, et on peut regrouper ses fils de manière à constituer des bandes horizontales.

c/ Les_chambres_à_damiers

Ce sont deux chambres proportionnelles M_1 et M_2 d'un type particulier.

Elles ont pour rôle de déterminer, en cours d'expérience, l'impulsion transverse d'une particule d'après la déviation de sa trajectoire lors du passage dans le champ magnétique et de son angle vertical.

M_1 est située à la sortie de l'aimant et avant la PC3, M_2 est située entre la PC5 et les calorimètres.

La particularité de ces chambres vient du fait que la lecture des informations se fait sur la cathode et non sur les fils. Pour faciliter cette lecture c'est le plan de fils qui est porté à un potentiel positif et la cathode est à la masse.

La cathode est divisée en petites surfaces isolées les unes des autres, appelées damiers. La lecture de ces données se fait par couplage capacitif.

Ce condensateur est constitué d'une couche de mylar de 75μ d'épaisseur servant de diélectrique, mylar qui est recouvert sur sa face interne (côté fils) de carbone et

sur sa face externe de laque d'argent. Ce sont les damiers "laque d'argent" qui sont lus.

Choix de la géométrie des damiers

Si l'on suppose que M_1 est à la distance L_1 de la cible de platine et M_2 à la distance L_2 , on aura comme coordonnées des points d'impact de la trajectoire d'une particule dans M_1 et M_2 :

$$Y_1 = L_1 \operatorname{tg} \theta_V \quad ; \quad X_1 = L_1 \operatorname{tg} \theta_H + \frac{A}{p}$$

$$Y_2 = L_2 \operatorname{tg} \theta_V \quad ; \quad X_2 = L_2 \operatorname{tg} \theta_H + \frac{B}{p}$$

où θ_V et θ_H sont les angles verticaux et horizontaux de la trajectoire de la particule avant le passage de l'aimant, et $\frac{A}{p}$ et $\frac{B}{p}$ sont les flèches (ou déviations horizontales dues au champ magnétique multipliées par la distance entre l'axe de l'aimant et les chambres M_1 et M_2 respectivement) et p l'impulsion de la particule.

On peut alors définir dans M_1 et dans M_2 les angles θ_1 et θ_2 tels que :

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{X_1}{Y_1} = \frac{\operatorname{tg} \theta_H}{\operatorname{tg} \theta_V} + \frac{A}{L_1 p \operatorname{tg} \theta_V}$$

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{X_2}{Y_2} = \frac{\operatorname{tg} \theta_H}{\operatorname{tg} \theta_V} + \frac{B}{L_2 p \operatorname{tg} \theta_V}$$

$$\text{Soit } \operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1 = \left(\frac{B}{L_2} - \frac{A}{L_1} \right) \frac{1}{p \operatorname{tg} \theta_V}$$

On note P_{TV} l'impulsion transverse verticale $p \operatorname{tg} \theta_V$

On voit donc que $\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1$ permet de mesurer P_{TV} .

Calcul du facteur $\frac{B}{L_2} - \frac{A}{L_1}$

En notant L_0 la distance du centre de l'aimant à la cible
et $B = \int B \, dl$ on a :

$$\frac{B}{L_2} = e B \frac{L_2 - L_0}{L_2} \quad \text{et} \quad \frac{A}{L_1} = e B \frac{L_1 - L_0}{L_1}$$

$$\text{soit} \quad \frac{B}{L_2} - \frac{A}{L_1} = e B L_0 \left(\frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2} \right)$$

soit avec $L_0 = 3,34 \, \text{m}$, $L_1 = 6,52 \, \text{m}$, $L_2 = 11,99 \, \text{m}$ et

$$\begin{aligned} B &= 4.04 \, \text{Txm} \\ &= 1.212 \, \text{GeV/ec} \end{aligned}$$

Il apparaît donc que la meilleure manière de diviser la cathode en "damiers" est la suivante :

- tout d'abord faire des bandes horizontales ayant par rapport à la cible le même angle θ_V pour M_1 et M_2 ,
- puis de diviser chaque bande en damiers, de telle manière que la tangente de l'angle que fait un damier avec la verticale, soit un multiple de la tangente de l'angle du premier damier. La tangente de l'angle du premier damier doit aussi être la même pour M_1 et M_2 (les chambres sont homothétiques).

On a alors en notant N le numéro du damier dans lequel passe la trajectoire (numérotation de l'axe vertical de la chambre).

$$\operatorname{tg} \varnothing_1 \approx N_1 \operatorname{tg} \varnothing$$

$$\text{et } \operatorname{tg} \varnothing_2 \approx N_2 \operatorname{tg} \varnothing$$

$$\text{soit } \operatorname{tg} \varnothing_2 - \operatorname{tg} \varnothing_1 \approx (N_2 - N_1) \operatorname{tg} \varnothing = \frac{0.28}{P_{TV}}$$

$$\text{ou } P_{TV} = \frac{0.28}{N_2 - N_1} \times \frac{1}{\operatorname{tg} \varnothing}$$

Cela donne bien une corrélation entre la différence des numéros de damiers traversés et le P_{TV} .

Géométrie des chambres à damiers dans le Lézard

Les deux chambres M_1 et M_2 se correspondent homothétiquement dans un rapport 1,85.

Elles sont symétriques par rapport à leur centre (fig. I.B.3) qui est en fait le point de passage de l'axe du faisceau. Il suffit donc pour les décrire de ne décrire qu'un quart.

Chaque quart couvre un angle de 60° en partant de l'axe vertical. Il est divisé en dix bandes horizontales, chaque bande définissant un angle $\Delta\theta_v = 0,86^\circ$ par rapport à la cible de platine.

La première bande commence à 10 cm du faisceau dans M_1 et donc à 18,5 cm dans M_2 . De plus, elle a pour particularité de n'avoir que 16 damiers. La largeur de chaque damier est définie par :

$$X = \operatorname{tg} \theta \quad \text{avec} \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{tg} 60^\circ}{16} = \frac{\sqrt{3}}{16}$$

θ étant l'angle du premier damier en partant de la verticale.

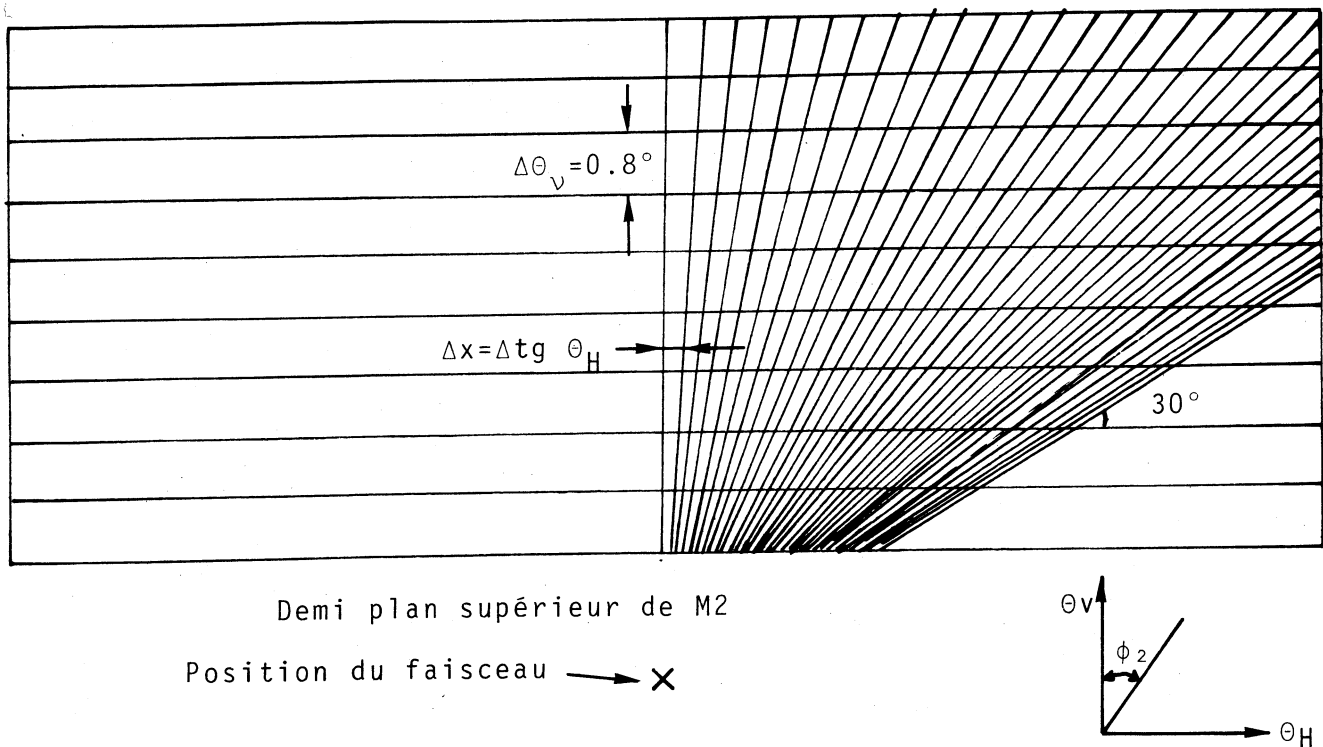


Fig I.B.2

Les neuf autres bandes devraient avoir 32 damiers ayant pour largeur : $X = Y \text{ tg } \theta$ avec $\text{tg } \theta = \frac{\text{tg } 60^\circ}{32} = \frac{\sqrt{3}}{32}$.

En fait les chambres étant rectangulaires, les dernières bandes sont tronquées, ce qui réduit leur nombre de damiers.

En effet il y a :

- 28 damiers pour la 8ème bande
- 25 damiers pour la 9ème bande
- 22 damiers pour la 10ème bande.

La corrélation entre le numéro des damiers et le P_{TV} est :

$$P_{TV} = \frac{0.28}{(N_2 - N_1) \text{ tg } \theta} = \frac{5.19}{N_2 - N_1}$$

C/ SYSTEME DE DECLENCHEMENT DE L'ACQUISITION OU "TRIGGER"

1/ Son rôle

On estime que le taux d'interaction des pions de 200 GeV/c d'impulsion sur une cible de platine est d'environ 30%. Donc, pour un faisceau ayant environ $3 \cdot 10^7$ particules par cycle, le nombre des interactions sera de 10^7 par cycle.

Le système d'acquisition du calculateur ne pouvant accepter qu'environ 50 événements par burst, il faut un coefficient de réjection de $2 \cdot 10^5$.

L'expérience ayant pour but d'étudier la production hadronique de muons, il faut tout d'abord rejeter tous les événements sans muon.

De plus, on a vu que pour étudier le mécanisme de Drell-Yan, ou la désintégration des particules de hautes masses, on avait intérêt à sélectionner les μ ayant un moment transverse élevé. Le second critère de rejet sera donc les petits moments transverses.

Il existe encore une autre catégorie d'événements à rejeter, ce sont les μ du "halo". Les μ du "halo" sont des qui ont été produits par la désintégration des π du faisceau durant son transport.

Un moyen de rejeter ce type d'événements est donc ne sélectionner que les particules dont la projection de la trajectoire dans le plan vertical pointe vers la cible de platine.

Pour cela, il faut que les détecteurs du "trigger" soient divisés en bandes horizontales, et que ces bandes se correspondent en pointant vers la cible de platine.

En fait, le système de déclenchement se fait en deux étapes :

- un "prétrigger" très simplifié, faisant une première réjection,
- un "trigger" plus élaboré, déclenchant véritablement la prise de données.

2/ Le Prétrigger

a/ Son rôle

Le prétrigger sert à plusieurs choses,

- réduire le nombre de traces produites dans les chambres PC0 et PC2 par une coïncidence rapide sur chaque fil,
- déclencher le traitement des données des chambres à damiers.

b/ Son élaboration (fig. I.C.1)

La formule générale du prétrigger est la suivante :

$$PT = T_1 \times (T_3 \times \gamma^2)_{\text{maj}} \times "HaTo" \times \text{Temps Mort.}$$

Nous allons étudier en détail cette formule :

i/ le T1

C'est l'hodoscope placé juste après l'absorbeur. Il donne la base de temps de l'événement.

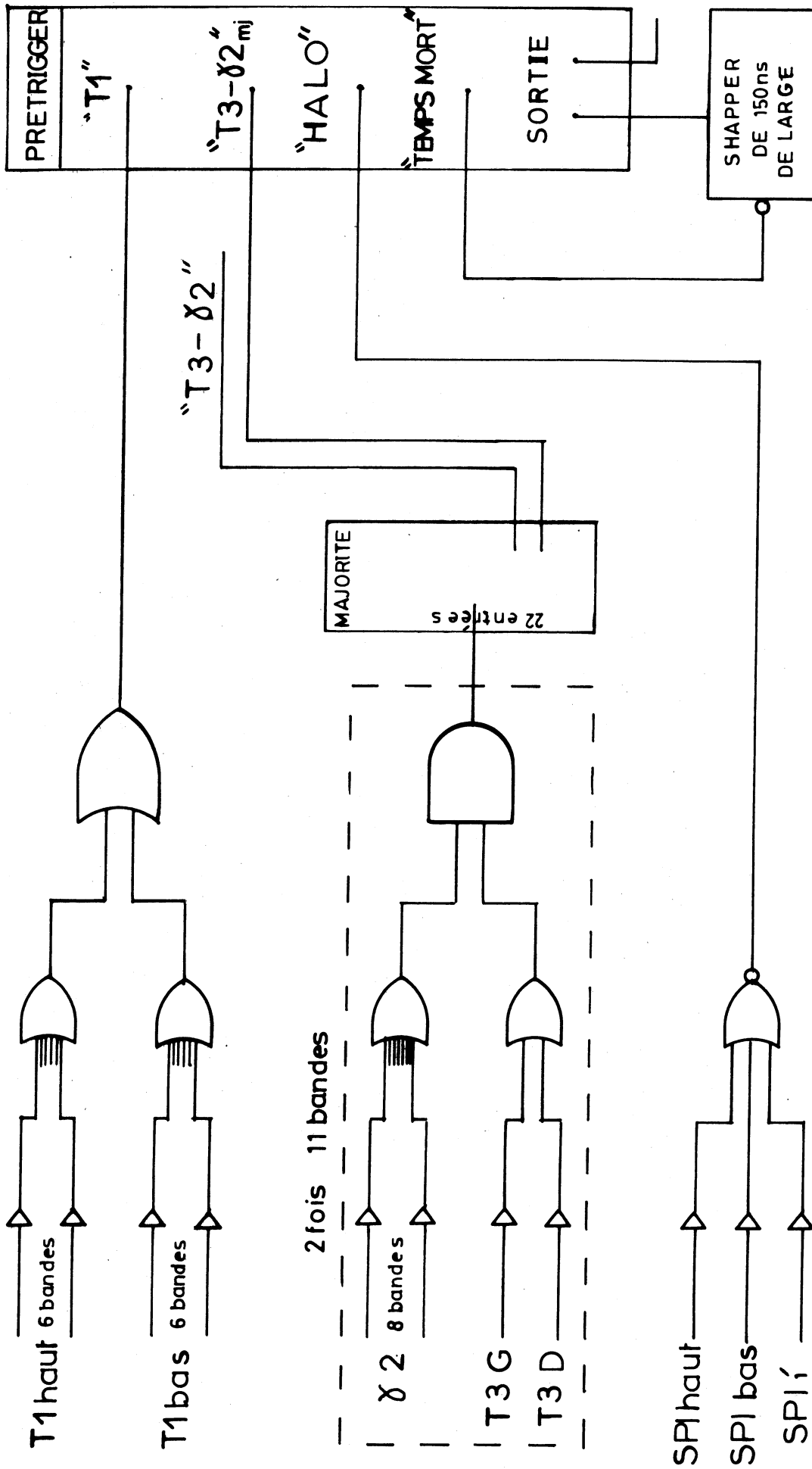


Fig.1.C.1

En effet, les lattes du T_1 étant de petite taille, 30 cm de longueur, la différence de temps de parcours des signaux dans ses lattes (ou "jitter") est très faible : environ 2 ns. Alors que dans les hodoscopes T3 et $\gamma 2$, les lattes étant beaucoup plus longues (de 1,50 m à 2 m), le "jitter" du signal T3- $\gamma 2$ est très important : environ 25 ns.

Donc la mise en coïncidence du signal du T_1 avec le (T3- $\gamma 2$)maj et le "HaTo" permet d'obtenir une impulsion de prétrigger bien définie en temps, à condition que l'impulsion du T1 arrive légèrement en retard par rapport à l'impulsion (T3- $\gamma 2$)maj.

ii/ (T3 x $\gamma 2$)maj

Le T3 étant l'hodoscope situé en aval du mur de fer, le signal du T3 indique qu'il y a bien des muons dans l'événement.

L'impulsion du T3 mis en coïncidence avec celui du $\gamma 2$ permet de définir des trajectoires rectilignes dans le plan vertical.

Le fait que T3 et $\gamma 2$ n'aient pas le même nombre de bandes horizontales oblige à faire un "flou" entre les bandes de T3 et celles de $\gamma 2$ pour que les trajectoires pointent vers la cible. Les détails du "flou" sont donnés sur la figure I.C.2.

Pour réduire le nombre de coïncidences fortuites, on demande qu'il y ait au moins 2 μ , donc deux coïncidences T3- $\gamma 2$ à chaque événement. On passe donc par un circuit "majoritaire" qui ne donne une impulsion de sortie que s'il y a eu au moins deux bandes (T3 x $\gamma 2$) qui ont donné chacune une impulsion à l'entrée.

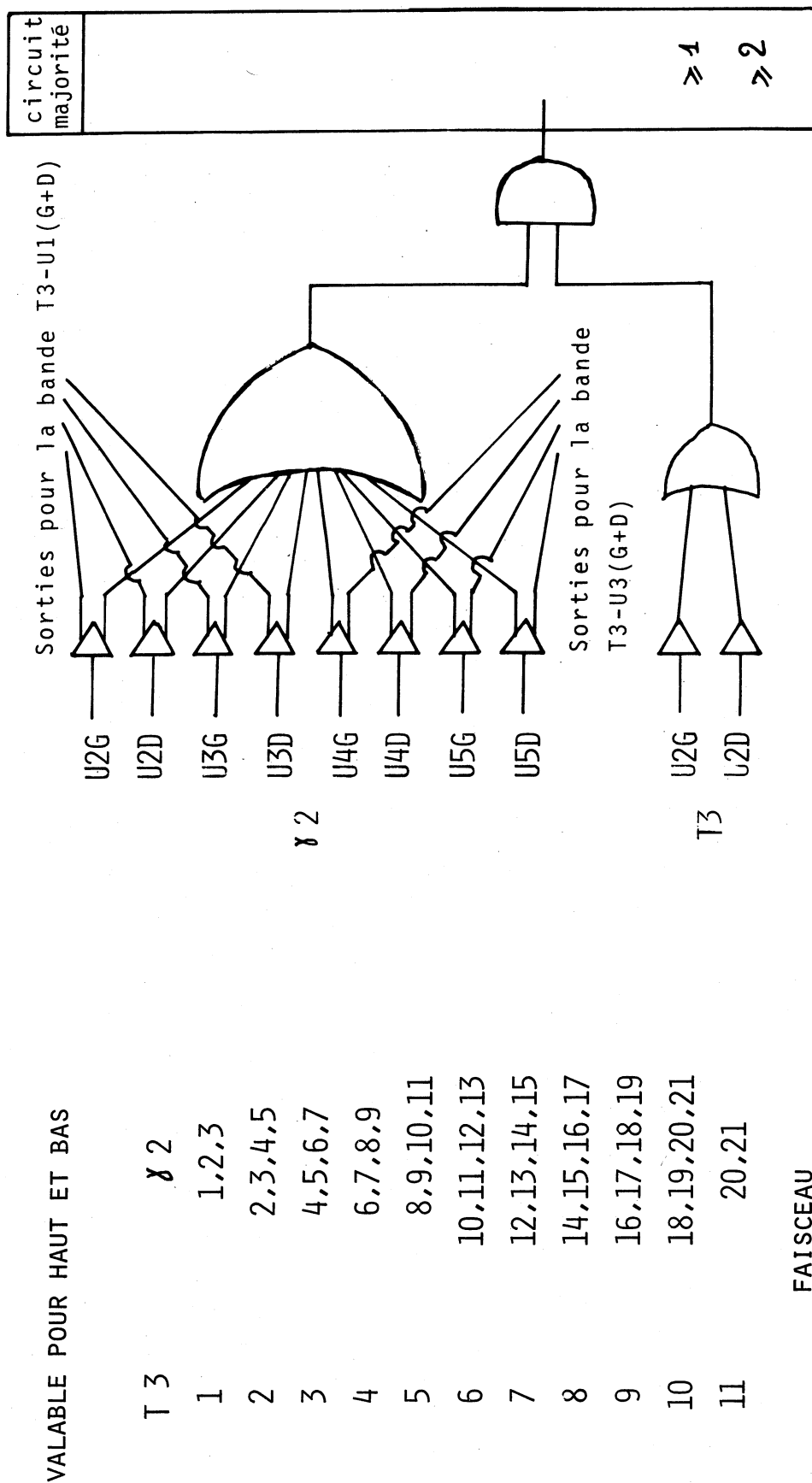


Fig 1.C.2.

iii/ le "Halo"
.....

Le signal "Halo" est en fait une coïncidence de signaux provenant de plusieurs scintillateurs entourant le faisceau et placés en amont des cibles hydrogènes et platine. Le "Halo" mis en antikoïncidence dans le prétrigger sert à éliminer les particules chargées qui sont à plus de 3 cm de l'axe du faisceau.

iv/ le "Temps Mort"
.....

Il sert à interdire la formation de nouveaux prétriggers pendant 150 ns après un prétrigger. Ceci pour éviter d'admettre un nouvel événement avant que l'électronique des chambres ne soit de nouveau active.

3/ Le Trigger

a/ Son rôle

C'est de déclencher l'acquisition générale des données quand les trajectoires pointent bien vers les cibles, et que les événements sont de l'un des deux types suivants :

- i/ 1 muon ayant un moment transverse vertical (P_{TV}) supérieur à 1 GeV/c, accompagné d'un autre dans l'acceptance de l'appareillage.
- ii/ 2 muons ayant chacun un P_{TV} supérieur à 0,7 GeV/c.
Le fait de rechercher deux types d'événements implique d'avoir deux types de triggers.

b/ Elaboration de deux triggers (fig. I.C.3.)

Les formules des triggers sont les suivantes :

- pour le 1er type d'événements

$$TR\ 1 = PT \times \left[(T3 - Y2) \times CP2 \right]_{mj \geq 2} \times \left[(T3 - Y2) \times \Delta M \leq 5 \right]$$

- pour le 2ème type d'événements :

$$TR\ 2 = PT \times \left[(T3 - Y2) \times CP2 \right] \times \left[(T3 - Y2) \times \Delta M \leq 7 \right]_{mj \geq 2}$$

Détail des formules

i/ $(T3 - Y2) \times CP2$

Etant donné la position des hodoscopes T3 et Y2 et à cause du flou, la coïncidence $(T3 - Y2)_{mj}$ n'assure pas totalement qu'une trajectoire pointe vers la cible de platine.

Pour une meilleure assurance il faut introduire une coïncidence avec le signal d'un autre détecteur placé plus près de la cible. C'est pourquoi on utilise le signal de la CP2, qui comme nous l'avons vu au paragraphe B.7 a son plan Y_1 divisé en bandes horizontales.

Pour réaliser la coïncidence $(T3 \times Y2) \times CP2$, il faut ici encore faire un "flou" car les nombres de bandes ne sont pas égaux. On obtient alors 18 bandes.

ii/ $\Delta M \leq n \cdot (T3 - Y2)$

Comme nous l'avons vu au paragraphe B.7, c'est grâce aux chambres à damiers M_1 et M_2 que l'on peut calculer grossièrement le P_{TV} d'une particule.

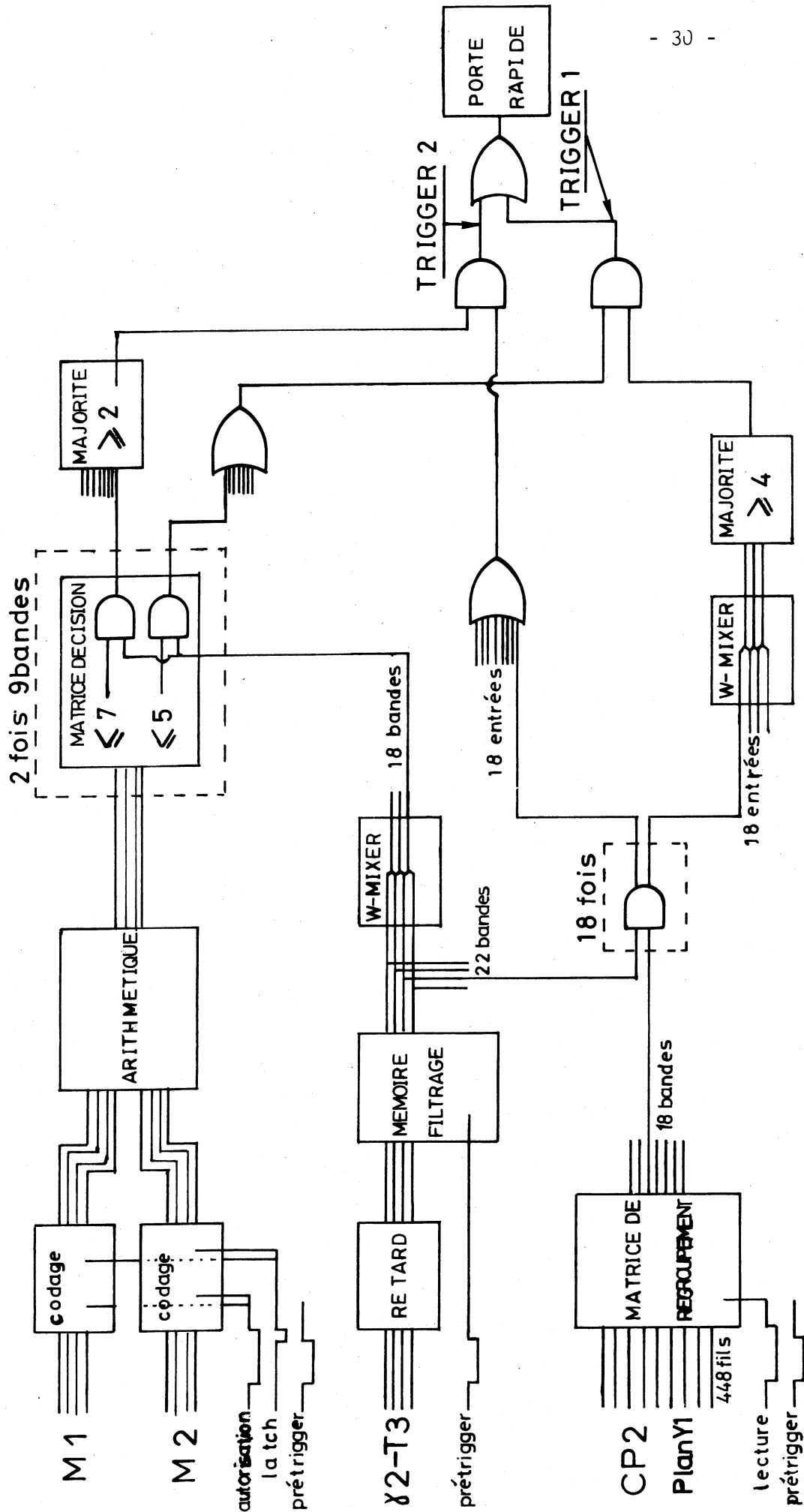


Fig.I.C.3

Le P_{TV} étant inversement proportionnel à la différence des numéros des damiers touchés dans M_1 et dans M_2 , on peut, en fixant une limite supérieure à cette différence, obtenir une limite inférieure du P_{TV} .

Pour le 1er type d'événements on veut $P_{TV} \geq 1 \text{ GeV/c}$, or on a vu que $P_{TV} \approx \frac{5.19}{N_1 - N_2}$ il faut donc que $(N_2 - N_1) \leq 5$

Et pour le 2ème type d'événements ayant $P_{TV} \geq 0,7 \text{ GeV/c}$ on doit avoir $(N_2 - N_1) \leq 7$.

En pratique la coupure en P_{TV} s'opère de la manière suivante :

Après codage des signaux provenant des damiers touchés, il y a calcul, pour chaque bande horizontale, de la différence entre les numéros des damiers.

Une matrice de décision compare alors la valeur de la différence avec la valeur limite. Et dans le cas où cette différence est inférieure à la limite, la matrice valide le signal $(T3 - \gamma 2)$.

Dans le trigger 2, il faut au moins deux bandes $(T3 - \gamma 2) \times \Delta M \leq 7$ d'où le circuit majoritaire de majorité supérieure à 2.

C H A P I T R E I I

L A C H A M B R E A F I L S P C O

A/ CARACTERISTIQUES DE PCO

La PCO est une chambre proportionnelle à fils faite pour supporter un très haut flux de particules ; en effet, un calcul par la méthode de Monte-Carlo (cf. II-A-1) donnait pour la PCO un flux de quelque 10^7 particules par burst pour un faisceau de 10^8 pions par burst sur la cible.

Les problèmes principaux dûs au haut flux sont posés par la charge d'espace et le temps mort de l'électronique (la mémoire des traces est inférieure au temps mort de l'électronique).

1/ Les charges d'espace

Le principe d'une chambre à fils est le suivant : une particule qui traverse la chambre ionise le gaz lors de son passage. Les électrons produits sont accélérés par le champ électrique et se dirigent vers le fil le plus proche. Au voisinage du fil le champ est très élevé et les électrons provoquent une série d'ionisations en avalanche. L'impulsion ainsi produite se transmet le long du fil puis à l'électronique associée où elle est traitée par la logique.

Lorsque le flux n'est pas trop intense le gaz n'est ionisé que par endroits relativement éloignés les uns des autres et les ions ont le temps de rejoindre la cathode avant l'arrivée de la particule suivante. Mais dans le cas d'un très haut flux il arrive qu'une deuxième particule passe dans la

zone où il vient de se produire une avalanche avant que les ions produits n'aient eu le temps de s'éloigner du fil. Le champ électrique ainsi perturbé ne permet pas la création d'une deuxième avalanche et il en résulte une baisse d'efficacité de la chambre. C'est ce qu'on appelle l'effet de charge d'espace.

2/ Le temps mort de l'électronique

Le temps mort de l'électronique est le temps au bout duquel l'électronique redevient sensible à une nouvelle impulsion.

L'intensité intégrée sur un fil est d'environ $3 \text{ à } 5 \cdot 10^5$ particules par fil et par burst, il a donc fallu réduire au maximum le temps mort de l'électronique de la chambre.

Cette chambre est conçue pour travailler sans absorbeur. Dans ce cas, il faut trouver un moyen pour neutraliser la zone de passage du faisceau, tout en laissant les fils qui passent dans cette zone actifs hors de cette zone. Pour cela, on a mis des "beam killers" sur les plans de haute tension.

Etant donné la longueur de l'absorbeur et l'acceptance de l'expérience, la PCO devait être placée dans l'aimant. Ceci a posé un nouveau problème, car il a fallu veiller à ce que tous les composants de la chambre et en particulier les préamplificateurs qui sont fixés sur la chambre elle-même soient amagnétiques. D'autre part, l'espace disponible pour loger les préamplificateurs étant très réduit, nous a obligé à réaliser des systèmes extrêmement compacts (circuits hybrides).

B/ STRUCTURE MECANIQUE DE LA PCO

La PCO est constituée de six modules. Chaque module comporte un plan de fils entre deux plans de haute tension. La distance entre le plan de fils et chacun des plans de haute tension est de 6 mm. L'ensemble des six modules est contenu dans une enceinte hermétique, et baigne dans du gaz magique (80 % d'argon, 20 % d'isobutane, 1 % de fréon).

Les six modules sont classés de la manière suivante :

- 2 modules à fils verticaux donnant la coordonnée X, soit X1 et X2,
- 2 modules à fils horizontaux donnant la coordonnée Y, soit Y1 et Y2,
- 2 modules à fils inclinés à 45° sur la verticale :
 - . le premier donnant la coordonnée U soit u,
 - . le second, dont les fils sont perpendiculaires à ceux du premier, donnant la coordonnée V soit V.

On a doublé le nombre de modules pour chaque coordonnée, pour augmenter la résolution de la chambre.

L'implantation des modules dans la chambre se fait dans le sens du faisceau de la manière suivante :

X1 Y1 U V Y2 X2, (fig. II.B.1.).

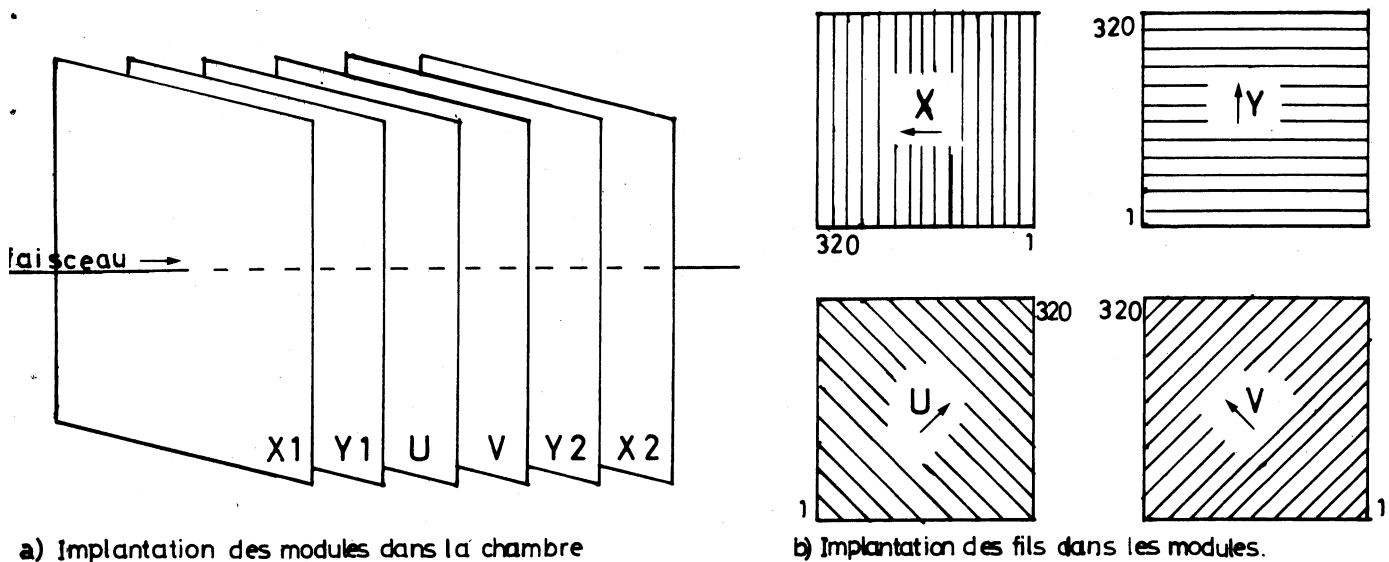


Fig.II.B.1

Caractéristiques des modules de PCO =====

1/ Les plans de fils

On peut classer les modules en deux catégories :

a/ Les plans droits : les modules X et Y.

Ils ont 320 fils, mais seuls 316 fils sont actifs. Ces 316 fils sont en tungstène doré de 20 microns de diamètre et les 4 fils réstant, 2 de chaque côté, sont également en tungstène doré, mais ils ont un diamètre de 40 microns.

Ces "gros fils" ont pour rôle de supporter les forces électrostatiques non compensées sur les bords.

Les 320 fils des plans droits sont espacés de 2 mm, et ils sont de 65 cm de longueur.

b/ Les plans inclinés : modules U et V

Ils ont 320 fils actifs et de longueur variant de 2 à 3 cm dans les angles, à environ 92 cm sur la diagonale.

Ces fils sont espacés de 3 mm. En effet, les modules obliques ne servent pas à donner avec une grande précision les coordonnées du point de passage d'une particule, mais plutôt à lever l'incertitude sur les coordonnées X et Y lors du passage de deux particules ou plus.

2/ Les plans de haute tension

Ils présentent essentiellement deux particularités : leur composition et les beam killers.

a/ Leur composition

Ils sont constitués de mylar de 20 microns d'épaisseur recouvert d'une couche de peinture au carbone. Ceci afin de diminuer la quantité de matière que doivent traverser les particules, et de plus de pouvoir dessiner des zones isolées qui serviront de beam-killers.

b/ Les beam killers

Les beams killers sont des zones centrales du plan de de haute tension isolées du reste du plan. On peut donc porter ces zones à des hautes tensions différentes de celle du reste du plan ; et, en particulier si on porte une zone à une tension inférieure de 1000 volts à la tension normale de fonctionnement, cette zone est complètement neutralisée.

En effet, dans cette zone, les fils ne sont pas entourés d'un champ électrique suffisant pour produire des avalanches au passage d'une particule, alors que dans le reste du plan ces fils seront parfaitement actifs.

Chaque module possède deux beam killers, séparés entre eux et du reste du plan par une couronne de mylar non carboné de 2 mm de large (fig. II.B.2).

Le premier beam killer est un disque de 7 mm de rayon ; le second est une couronne, concentrique au premier, de 9 mm de rayon interne et de 14 mm de rayon externe.

Nous verrons, dans le chapitre des tests, quelles sont les dimensions des zones effectivement neutralisées par les beam killers.

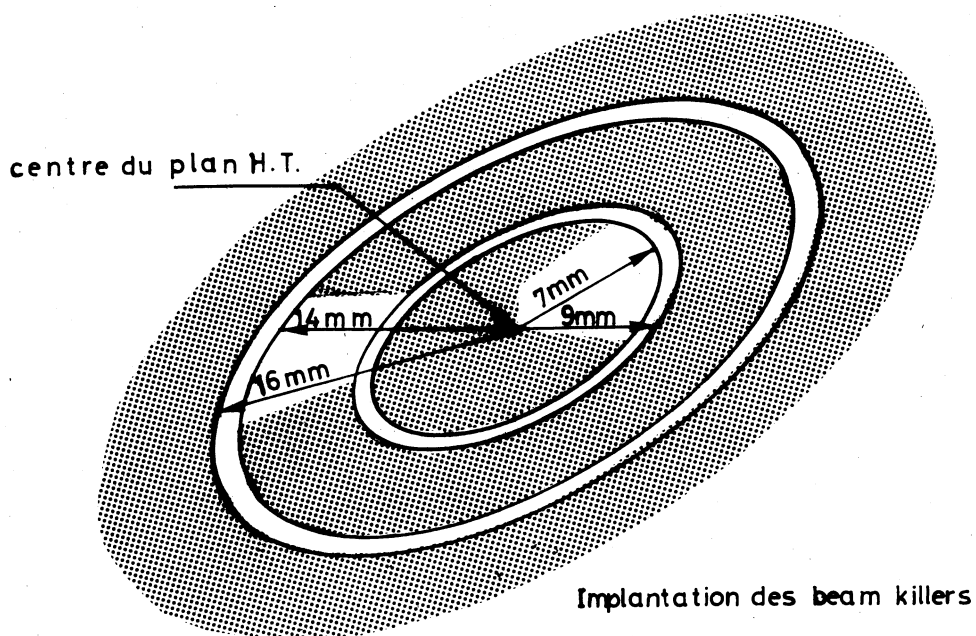


Fig.II. B. 2

3/ Les guirlandes

Etant donné la longueur des fils, en particulier ceux des plans obliques, il faut utiliser un système pour maintenir les fils dans un plan, et pour maintenir constante la distance entre ce plan de fils et les plans de haute tension. Ce système est appelé "guirlandes".

Les guirlandes sont ces bandes de rylsan de 80μ , pliées en accordéon. Elles sont au nombre de quatre par module, deux de chaque côté de plan de fils, et placées symétriquement par rapport à l'axe médian du module (fig. II.B.3.).

Pour rétablir le champ électrique dans la région des guirlandes, on a été obligé de placer, entre les guirlandes et le plan de fils, un fil électrique isolé, appelé fil de champ, porté à un potentiel intermédiaire.

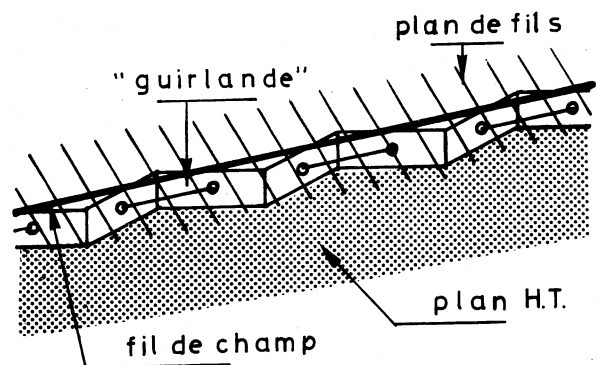
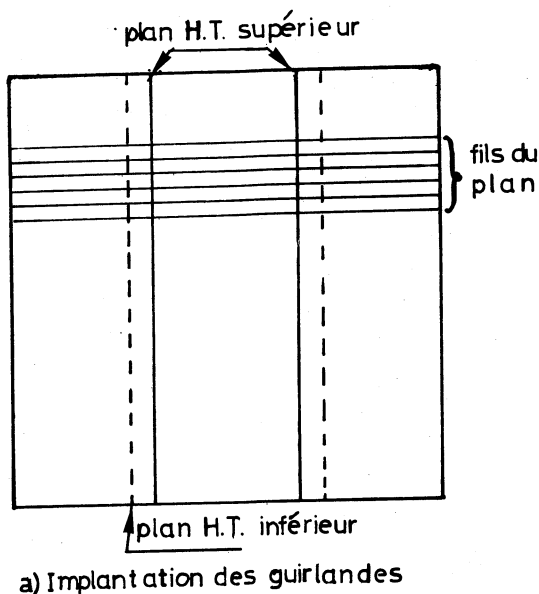


Fig. II.B.3

C/ ELECTRONIQUE ASSOCIEE A LA CHAMBRE PCO

Lors de l'étude préliminaire du schéma de l'électronique des chambres de l'expérience, on s'est attaché d'une part à éliminer les impulsions fortuites venant des chambres, d'autre part à avoir un retard suffisant entre le moment de la création d'une impulsion dans la chambre et la mise en coïncidence de celle-ci avec le trigger, puis à mettre l'impulsion validée par le trigger en attente d'être lue par l'ordinateur.

L'électronique de la PCO se décompose de la manière suivante (fig. II.C.1.) :

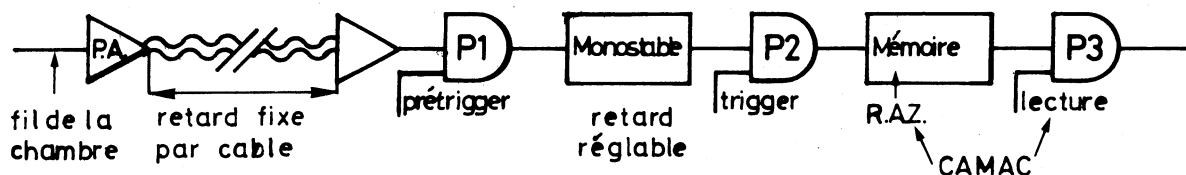


Fig .II.C.1

1/ Préamplificateurs

Ils sont fixés sur la chambre elle-même, ce qui a pour avantage d'avoir des impédances d'entrée très élevées donc de nécessiter un gain des amplificateurs moins grand. Mais cela présente comme inconvénients de rendre les amplificateurs

inaccessibles, la chambre étant placée dans l'aimant ; et de poser des problèmes pour leur refroidissement. Le problème a été résolu à l'aide d'une pompe qui insuffle de l'air comprimé entre les plaques.

On a pu fixer les amplificateurs sur la chambre grâce à l'énorme gain de place donné par leur hybridation. En effet, les hybrides sont des microcircuits imprimés qui permettent de loger les éléments de deux amplificateurs complets sur une surface de $1,2 \times 2,4 \text{ cm}^2$.

Pour relier les préamplificateurs au reste de l'électronique qui se trouve dans la cabane de l'électronique, et surtout pour avoir le retard nécessaire à la mise en coïncidence des impulsions venant de la chambre avec le pré-trigger, on utilise des câbles de 42 m de long qui transportent ces impulsions en créant un retard de 250 ns à 0,5 % près.

Pour pouvoir se débarrasser des impulsions parasites qui ont été induites dans les câbles par le milieu environnant, les préamplificateurs donnent deux impulsions symétriques, l'une positive et l'autre négative.

Pour transporter les impulsions symétriques, les câbles sont constitués de paires "twistées" 2 à 2.

2/ La logique

Le circuit logique doit réaliser les fonctions suivantes :

- i/ construction des signaux symétriques pour éliminer les parasites et remise en forme des impulsions obtenues,

- ii) coïncidence rapide avec une impulsion du prétrigger,
- iii) retard avec le minimum de temps mort pour la mise en coïncidence avec les impulsions du trigger,
- iv) mise en coïncidence avec une impulsion du trigger,
- v) mise en mémoire,
- vi) lecture par l'ordinateur.

a/ Le récepteur de ligne

A l'entrée (fig. II.C.2.) on fait la différence entre le signal positif SP et le signal négatif SN venant de la paire twistée. En considérant que les parasites P sont toujours dans le même sens, on a à l'entrée de la plaque, en appelant SU le signal utile :

$$SP = SU + P \quad \text{et} \quad SN = -SU + P$$

soit en faisant la différence :

$$SP - SN = 2 SU$$

On obtient bien un signal débarrassé des parasites et deux fois plus élevé que les signaux sortant des préamplificateurs.

b/ Mise en forme

Dans le dernier signal obtenu, c'est le front de montée qui est caractéristique du temps de passage de la particule au voisinage du fil, parce qu'il correspond à l'arrivée des électrons émis le plus près du fil.

Le signal est donc différencié, on obtient deux impulsions, l'une positive pour le front de montée, et l'autre négative pour le front de descente. Seule la première impulsion est prise en compte.

c/ Coïncidence rapide

L'impulsion restante passe alors par la porte du prétrigger, et n'en ressort que s'il y a eu au même moment une impulsion du prétrigger.

Ensuite, l'impulsion doit être remise en forme.

d/ Le circuit RBB

Pour réaliser de façon simple le retard nécessaire pour que les impulsions venant de la chambre soient en temps avec celles du trigger, il faut utiliser des monostables.

Or, un seul monostable par voie crée un temps mort supérieur au retard qu'il produit. On peut réduire le temps mort en mettant plusieurs monostables par voie.

La loi de Poisson nous donne la probabilité $P(n)$ d'avoir n impulsions pendant le temps Δt avec un nombre $\emptyset$ de prétriggers par seconde :

$$P(n) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^n}{n!} \quad \text{avec} \quad \lambda = \emptyset \Delta t$$

$\emptyset$ est difficile à estimer, mais d'après un Monte-Carlo on a $\emptyset < 2.10^5$ n/s.

Soit avec $\Delta t = 300$ ns ; $\lambda = 6.10^{-2}$

$$P(1) = 5.65 \cdot 10^{-2}$$

$$P(2) = 1.70 \cdot 10^{-3}$$

$$P(3) = 3.39 \cdot 10^{-5}$$

De ces probabilités on déduit donc que deux monostables par voie suffisent pour avoir un temps mort inférieur à 1 %.

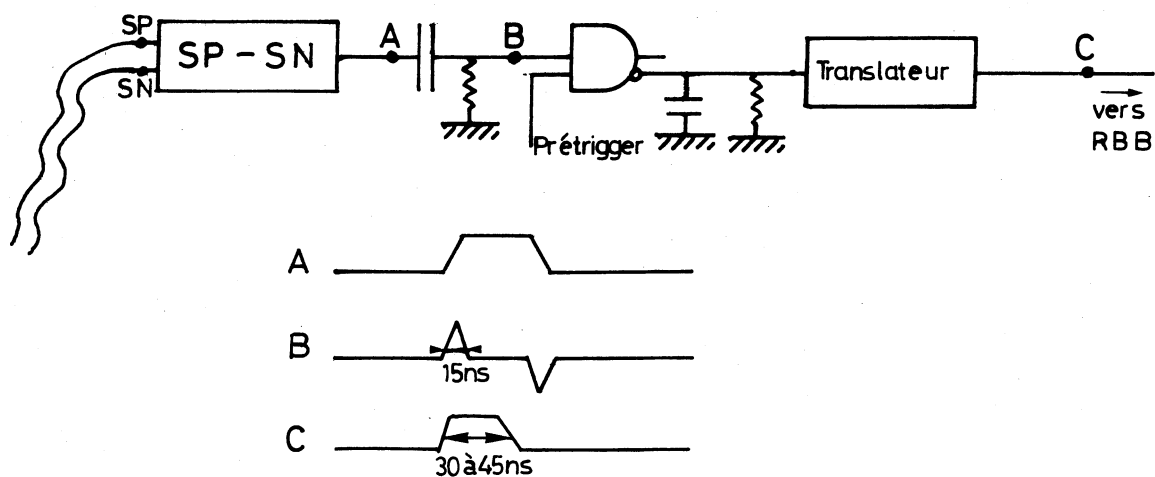
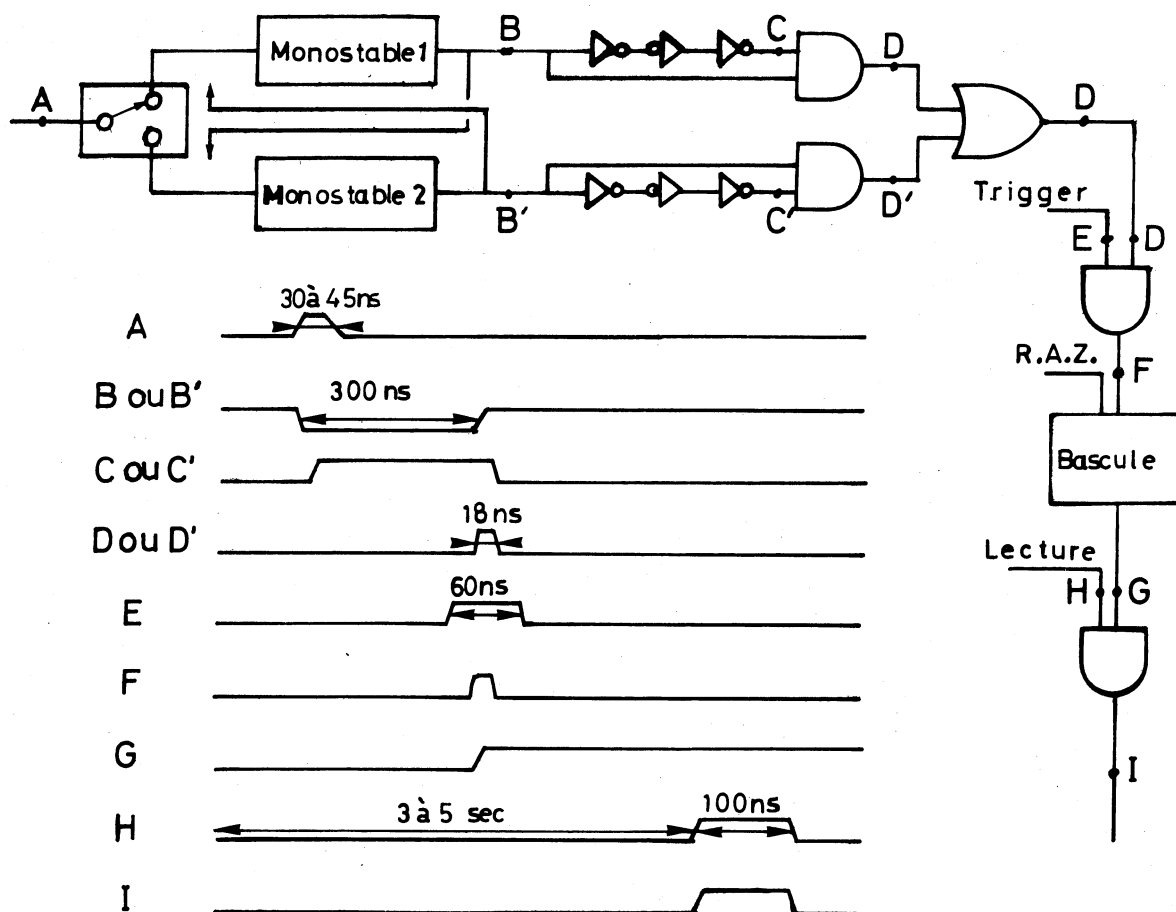


Fig.II.C.2



Circuit RBB (1vole)

Fig.II.C.3

Donc pour réaliser les fonctions iii) à vi) on utilise un circuit intégré appelé RBB car ce circuit satisfait à toutes les conditions et en particulier en ce qui concerne le retard par deux monostables par voie.

Dans le RBB, la sélection entre les deux monostables est effectuée par une bascule d'aiguillage. Lorsqu'une impulsion passe dans l'un des monostables, ce monostable envoie un signal à la bascule qui commute vers l'autre monostable. Le temps entre le passage de la première impulsion et la fin de repositionnement de la bascule est d'environ 60 ns.

Le circuit RBB est un circuit intégré comportant huit voies identiques (fig. II.C.3.).

Nous allons suivre le cheminement d'une impulsion sur une de ces voies.

A l'entrée du RBB l'impulsion a donc une largeur de 30 à 45 ns. Cette impulsion va passer dans l'un des deux monostables de la voie.

A la sortie du monostable, l'impulsion a une largeur de 300 ns (cette largeur de 300 ns est réglable de l'extérieur de la plaque, ce qui permet d'avoir un retard total suffisant sur l'impulsion pour être en temps avec le trigger). L'une des deux sorties du monostable passe par trois portes inverseuses de 6 ns de temps de transit chacune ; cette impulsion ainsi retardée est mise en coïncidence avec la sortie non retardée du monostable, ce qui donne une impulsion de 18 ns de large et retardée de 300 ns par rapport à l'impulsion d'entrée du monostable.

Cette impulsion retardée passe alors par la porte du trigger ou porte d'écriture, qui peut valider l'impulsion si elle est bien en temps.

L'impulsion validée ira alors positionner les deux bascules (en fait une seule bascule suffirait). Les bascules mettent ainsi l'information en attente jusqu'à ce qu'elle soit lue par le JCF 20.

3/ Le JCF 20

C'est un module du standard CAMAC qui est déclenché par l'ordinateur après chaque trigger et qui doit accomplir pour un plan de chambre les fonctions suivantes :

- codage des fils touchés,
- recherche des "clusters",
- remise à zéro des mémoires.

a/ Codage des fils touchés

Le JCF 20 vient "lire" par paquet de 16 les mémoires des plaques logiques.

Après la lecture de chaque paquet de 16, ce qui constitue deux RBB, le JCF 20 code l'adresse des fils touchés et uniquement des fils touchés, ce qui a pour effet de diminuer le nombre d'informations à transmettre à l'ordinateur.

b/ Recherche des "clusters"

Le cluster est un groupe de fils adjacents touchés lors du passage d'une même particule.

Lorsqu'à la lecture le JCF 20 trouve un fil touché il regarde le fil voisin, si ce fil est également touché, il regarde le suivant et ainsi de suite.

Le JCF 20 détermine ainsi un mot qui contient la taille et le nombre de clusters pour un plan.

c/ Remise à zéro des mémoires

Lorsqu'il a terminé les fonctions précédentes, et transmis les informations à l'ordinateur, le JCF 20 remet les mémoires des plaques logiques à zéro par envoi d'un signal RAZ.

Les plaques logiques sont alors aptes à traiter les informations d'un nouvel événement.

D/ TESTS PRELIMINAIRES DE LA PCO

Pour effectuer ces tests on avait à notre disposition un microprocesseur JCAM 10 relié à une console de visualisation. Le JCAM 10 était chargé avec le programme TESCHA, programme de tests des chambres à fils, qui permet d'obtenir : les histogrammes des fils touchés, des clusters et des trous, et qui calcule les efficacités, (nombre de clusters sur nombre de triggers).

Nous avons utilisé les prétrigger et trigger suivants :

- prétrigger : coïncidence entre quatre scintillateurs placés deux par deux de part et d'autre de la chambre et définissant, sur la chambre, une zone d'environ 4 mm^2 .
- trigger : c'est le prétrigger retardé et remis en forme.

Les scintillateurs étaient fixés sur les supports mobiles et télécommandables : on pouvait donc les déplacer par rapport au faisceau.

De plus la chambre était également fixée sur un support télécommandable.

Dans un premier temps on s'est assuré que tous les fils sortaient bien sur la console, ce qui nous indiquait que les 10 contacts par fils étaient bons.

Ceci fait, on s'est attaché à définir les zones d'inefficacité supérieure à 1 % de la chambre.

Puis on a cherché à estimer le temps mort de l'électronique, ainsi que l'effet de charge d'espace.

1/ Zones d'inefficacité supérieure à 1 %

En déplaçant la chambre devant le faisceau pour obtenir un balayage du centre vers le bord du plan de fils avec une densité de particules incidentes constante, on a pu distinguer trois zones où l'efficacité baissait.

a/ Les beam killers

Les tests ont été faits avec deux faisceaux de particules.

L'un, le faisceau de pions, de faible intensité et, l'autre, le faisceau de protons, ayant une intensité d'environ 10^7 ppp.

En faisceau de pions comme le montre la figure II.D.1., la zone d'inefficacité supérieure à 1 % a, pour le petit beam killer seul, un rayon de 13 mm. Lorsque les deux beam killers sont neutralisés, soit une zone de 14 mm de rayon, la zone d'inefficacité a un rayon de 20 mm.

En admettant que la PCO sera bien, pour l'expérience, située à 2 m de la cible, les zones d'inefficacité auront alors un angle de 9.5 mrad pour le petit beam killer seul, et de 13 mrad pour les deux beam killers.

En faisceau de protons, l'intensité et la géométrie du faisceau beaucoup plus grandes que celles du faisceau de pions ne nous a pas permis de faire le test avec le petit beam killer seul. Donc, pour les deux beam killers neutralisés, la zone d'inefficacité a un rayon de 24 mm pour le plan droit Y1, et de 27 mm pour le plan incliné U.

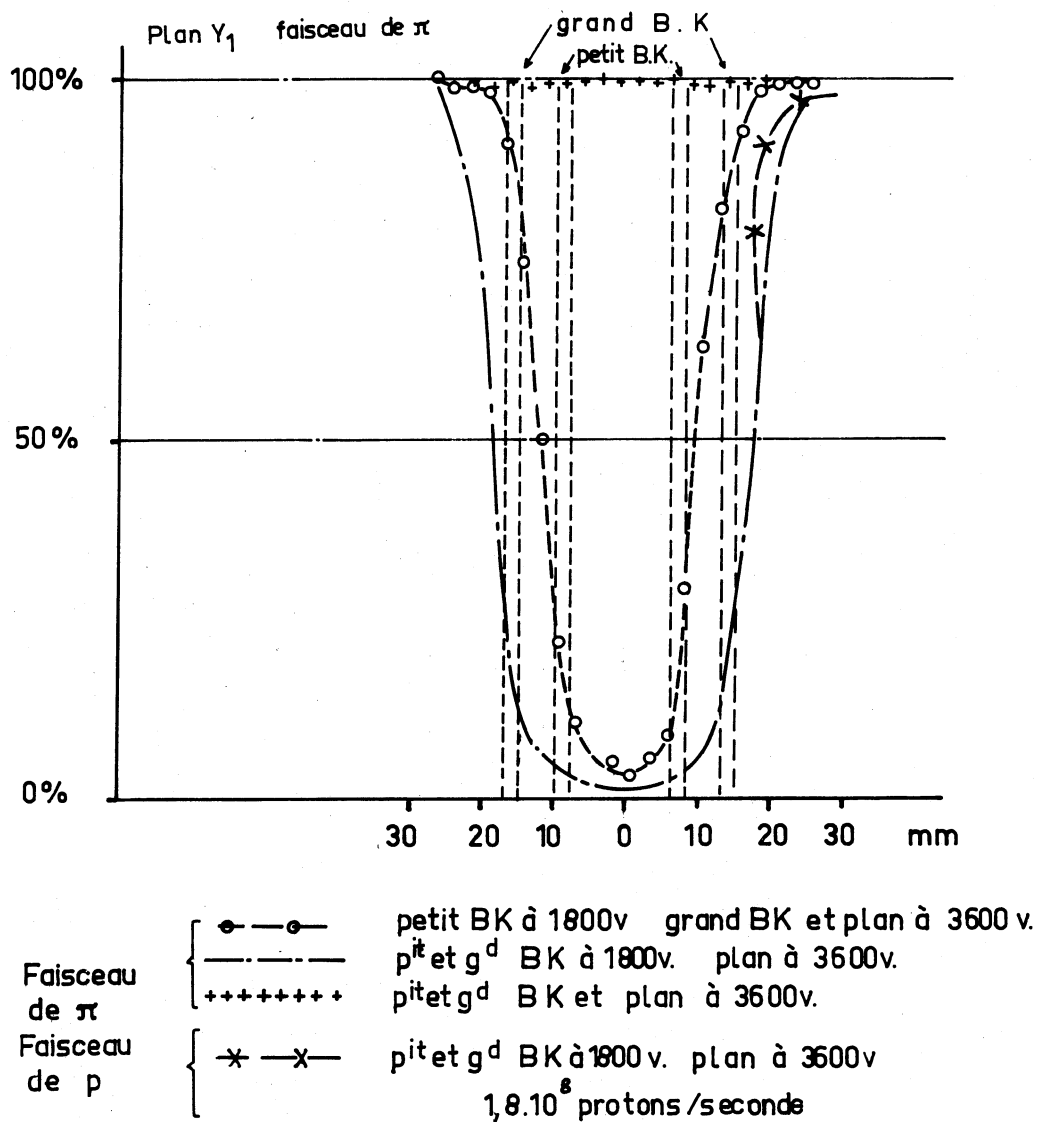


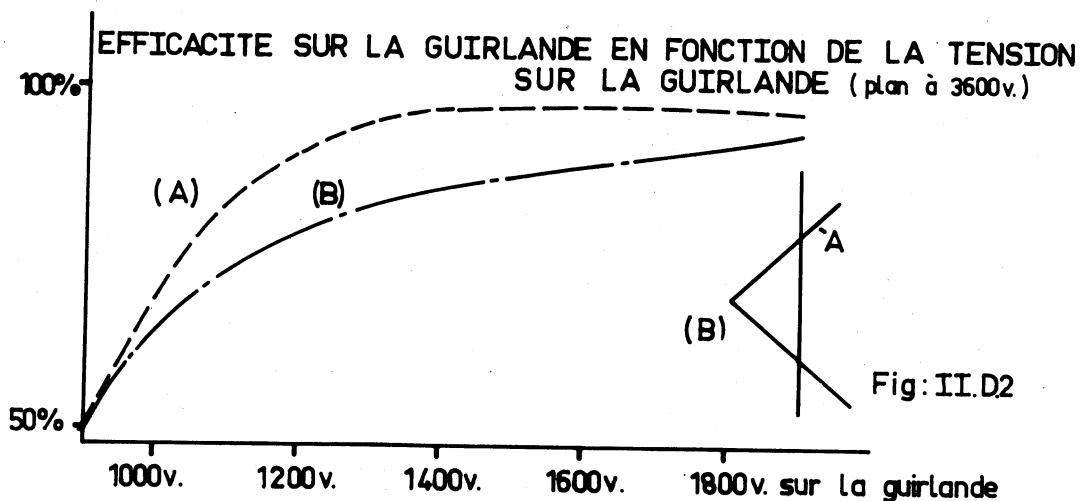
Fig: II.D1

b/ Les guirlandes

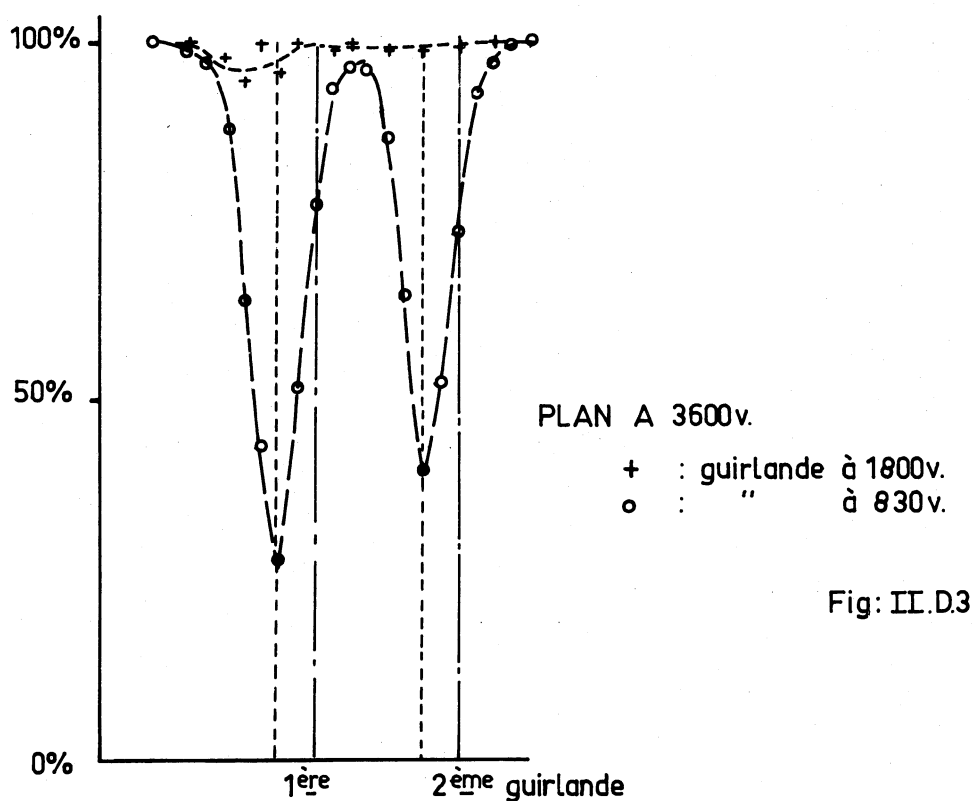
Comme nous l'avons vu, pour compenser la perte de champ électrique due à la présence des guirlandes, on applique une haute tension sur un fil de champ situé entre la guirlande et le plan de fils.

On a donc étudié les variations de l'efficacité en fonction de la tension électrique appliquée sur le fil de champ et les zones d'inefficacité persistante. Les études ont été faites principalement sur le module Y1.

La figure II.D.2. montre, en faisceau de pions, l'influence de la tension appliquée à ce fil sur l'efficacité dans deux cas particuliers. On remarque que sur le point où la guirlande est juste en-dessous du fil de champ, l'efficacité croît rapidement vers un plateau. Tandis que sur le point de la guirlande le plus éloigné du fil de champ, sur le coude de la guirlande, l'efficacité croît nettement moins vite. Ces deux courbes représentent des cas limites ; sur les autres points de la guirlande, la courbe d'efficacité aura une allure moyenne entre ces deux courbes.



La figure II.D.3. montre, elle, les zones d'inefficacité supérieure à 1 %, à deux valeurs de haute tension appliquée sur le fil tenseur. La première correspondant à 50 % d'efficacité et la seconde au maximum d'efficacité possible. Il faut noter que les quatre guirlandes ne sont pas superposées deux à deux pour éviter d'additionner les inefficacités des 2 plans HT, mais alors on a deux zones d'inefficacité.



Quant à la figure II.D.4., elle montre l'influence de la densité de particules par centimètre carré, en faisceau de protons, sur l'efficacité dans la région des guirlandes, toujours pour le module Y1.

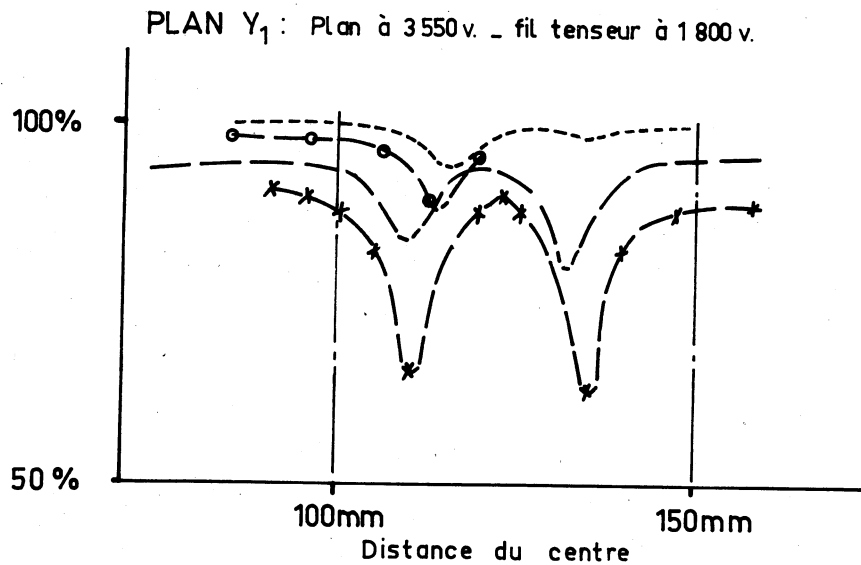


Fig:II.D.4

----- = faisceau de π
 ●-●-● = " de protons densité 1.7×10^4 p/s/cm²
 --- = " " " " 1.1×10^5 "
 -- = " " " " 2×10^5 "

c/ Les bords

En faisceau de pions, on a pu mesurer, pour le plan Y1, la perte d'efficacité sur les bords. On a constaté que jusqu'à 310 mm du centre la chambre gardait une efficacité maximale. On tombait à 50 % d'efficacité vers 319 mm du centre, ce qui est la position du dernier "gros fil" du plan (fig. II.D.5.).

Plan Y_1 faisceau de π

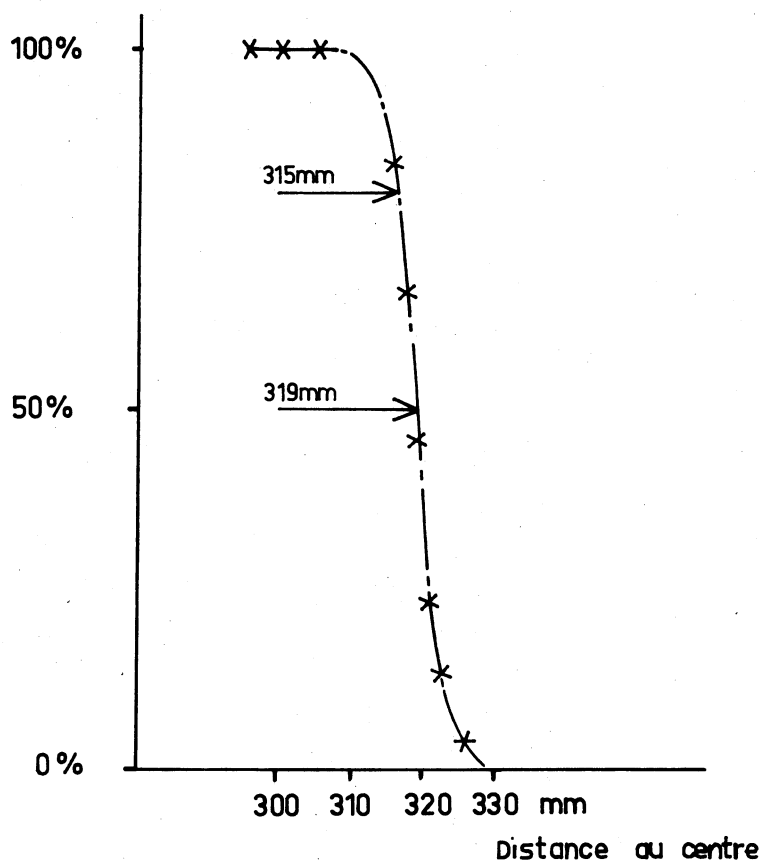


Fig: II.D5

2 / Estimation du temps mort et de l'effet de charge d'espace

On a mesuré l'efficacité en fonction du nombre de coups reçus par un fil et de la densité de particules par cm^2 et par burst (fig. II.D.6.).

Loin de la zone centrale du faisceau, la densité de particules est plus faible mais reste à peu près constante. Donc si dans cette zone on s'éloigne de l'axe du faisceau en changeant de fils, on peut mesurer l'efficacité dans une zone de densité quasi constante, mais ayant un nombre de coups reçus par les fils décroissant rapidement. Dans ce cas, la variation de l'efficacité indique un effet du temps de l'électronique.

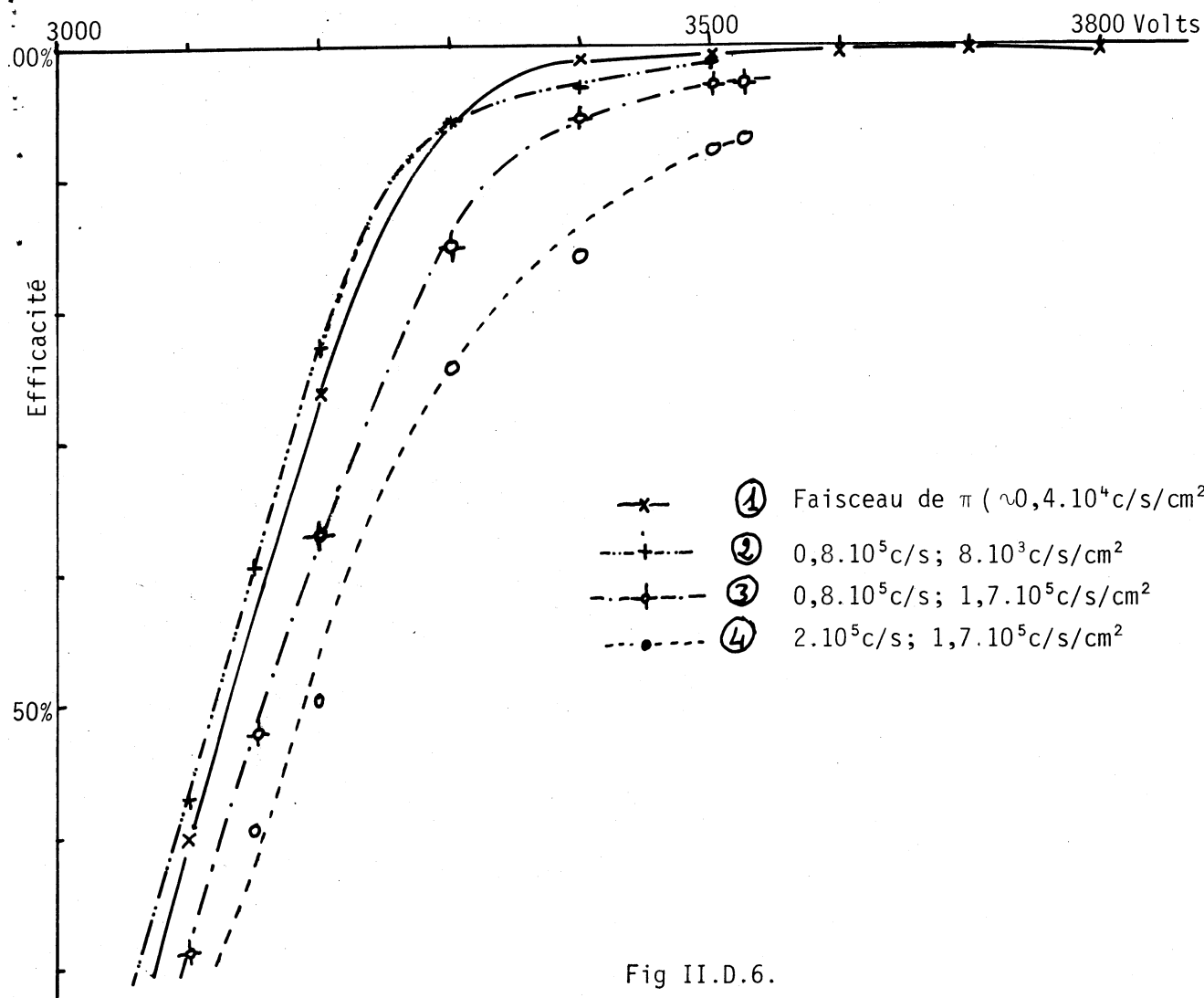


Fig II.D.6.

Lorsque l'on s'éloigne de la zone centrale du faisceau, le long d'un même fil, le nombre de coups reçus par ce fil reste constant, tandis que la densité de particules par cm² diminue. La variation de l'efficacité indique, ici, un effet de la charge d'espace.

a/ Temps mort de l'électronique

On a donc mesuré l'inefficacité en fonction du nombre de coups reçus par le fil, pour une densité inférieure à $5 \cdot 10^4$ p/cm²/burst. On a obtenu les points de la figure II.D.7. pour les modules X1, Y1 et U.

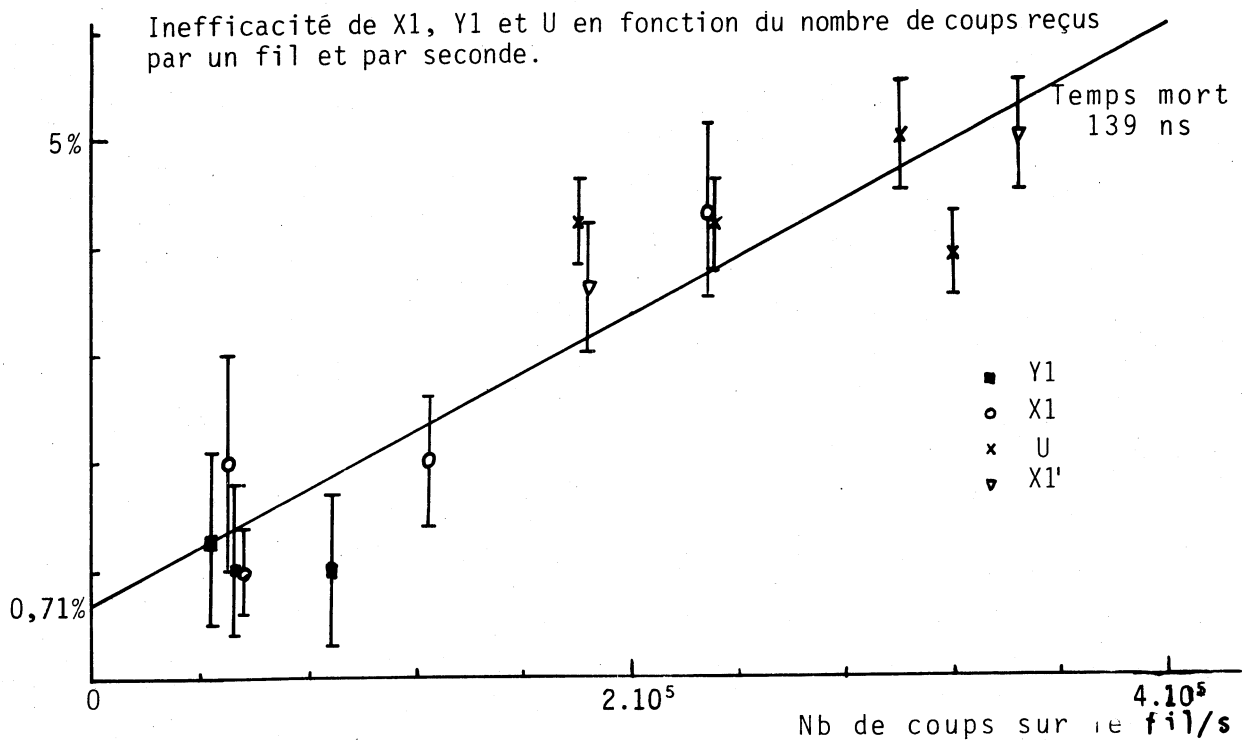


Fig II.D.7.

L'inefficacité est la probabilité d'avoir une particule pendant le temps mort Δt . D'après la loi de Poisson, cette probabilité est donnée par $P(1) = e^{-\lambda} \lambda \approx \lambda$ pour $\lambda \ll 1$ avec $\lambda = \emptyset \Delta t$, où $\emptyset$ est le nombre de coups reçus par un fil et par seconde.

On peut donc déterminer le temps mort d'après la courbe obtenue, en faisant passer une droite par les points par la méthode des moindres carrés. Et c'est la pente de la droite qui nous donne le temps mort qui est de 140 ns. On remarque que cette droite ne passe pas par l'origine, et qu'elle donne une inefficacité de 0,7 % à l'origine, ce qui est en accord avec la courbe (1) de la figure II.D.6.

b/ Effet de la charge d'espace

Pour évaluer l'effet de la charge d'espace on a mesuré l'inefficacité le long d'un fil recevant $22 \cdot 10^3$ coups/burst en des points de diverses densités.

Comme on peut le voir sur la figure II.D.8., l'effet de la charge d'espace n'est pas sensible jusqu'à une densité d'environ $5 \cdot 10^4$ protons/cm²/sec ; il fait perdre 1.5 % d'efficacité vers $1,5 \cdot 10^5$ protons/cm²:sec, et 3 % vers $2 \cdot 10^5$ p/cm²/s.

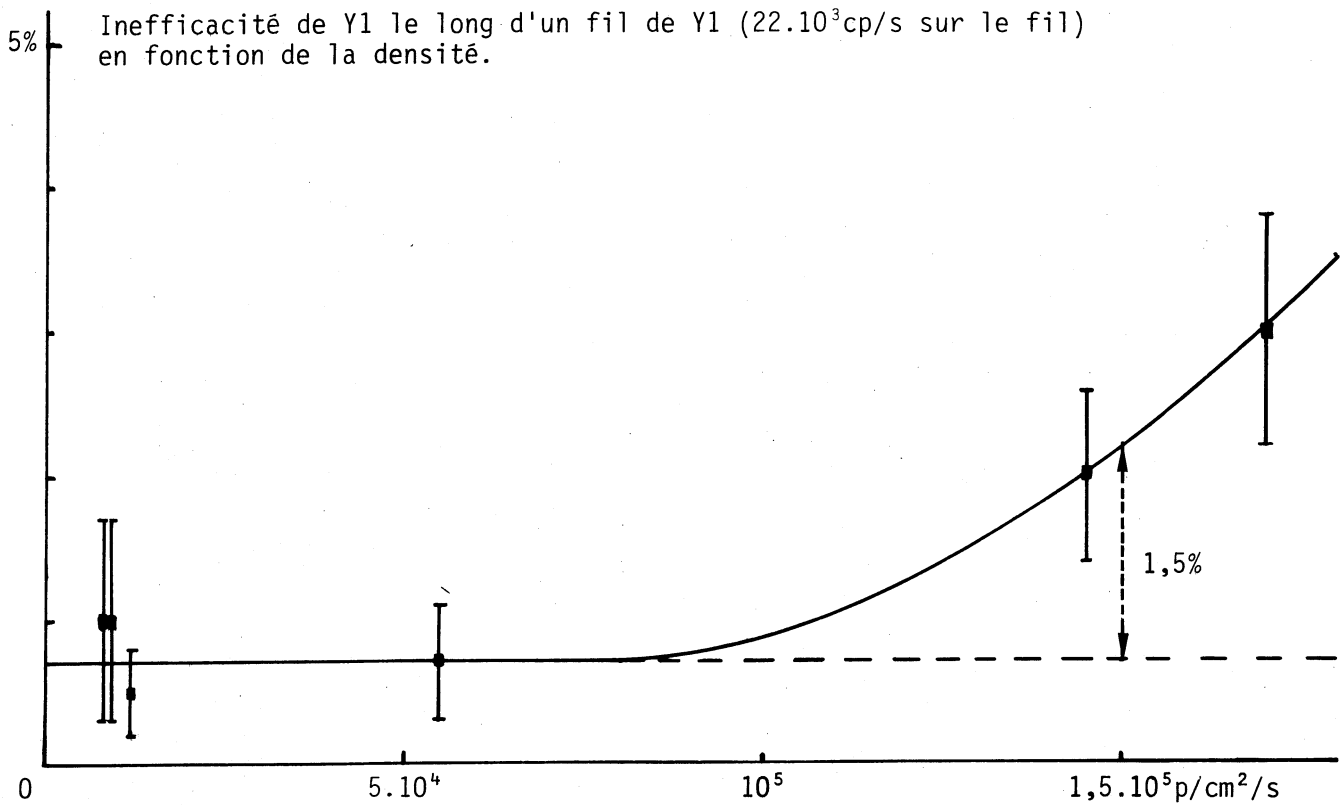


Fig II.D.8.

C H A P I T R E I I I

L ' A B S O R B E U R

A/ ETUDE ET CONCEPTION

Pour la conception de l'absorbeur on est parti des mesures faites par l'expérience Oméga et les expériences de Pilcher et de Barish.

La simulation des divers modèles envisagés d'absorbeur a été faite à l'aide du programme de Grant (7).

1/ Le programme de Grant

C'est un Monte Carlo qui génère une cascade d'interactions pour une particule incidente de caractéristiques données, dans une cible et dans un absorbeur définis en géométrie et en composition.

Le programme suit la trace et génère des interactions pour chaque particule produite lors d'une précédente interaction. Il n'abandonne la trace d'une particule que si :

- c'est un électron qui spirale,
- la particule a une impulsion inférieure à 10 MeV,
- c'est un pion qui s'est désintégré de manière électromagnétique.

Le programme travaille donc par étape. Au début de chaque étape, il définit le pas des traces, c'est-à-dire la tranche d'espace perpendiculaire à l'axe du faisceau.

Il regarde alors de quels matériaux est constituée cette tranche d'espace, puis il traite, l'une après l'autre, toutes les particules existant à la fin de l'étape précédente.

- * Si la particule est un électron, il envisage la création de paire, le Bremsstrahlung. Pour déterminer si l'électron va subir l'une de ces interactions, le programme commence par calculer les probabilités de ces interactions puis il tire un nombre aléatoire. Si ce nombre est supérieur à la probabilité d'interaction il y a alors interaction et le programme continue l'étape en calculant la perte d'impulsion des particules produites.

Si l'électron n'a pas interagi on ne calcule que sa perte d'impulsion dans l'étape en regardant si il y a ou non spiralisation.

- * Si la particule est un muon, le programme ne calcule que sa perte d'énergie dans le matériau traversé.
- * Si la particule est un hadron : nucléon ou pion, (car le programme ne génère ni des particules étranges ni des particules charmées) le programme envisage de la même manière que pour l'électron la possibilité d'interaction forte. Le type d'interaction et la multiplicité des particules produites sont déterminés de manière aléatoire.

Ayant choisi la réaction parmi toutes les interactions nucléon-nucléon et nucléon-pion, le programme attribue de manière aléatoire une impulsion et une direction aux $n-2$ premières particules secondaires, puis, pour respecter les invariants de réactions, le programme calcule ces caractéristiques pour les deux dernières particules. S'il n'y

Nombre de traces par interaction dans la cible pour des π^- de 42 GeV

Longueur de l'abs.(cm)	25	50	75	100	125	150
Nbre total interact.	$22,9 \pm 1$	$6,8 \pm 0,4$	$3,20 \pm 0,2$	$0,95 \pm 0,07$	$0,29 \pm 0,03$	$0,04 \pm 0,01$
Nbre/ 4mm^2 /interact(1)	$12,1 \pm 0,6$	$4,2 \pm 0,2$	$1,85 \pm 0,12$	$0,60 \pm 0,05$	$0,20 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$
Nbre clust/interact(2)	$8,7 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,2$	$1,43 \pm 0,10$	$0,52 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$

(1) On compte une trace pour toutes les traces tombant dans un carré de $2 \times 2 \text{ mm}^2$

(2) On compte une trace pour toutes les traces ayant touché des fils voisins en X et en Y .

TABLEAU III.A.1.

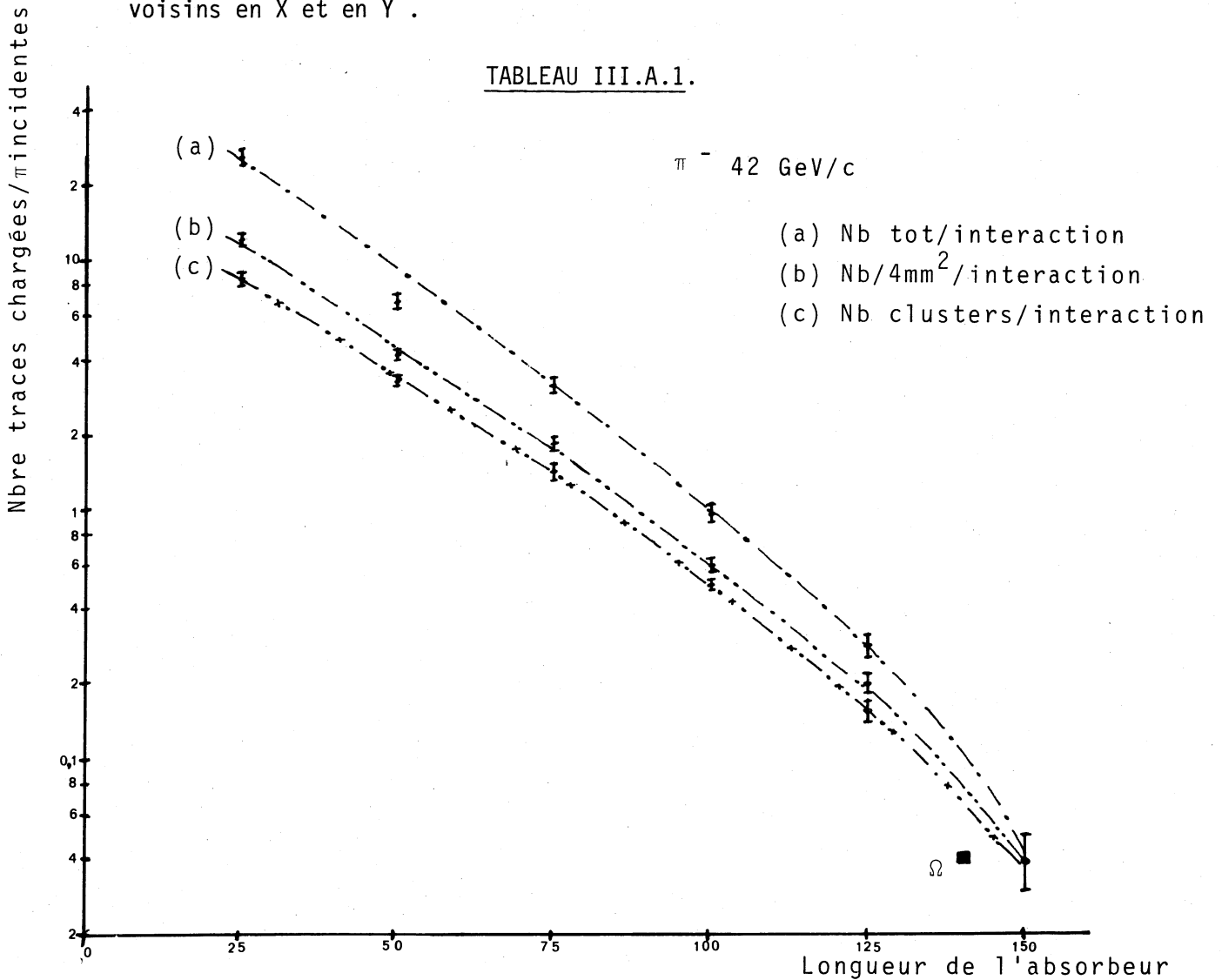


FIG. III.A.1.

arrive pas, il recommence à générer des caractéristiques pour les (n-2) particules. Puis le programme calcule pour toutes les particules secondaires la perte d'impulsion jusqu'à la fin de l'étape.

* Si la particule est un pion π^+ ou π^- le programme envisage aussi sa désintégration faible en $\nu\mu$.

En résumé, le programme donne pour chaque particule incidente les particules qui sortent de l'absorbeur avec leur masse, leur charge, leur position, la direction de leur trajectoire, ainsi que la valeur et la direction de leur impulsion. On peut donc, avec les résultats du programme, simuler le trigger et le passage des particules dans les détecteurs.

Ce programme est très complet et son seul défaut réside dans le fait que, de par sa complexité, il utilise un très long temps de calcul. Ce qui fait que l'on ne peut générer qu'un petit nombre d'événements, et donc que l'on obtient une faible statistique.

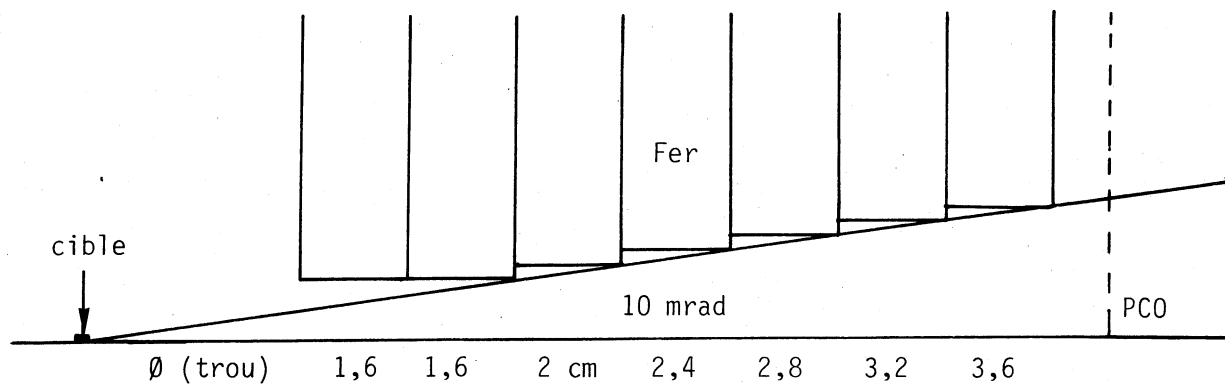
2/ Etude de la géométrie et de la composition de l'absorbeur

On a tout d'abord voulu connaître la valeur des résultats du programme de Grant. Pour cela, on a pris comme données initiales : la cible et l'absorbeur de l'expérience Oméga, avec comme particules incidentes des π^- de 42 GeV/c.

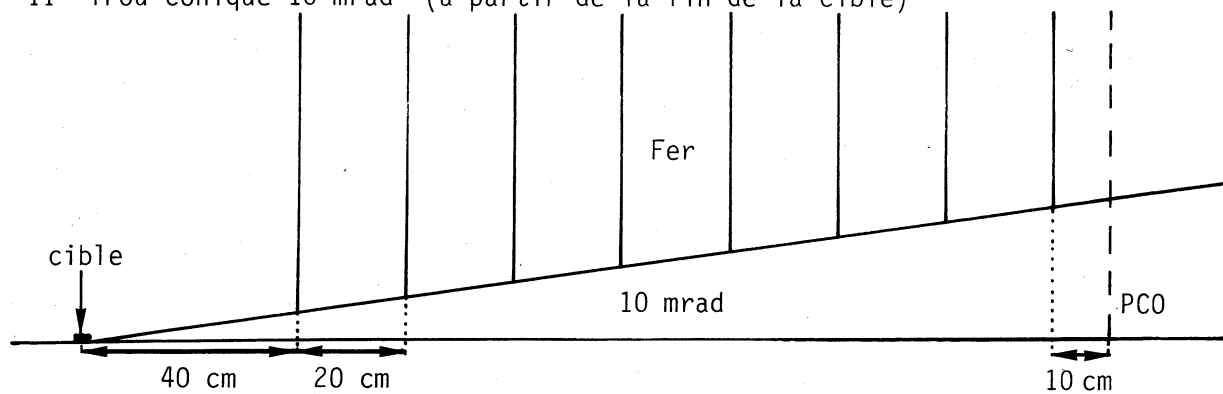
Les résultats obtenus étant satisfaisants (voir tableau et figure III.A.1.) on a pu commencer l'étude de l'absorbeur.

On est donc parti d'un bloc de fer comportant un trou conique en son centre, et on a fait varier trois paramètres essentiels : la longueur dans l'axe du faisceau, l'angle du cône central et le matériau mis dans ce cône (air ou tungstène).

I Trou ~ 10 mrad



II Trou conique 10 mrad (à partir de la fin de la cible)



III Trou ~ 15 mrad

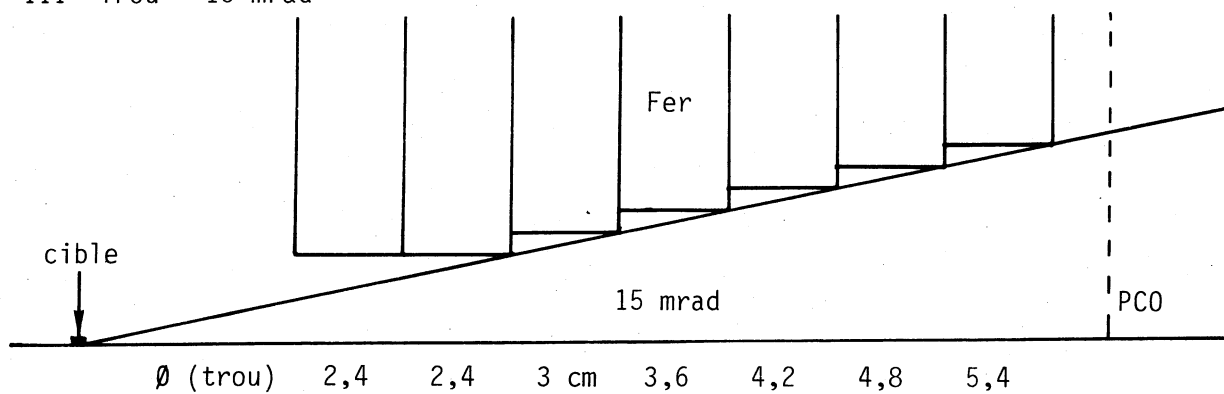


Fig III.A.2.a)

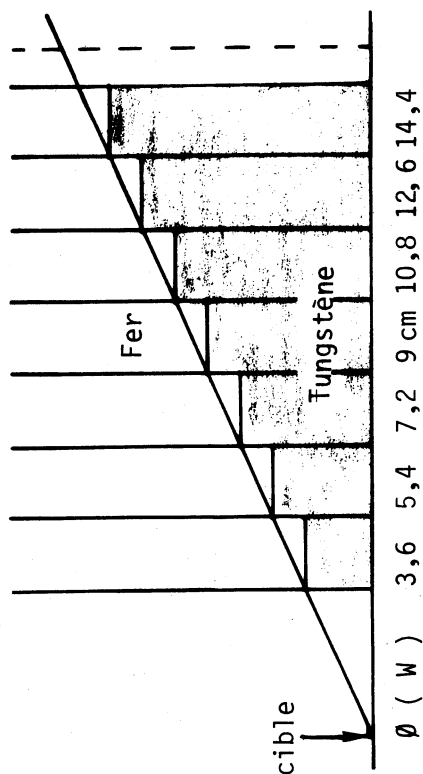
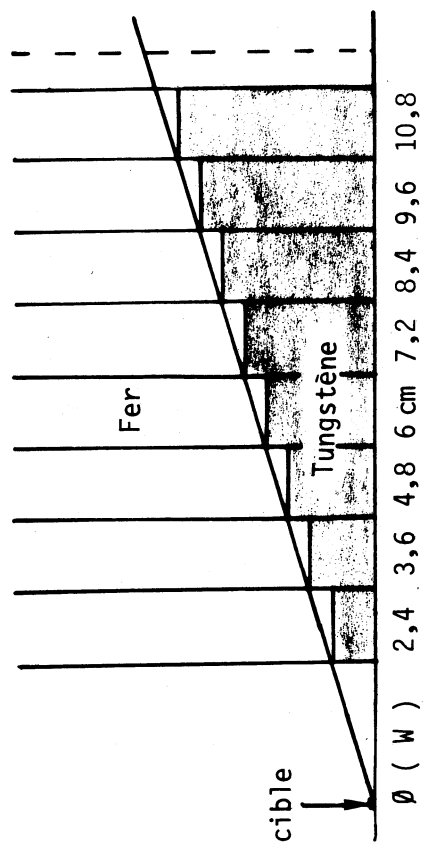
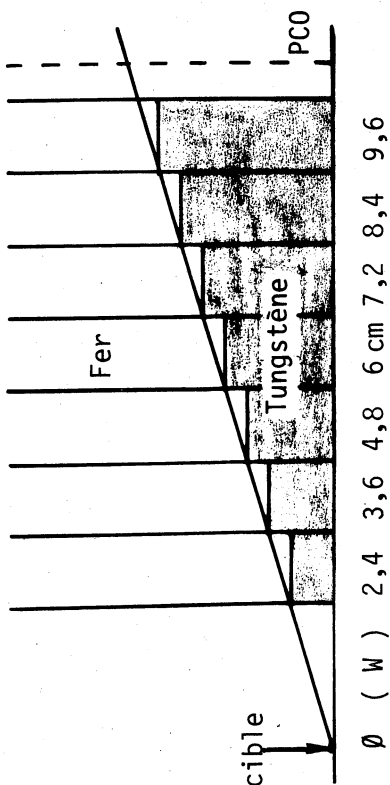
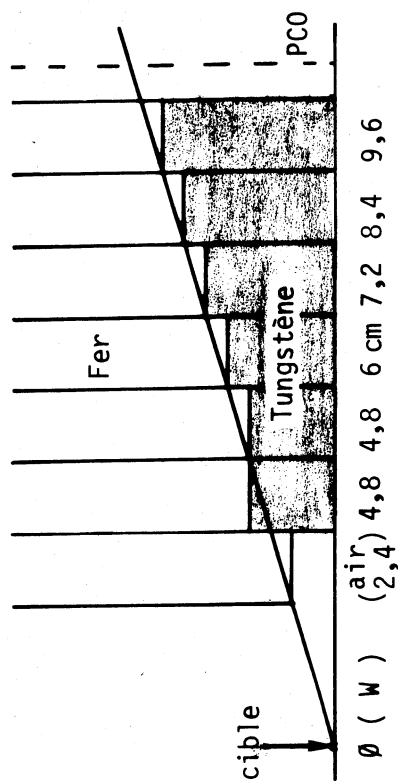


Fig III.A.2.b)

CARACTERISTIQUES	I trou 10 mrad	II trou conique 10 mrd	III trou 15 mrd
Nbre d'événements générés	1000	1000	1000
Nbre ayant interagi dans la cible	256	250	242
Nbre dans PCO	2359	1964	2153
Nb/ incident dans PCO (en ne comptant pas le faisceau)	1.6	1.2	1.4
Nb/fil pour 10^8 incidents à 2 cm du centre du faisceau	10^6	$6,5 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$
3 cm	$7 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$
4 cm	$7 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^5$

a) Résultats du programme de Grant pour un absorbeur à trou central

CARACTERISTIQUES	1,20 m de tungstène 30 mrad A	1,40m(W) 30mrd B	1,60m(W) 30mm1 C	1,40m(W) 45mrd D
Nbre d'événements générés	119	122	120	122
Nb ayant interagi dans la cible	27	26	31	25
Nb dans PCO (total)	99	117	28	24
P 1 GeV/c	15	9	2	8
P 100 MeV/c	36	60	8	5
Nb/ incident dans PCO (faisceau inclus)	0.83	0.96	0.23	0.20
Nb/fil dans PCO	0.65	1.4	0.25	0.18
Nb/fil pour 10^8 incidents	$5,5 \cdot 10^5$	$11 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^5$

b) Résultats du programme de Grant pour un absorbeur ayant du tungstène au centre.

TABLEAUX III.A.2. a) et b)

On a choisi comme critères de qualité pour l'absorbeur un taux minimal de particules traversant les chambres PC0 et PC2 par particule incidente sur la cible, pour une longueur minimale de l'absorbeur; ceci afin de réduire la diffusion multiple des μ dans cet absorbeur et donc l'imprécision sur la masse du dimuon.

Les divers modèles d'absorbeur étudiés sont représentés sur les figures III.A.2. et les résultats obtenus sur les tableaux III.A.2.

On remarque sur les tableaux III.A.2. que le flux de particules traversant PC0 est plus faible lorsqu'il y a du tungstène dans le cône central.

De plus, on note que ce sont les schémas A et B (cône ayant un angle de 30 mrd, et longueur de tungstène 1,20 m et 1,40 m) qui donnent les plus grands taux de particules ayant une impulsion supérieure à 1 GeV/c, ce qui nous intéresse plus particulièrement ici.

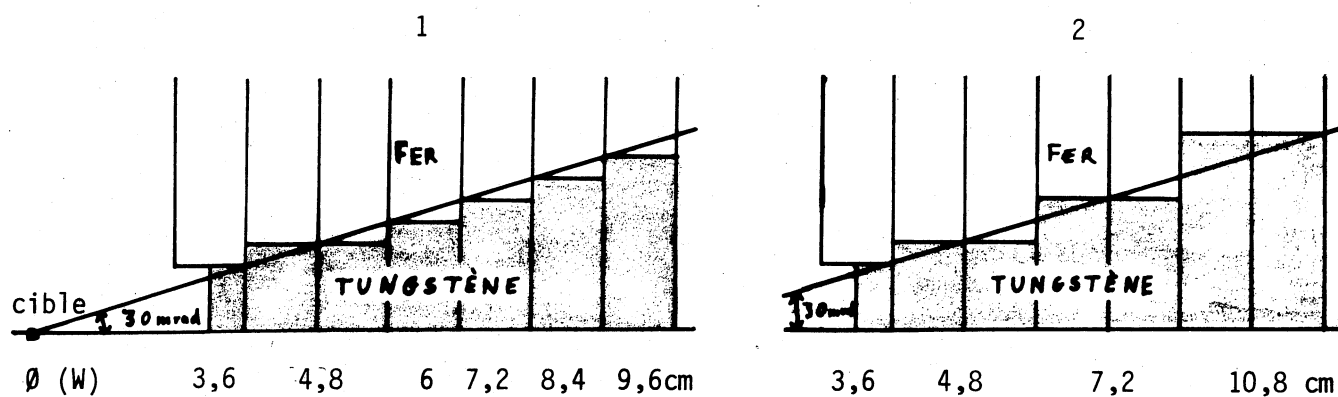
D'autre part, le schéma B donne environ 50 % de particules d'impulsion inférieure à 100 MeV/c, ce qui est intéressant car, la PC0 devant se trouver dans l'aimant, les particules de faible impulsion seront balayées par le champ magnétique.

On a donc fait une seconde étude de l'absorbeur en se limitant, pour l'angle du cône de tungstène, à une valeur voisine de 30 mrad et pour la longueur du tungstène à deux valeurs 1,30 et 1,40 m ; le fer ayant toujours 1,40 m de long (figure et tableau III.A.3.).

Comme nous le voyons sur le tableau III.A.3., c'est le schéma 4 qui donne les meilleurs résultats : taux de particules les plus faibles tant sur PC0 que sur PC2. C'est donc le schéma 4 qui a été adopté pour l'absorbeur.

Caractéristiques	1	2	3	4	5
Nbre d'événements générés	96	122	125	122	125
Nbre ayant interagi dans la cible	16	29	31	29	33
Nbre dans PC0	25 { 15p 16GeV 5p 100MeV	34	123	12	33
Nb/ π incident dans PC0	.26	.28	.98	.10	.26
<Nb/fil> dans PC0	.3	.32	1.18	.09	.3
<Nb/fil> pour $10^8 \pi$ incidents	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$9,7 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$
Nb/ π inc dans PC2	.17	.15	.71	.06	.19
<Nb/fil> pour $10^8 \pi$ inc PC2	$1,7 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$4,6 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$

TABLEAU III.A.3.



- 3 = 1 sans champ magnétique
- 4 = 1 + 10 cm de tungstène au début de l'absorbeur
- 5 = 1 mais les blocs de fer ont tous le même diamètre externe de 40 cm.

FIG. III.A.3.

Mais un doute persistait quant à la longueur du tungstène, aussi a-t-on procédé à une troisième étude pour choisir entre 1,30 m et 1,40 m de W avec des particules incidentes de 200 GeV/c d'impulsion, puis de 300 GeV/c (tableau III.A.4.), et finalement c'est 1,40 m de tungstène qui a été définitivement adopté pour l'absorbeur (figure III.A.4.).

En fait, il y a une différence entre l'absorbeur construit et le schéma de la figure III.A.4. en ce qui concerne les blocs de fer. Au lieu d'être cylindrique de rayon externe croissant, ils sont de base carrée ayant tous 60 cm de côté, ceci pour d'adapter aux dimensions de la zone active de PC0 qui sont de 64 x 64 cm.

Cette modification n'entraîne aucune variation importante sur les taux de particules passant dans PC0 et PC2 comme le montre la comparaison des colonnes 1 et 5 du tableau III.A.3. mais cela facilite la construction de l'absorbeur.

Il y a une autre différence, très importante celle-là, entre l'absorbeur construit et celui prévu : le matériau du "cône" central. En effet, ce "cône" est en uranium au lieu de tungstène, ce qui modifie très sensiblement le taux de particules sortant de l'absorbeur par particule incidente sur la cible, comme nous le verrons au paragraphe B.

Impulsion incidente	200 GeV		300 GeV	
Absorbeur	1,3m de W	1,4m de W	1,3m de W	1,4m de W
Nbre d'événements générés	364	375	260	263
Nbre ayant interagi dans la cible	108	113	72	85
Nb/ π incident dans PC0	.35	.19	.62	.32
<Nb/fil> pour $10^8 \pi$ incidents dans PC0	$3,3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$
Nb/ π incident dans PC2	.17	.09	.28	.14
<Nb/fil> pour $10^8 \pi$ incidents dans PC2	$8 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^4$

TABLEAU III.A.4.

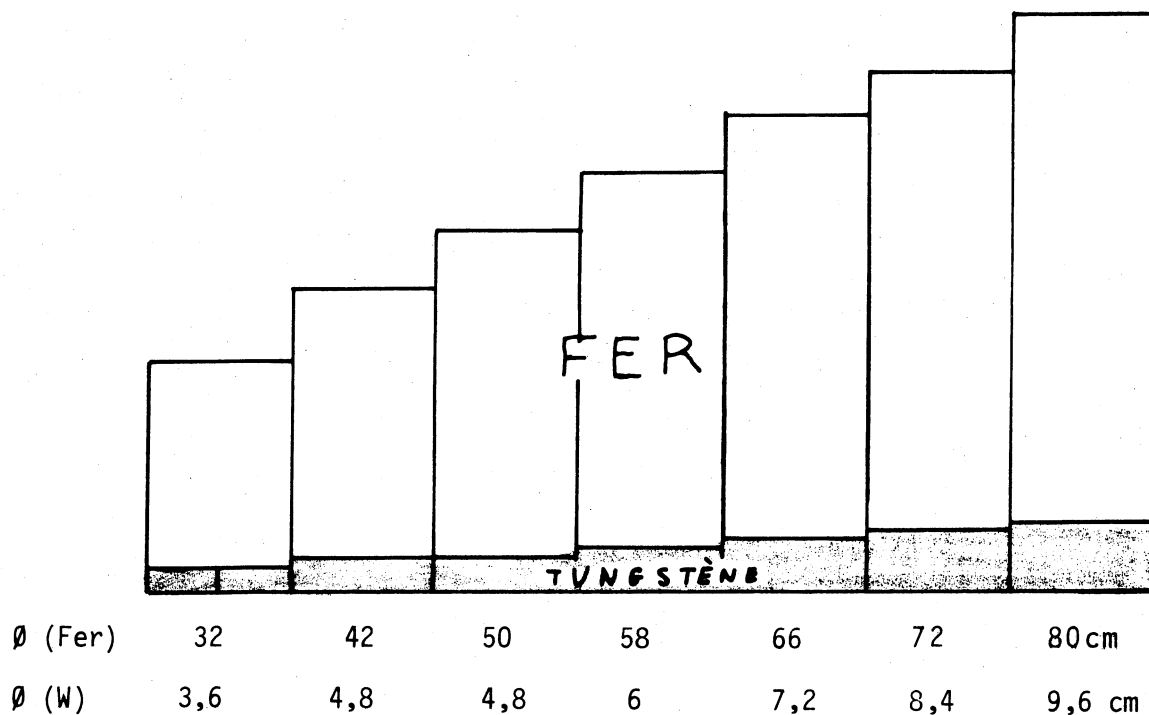


FIG. III.A.4.

B/ COMPOTEMENT EN EXPERIENCE

Les premières mesures faites en expérience avec l'absorbeur ont donné un taux de prétriggers par cycle trop élevé, ainsi qu'un nombre trop grand d'événements épais.

On a fait deux hypothèses pour expliquer ces mesures :

- l'absorbeur est trop court et n'absorbe donc pas assez les hadrons parasites;
- la machine produisant le faisceau (SPS) a un déversement irrégulier ce qui provoque des empilements d'événements.

On s'est donc attaché à étudier les effets de la longueur de l'absorbeur sur les taux de comptage des hodoscopes et donc du trigger, ainsi que sur la multiplicité des traces dans les hodoscopes et les chambres à proportionnelles.

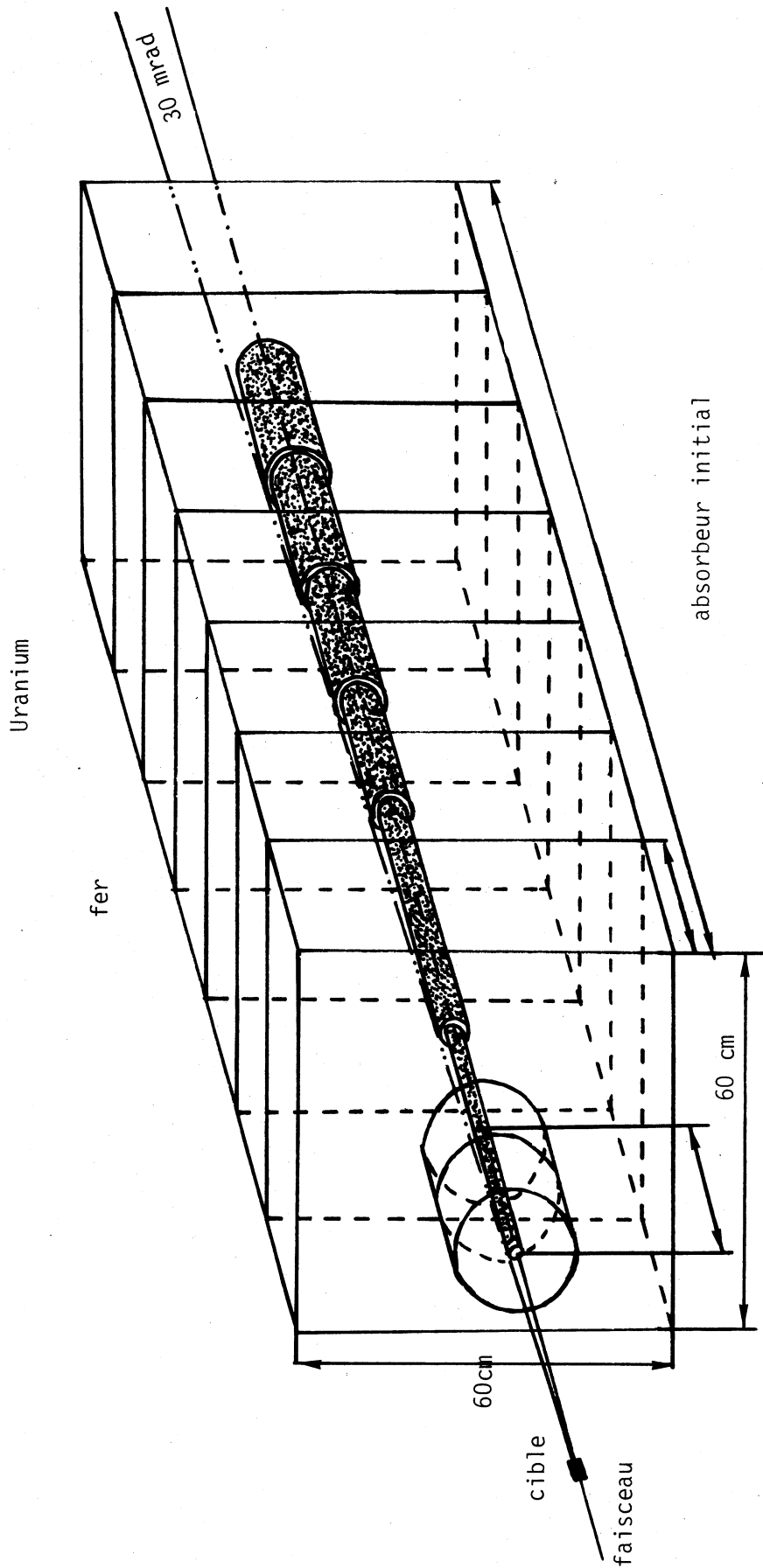
De plus on a étudié l'effet des empilements d'événements sur les événements épais.

1/ Effets de la longueur de l'absorbeur sur les hodoscopes

A l'absorbeur initial, qui a été décrit précédemment, on peut ajouter une ou deux rondelles de 10 cm d'épaisseur chacune et de la même composition que l'absorbeur initial, c'est-à-dire un bloc de fer avec en son centre de l'uranium, très appauvri en ^{235}U , formant un cône de 30 mrad d'angle au centre (voir fig. III.B.1.).

Dans les débuts de la mise au point des prétrigger et trigger, on a étudié l'effet de la longueur de l'absorbeur sur les taux de comptage des hodoscopes, ce qui a donné les résultats du tableau III.B.1.

La figure III.B.2. montre la configuration des hodoscopes formant les prétrigger et trigger.



2 rondelles supplémentaires

FIG. III.B.1.

Nbre de coups par π incident	Absorbeur initial + 0 rondelle : 1,40 m		Absorbeur initial + 2 rondelles : 1,60m	
	$0,6 \cdot 10^7 \pi/b$	$1,2 \cdot 10^7 \pi/b$	$0,6 \cdot 10^7 \pi/b$	$1,2 \cdot 10^7 \pi/b$
T1 seul	0,56	0,48	0,275	0,27
T2 seul	0,71	0,57	0,63	0,56
T3 seul	0,21	0,17	0,21	0,175
T1 T2 T3 _{mj} $\overline{T1^+}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	$2,95 \cdot 10^{-3}$	$0,714 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^{-3}$
T1 T2 T3 _{mj} $\overline{T1^+}$ Kacatoës	$0,94 \cdot 10^{-3}$	$2,18 \cdot 10^{-3}$	$0,50 \cdot 10^{-3}$	$0,96 \cdot 10^{-3}$
idem sans T3(10 + 11)	$0,52 \cdot 10^{-3}$	$1,52 \cdot 10^{-3}$	$0,31 \cdot 10^{-3}$	$0,84 \cdot 10^{-3}$

TABLEAU III.B.1.

Nombre de rondelles	0	1	2
Moniteur	16147	18700	17555
Prétriggeur	58305	56360	39320
Trig. 1 & 2	74,5	66,5	49,1
Nbre événem. enregistrés sur bande	64,1	58,6	45,2
PT/Mon	3,61	3,01	2,24
Tr/mon	$4,61 \cdot 10^{-3}$	$3,56 \cdot 10^{-3}$	$2,80 \cdot 10^{-3}$

Nbre de rondel.	0/1	1/2	0/2
PT/Mon	1,20	1,35	1,61
Tr/Mon	1,29	1,27	1,64

b) Facteurs de réduction dus
aux rondelles.

TABLEAUX III.B.2. a) et b)

a) Résultats expérimentaux.

On a ici comme prétrigger et trigger :

PT : $T1 \times (T3\text{-Gamma}2)_{mj} \times \overline{HaTo}$

Trig : Trig 1 : $PT \times (T3\text{-Gamma}2\text{-PC}2)_{\geq 2} \times (T3 - M_1, M_2)_{\geq 1}^{\Delta M=4}$

+ Trig 2 : $PT \times (T3\text{-Gamma}2\text{-PC}2)_{\geq 2} \times (T3 - M_1, M_2)_{\geq 2}^{\Delta M=5}$

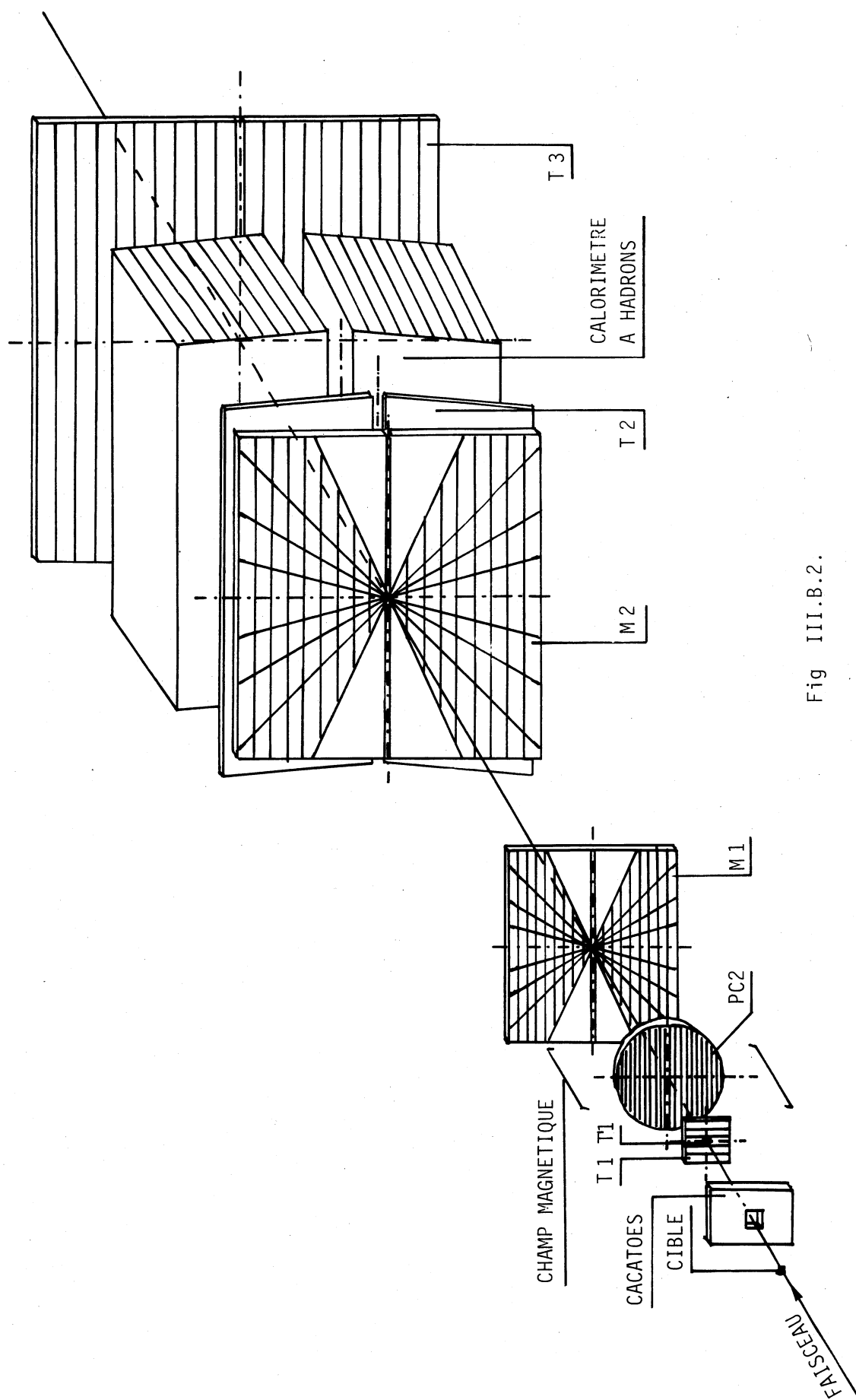


Fig III.B.2.

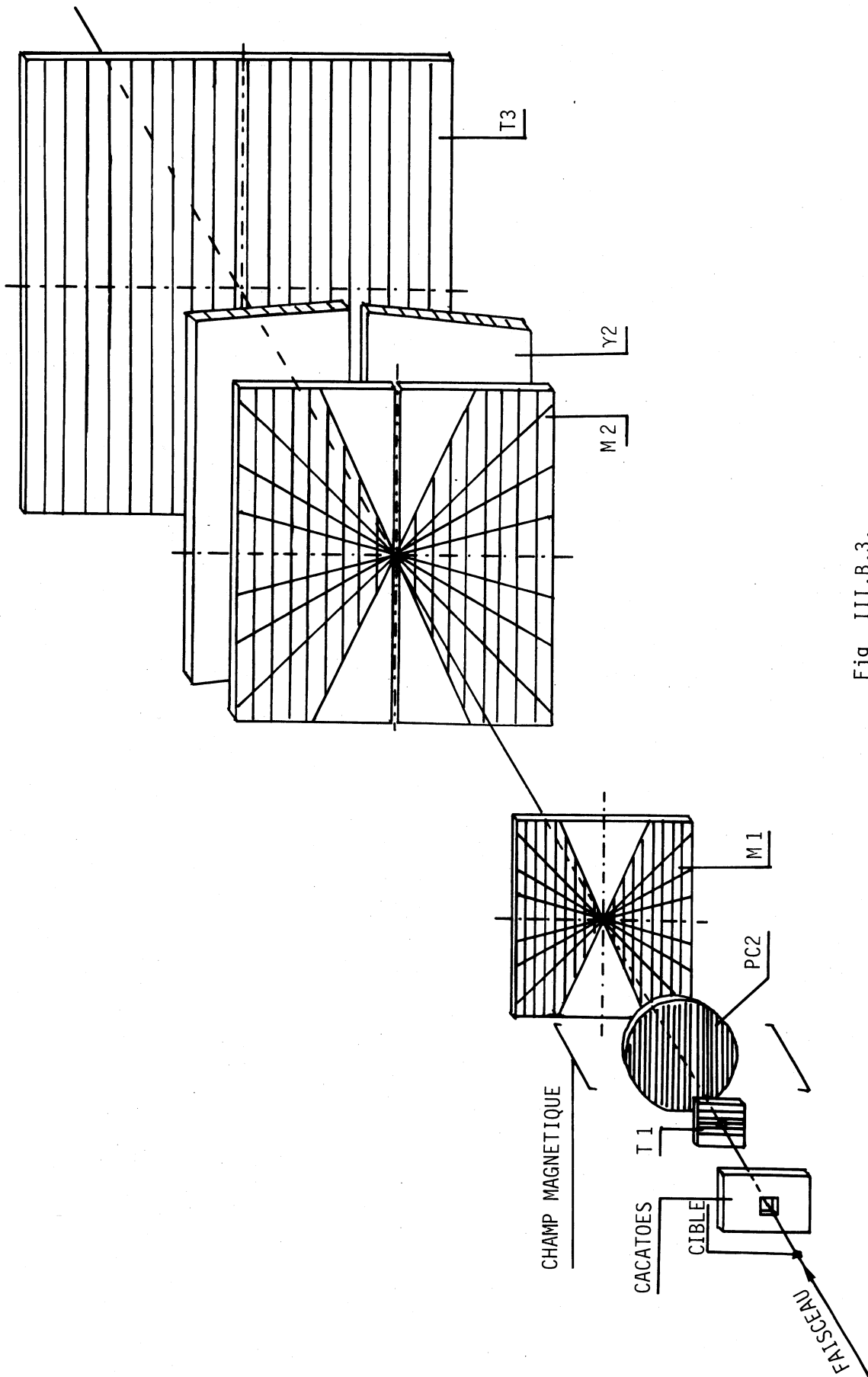


Fig III.B.3.

On remarque que l'adjonction de deux rondelles à l'absorbeur initial diminue d'un facteur deux le taux de comptage de l'hodoscope T1. Le prétrigger utilisé étant encombré d'une majorité de fortuites, il se trouve aussi fortement influencé par la longueur de l'absorbeur.

On remarque également que T1', l'hodoscope situé dans le trou du T1, a une action pratiquement nulle lorsqu'il y a deux rondelles, alors que sans rondelle sa présence en anti-coïncidence fait diminuer d'un facteur deux le nombre de trigger par burst.

L'absence d'effet sur les autres hodoscopes s'explique par le fait que la longueur de l'absorbeur agit principalement sur le nombre de hadrons et de gerbes électromagnétiques sortant de l'absorbeur ; or, ces hadrons et ces gerbes électromagnétiques ont une énergie relativement basse et sont déviés par le champ magnétique, donc ils ne traversent pas les hodoscopes situés très en aval de l'aimant.

On a alors pensé qu'il fallait, pour diminuer le taux de prétriggers, en plus de l'allongement de l'absorbeur, améliorer la formule du prétrigger.

Ceci a été fait en remplaçant dans le prétrigger l'hodoscope T2 (divisé en grands secteurs), par la coïncidence T3- γ 2 qui définit mieux dans le plan vertical des trajectoires rectilignes qui pointent vers la région des cibles (fig III. B.3.).

Cette amélioration a porté ses fruits comme le montre la baisse des facteurs d'atténuation provoquée par le nombre de rondelles, dans le tableau III.B.2.

Comparaison entre les prévisions de Grant et les résultats expérimentaux de l'absorbeur au niveau du T1 :

Longueur de l'Absorbeur	1,40 m	1,60 m
Prévisions de Grant	0,96	0,23
Résultats expérimentaux	0,52	0,27

Les grands écarts existant entre les prévisions et les résultats expérimentaux peuvent s'expliquer par les choses suivantes :

- * Le T1 a une bande centrale horizontale inefficace, ce qui augmente sa différence d'acceptance avec la PCO.
- * Les prévisions de Grant sont faites sans champ magnétique, alors que les mesures expérimentales ont été faites avec champ magnétique, mais cela n'a qu'une importance minime, car le T1 est placé juste à l'entrée de l'aimant.
- * Le matériau du coeur de l'absorbeur n'est pas le même dans les deux cas : tungstène pour les prévisions et uranium pour les mesures expérimentales.

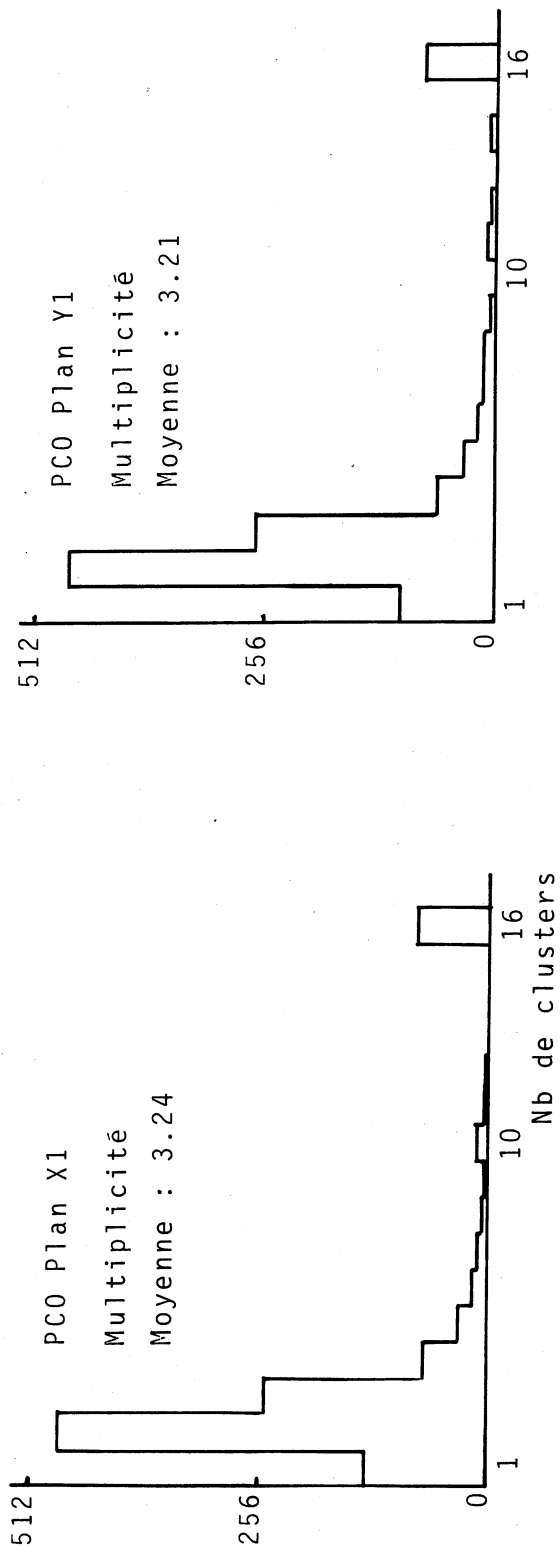
2/ Effets de la longueur de l'absorbeur sur la multiplicité des clusters dans les chambres à fils et les hodoscopes

Pour les chambres à fils, on appelle cluster un groupe de fils adjacents touchés en même temps ; la taille des clusters, nombre de fils des clusters, varie de 1 à 3 fils avec une moyenne de 1,2 à 1,4 ; on définit alors la multiplicité dans un plan par le nombre de clusters par événement. Un plan sera dit en "overflow" lorsqu'il aura plus de 16 clusters pour le même événement.

	Evénements avec overflow inclus				Evénements sans overflow seulement			
	0 152	1 150	2 144		0 152	1 150	2 144	
Nb de rondelles N° de run								
Plan :	X Y	X Y	X Y		X Y	X Y	X Y	
Multiplicité PC0	8.9	9.2	7.6	7.9	6.1	6.3	5.65	5.75
PC2	7.5	9.4	6.95	8.9	6.2	8.2	4.35	5.0
PC3	8.25	8.2	7.85	7.85	7.3	7.35	4.8	4.7
PC4	8.05	7.9	7.75	7.55	7.35	7.15	4.6	4.6
PC5	10.1	10.5	9.9	10.1	9.4	9.4	5.75	6.1
PC6	2.7	1.8	2.65	1.8	2.65	1.7	2.3	1.6
M 1	4.49		4.32		4.04		2.67	
M 2	6.86		6.38		5.94		3.76	
% d'overflow (par rapport au nombre de triggers)								
PC0	36.5%		26.7%		18.3%			
PC2	40.1%		38.4%		35.6%			
PC3	23.4%		21.1%		19.3%			
PC4	22.0%		19.3%		18.0%			
PC5	13.7%		12.1%		11.2%			
PC6	0.7%		0.4%		0.8%			
M 1	3.2%		3.1%		2.5%			
M 2	9.3%		7.6%		6.8%			
Tot en overflow	62.6%		57.6%		50.3%			
Multiplicité T 1	3.23		2.9		2.7		2.41	
T 2	1.31		1.24		1.28		1.23	
T 3	2.41		2.40		2.39		2.40	
T3-Gamma2	2.43		2.41		2.40			
T3-Gamma2-PC2	2.17		2.16		2.14			

TABEAU III.B.3.

Trigger : Beam x (T1xT2xT3) x T1' x (T3xH) x T3 > 2



Trigger : Beam x (T1xT2xT3) x T1' x (T3xH) x (T3xPC2) > 2

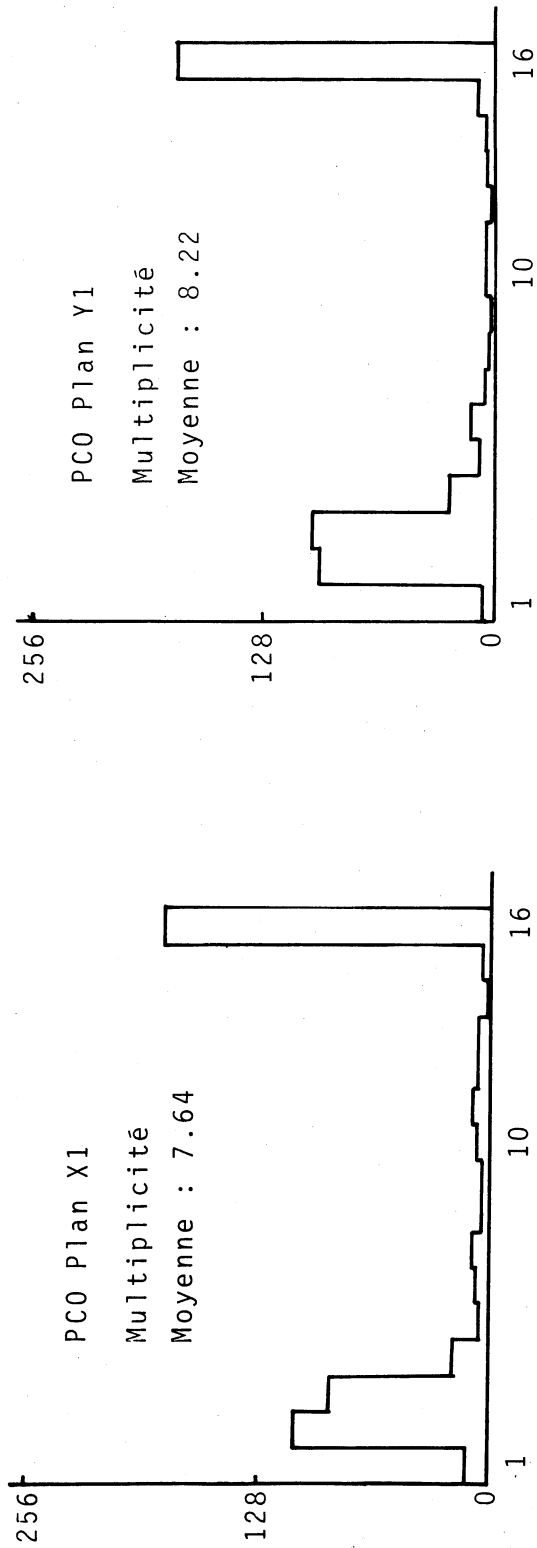


Fig III.B.4.

Pour les hodoscopes la multiplicité est le nombre de lattes touchées par événement.

Le tableau III.B.3. montre l'effet du nombre de rondelles ajoutées à l'absorbeur initial sur ces multiplicités et sur le nombre de fois qu'une chambre a au moins un plan en overflow.

On constate ici encore que seuls les détecteurs situés en amont ou très peu en aval de l'aimant, sont sensibles aux variations de longueur de l'absorbeur.

On espérait trouver une multiplicité d'environ 3 ou 4 dans les chambres, or cette multiplicité est de l'ordre de 9 sans rondelle et en tenant compte des événements avec overflow.

Elle tombe à 6 ou 7 avec deux rondelles, et à près de 4 avec deux rondelles et en éliminant les événements avec overflow; ce qui reste trop élevé.

Ceci peut s'expliquer par le fait que le trigger sélectionne les événements de haute multiplicité en demandant deux trajectoires venant de la région de la cible, comme le montre les figures III.B.4.

Il faut donc maintenant étudier les événements après analyse, pour savoir s'il y a lieu ou non d'éliminer les événements avec overflow.

3/ Etude des événements enregistrés sur bande.

Les événements qui nous intéressent dans cette expérience et que l'on a voulu sélectionner par le trigger avant de les enregistrer sur bande, sont des événements comportant un dimuon ou un multimuon ayant le vertex dans la cible de platine. Ces événements sont dits de " bons événements ".

Malheureusement, on a enregistré sur bande des événements d'autres types :

- événements comportant un dimuon ou un multimuon mais dont le vertex se trouve dans l'absorbeur;
- événements ne comportant pas uniquement des muons, mais également du " punch through ", c'est à dire des hadrons et des gerbes électromagnétiques ayant traversé ou ayant été produits dans l'absorbeur;
- événements présentant un empilement de plusieurs événements.

Il est à noter que ces divers types ne constituent absolument pas une partition, et que le fait qu'un dimuon produit dans la cible de platine soit accompagné de punch through ou d'un autre dimuon non corrélé en temps avec lui (ce qui est la définition de l'empilement d'événements), ne l'élimine pas obligatoirement de la catégorie "bons événements".

Le but de cette étude est de déterminer dans quelle mesure les événements qui ne sont pas "bons", sont une entrave à l'analyse des données des "bons événements".

En cours de prise de données, avec le PDP 11-45, on a pu obtenir une visualisation des événements qui étaient enregistrés sur bande. Comme le montre les figures III.B.5., on peut définir plusieurs classes d'événements différentes de la classification précédente, car la reconstruction des trajectoires se fait ici à la règle, donc sans aucune précision.

On obtient les catégories suivantes :

- candidats dimuons;
- candidats dimuons accompagnés de punch through;
- événements gras avec chambres en overflow, ou de plus de 2000 mots.

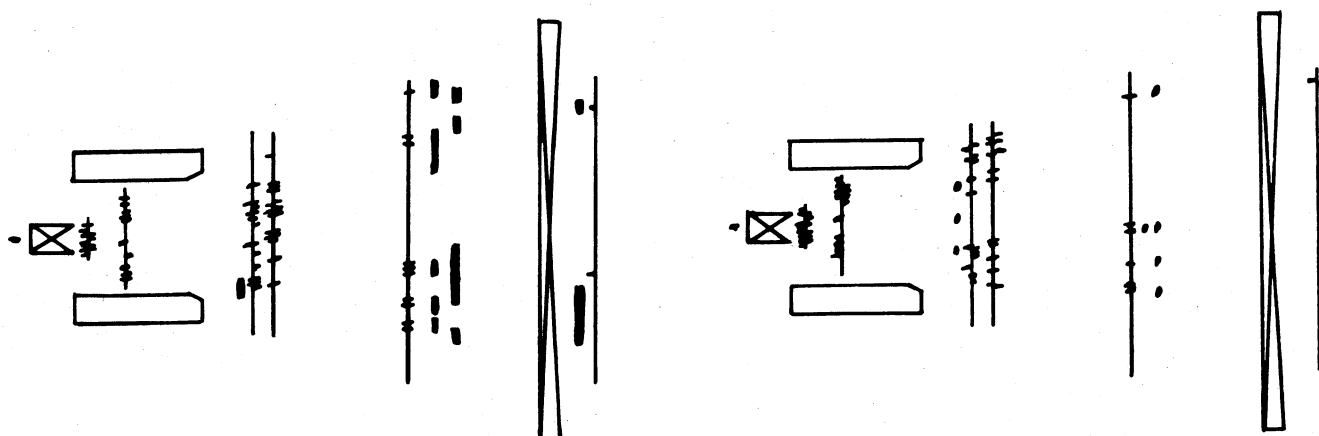
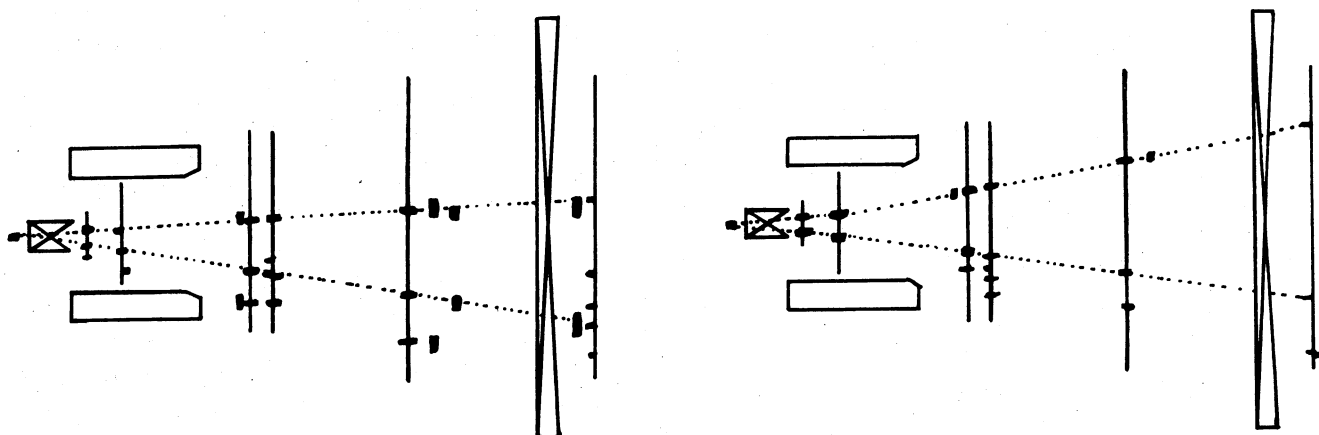
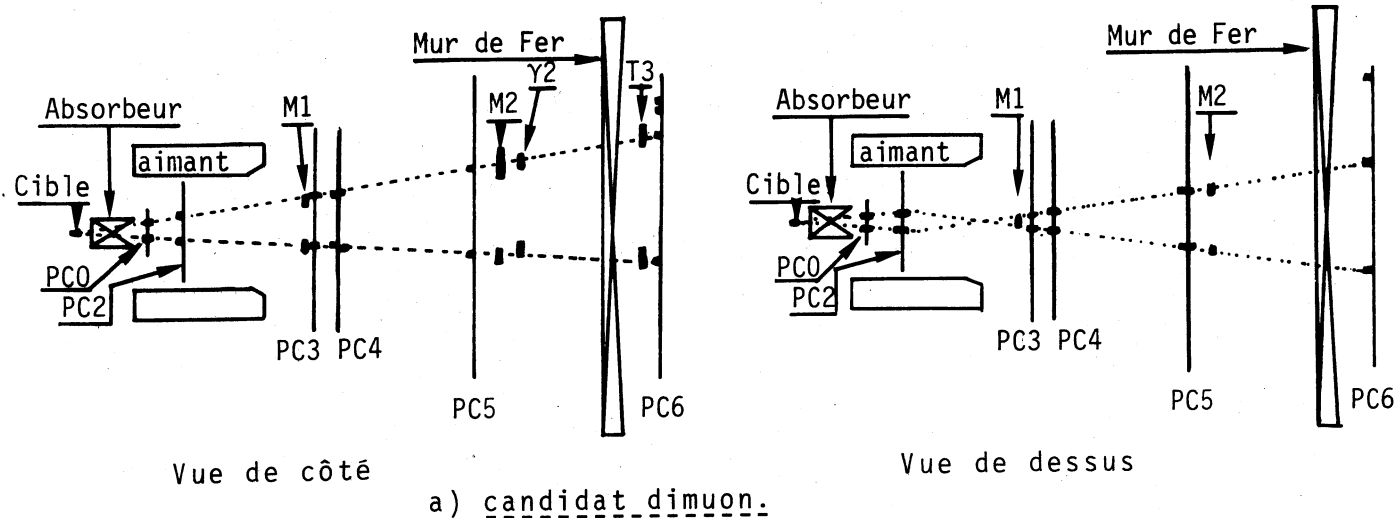


Fig III.B.5.

On ne peut pas, par la seule visualisation, distinguer les empilements d'événements des candidats multimuons ou des candidats dimuons accompagnés de punch through.

La visualisation ne nous permet que de constater la nécessité d'éliminer les événements ayant trop de chambres en overflow; et pour répondre à la question de savoir si tous les cas d'overflow sont gênant il faut procéder à une première analyse des données enregistrées.

Dans cette première analyse, on a à notre disposition les critères suivants :

- le nombre de chambres ayant au moins un plan en overflow: $IOVTOT=n$;

- le bit passé-futur* qui indique un empilement de plus de quatre événements, lorsque ce bit est présent dans le trigger on a $IEMP=1$;

- le nombre de clusters dans les deux premiers plans de la première chambre PCO (NCLANT) donnant le nombre de particules de l'événement.

- le nombre de muons reconnus comme tels par la coïncidence $\text{Gamma2/T3} : LTRIGG$, ce qui permet d'avoir le nombre de punch-through en faisant : $NPUTHR = NCLANT - LTRIGG$;

- la masse du dimuon $^{+ -}$ et la position du vertex de l'événement.

Ces critères nous permettent de définir plusieurs classes d'événements :

* Le bit passé-futur est un bit qui monte dans le trigger, lorsqu'il y a plus de quatre impulsions du T1 distinctes en temps, pendant la durée d'une impulsion du prétrigger.

- événements sans overflow et sans empilement (IOVTOT=0, IEMP=0);
- événements sans overflow mais avec empilement (IOVTOT=0, IEMP=1);
- événements avec une seule chambre en overflow, avec ou sans empilement (IOVTOT=1),
- événements ayant au moins deux chambres en overflow, avec ou sans empilement (IOVTOT > 2).

Pour chacune de ces classes on peut compter le nombre de :

- triggers;
- dimuons $\mu^+ \mu^-$,
- dimuons produits dans la cible de platine;
- dimuons accompagnés de punch through.

Il faut signaler que le programme de reconstruction n'analyse pas les événements ayant plus de 2 000 mots. Pour ces événements on peut néanmoins faire les suppositions suivantes :

- ils ont plus de deux chambres en overflow,
- ils ont du punch through,

ce qui permet de les classer dans la catégorie IOVTOT > 2 ; et le seul renseignement que l'on ait sur eux c'est qu'ils ont du punch through.

Cette étude a d'abord été faite, à l'aide d'un programme de reconstruction très complexe et tenant compte de la véritable carte de champ magnétique de l'aimant, sur environ 2 500 triggers, des runs :

- 211 à 200 GeV et à une intensité de $2,8 \cdot 10^7 \pi / b$,
- 355 à 280 GeV et à une intensité de $10^7 \pi / b$.

Nombre de :	Triggers	Tot $\mu^+ \mu^-$	$\mu^+ \mu^-$ dans la cible	$\mu^+ \mu^-$ dans absorbeur	Punch Through
IOVTOT=0, IEMP=0	862	263	100	163	692
IOVTOT=0, IEMP=1	110	17	7	10	102

a) Run 211, 2453 triggers analysés.

IOVTOT=0, IEMP=0	1361	655	301	354	849
IOVTOT=0, IEMP=1	20	5	3	2	19

b) Run 355, 2280 triggers analysés.

TABLEAUX III.B.4. a) et b).

	Triggers	Moyenne Arrière	Moyenne Avant	Rejet Avant	Tot $\mu^+ \mu^-$	Total ψ
IOVTOT=0	1101	2.82	1.5	22.3%	375	204
IEMP=1	6.5%				34.1%	18.5%
IOVTOT=1	4135	3.32	1.18	59.2%	271	75
	24.6%				6.6%	1.8%

a) Run 211, $4 \cdot 10^7$ pions incidents/burst.

IOVTOT=0	163	2.84	1.74	20.7%	40	14
IEMP=1	0.8%				24.5%	8.6%
IOVTOT=1	288	3.72	1.74	52.1%	31	6
	13.8%				10.8%	2.1%
IOVTOT $\geq$ 2	629	6.81	4.69	59.1%	10	1
	21.0%				1.6%	0.2%

b) Run 355, 10^7 pions incidents /burst.

TABLEAUX III.B.5. a) et b).

Les résultats obtenus sont les suivants :

- lorsqu'il y a au moins une chambre ayant au moins un plan en overflow, le programme ne s'en sort pas à cause des dépassements de mémoire nécessaire pour les histogrammes ;
- pour les cas sans overflow, avec ou sans empilement, les résultats sont donnés dans le tableau III.B.4.

Pour obtenir des résultats dans les cas où il y a overflow, on a refait l'étude avec un programme plus simple, qui en particulier ne possède pas la carte de champ magnétique exacte mais une carte obtenue d'après la maquette de l'aimant. Ce programme ne permet donc pas d'avoir une bonne séparation entre les dimuons venant de la cible et ceux venant de l'absorbeur ; mais avec ce programme on obtient des histogrammes qui nous apportent des renseignements intéressants.

Tout d'abord, on remarque (tableau III.B.5.) que dans les cas d'empilement (de plus de quatre événements), mais sans overflow, il y a 22,3 % des traces reconstruites à l'arrière avec les chambres PC3, PC4 et PC5, qui sont rejetées lorsque on les poursuit dans la partie avant dans les chambres PC0 et PC2, pour une intensité incidente de $4 \cdot 10^7$ pions/burst. Le rejet est de 20,7 % pour une intensité de 10^7 pions/burst.

On peut donc conclure qu'un empilement de plus de quatre événements, n'ayant aucune chambre en overflow, ne constitue pas un grave problème pour le programme de reconstruction. Tandis que dans les cas où il y a au moins une chambre en overflow, les rejets de traces par la partie avant dépassent 50 %.

Cela prouve que les traces reconstruites à l'arrière sont soit sans signification physique, soit sont des traces de particules ne venant pas de la cible comme les muons du halo.

De plus, on peut remarquer que les événements avec overflow n'ont que moins de 10% de dimuons $\mu^+ \mu^-$ et moins de 5% de ψ .

Il apparaît donc que l'on peut et même dans certains cas que l'on doit éliminer les événements avec overflow. C'est ce qui a été fait en introduisant dans le trigger le γ_1 (premier plan hodoscope du calorimètre à électrons), qui a pour but de mettre un veto sur le trigger chaque fois qu'il y a plus de 5 lattes du γ_1 touchées dans un même événement.

C/ TEST EN FAISCEAU DE PROTONS

Nous avons fait des tests avec un absorbeur de différentes longueurs pour savoir jusqu'à quelle intensité de faisceau de protons nous pouvions travailler avec l'appareillage "LEZARD".

Les résultats de ces tests sont donnés dans le tableau III.C.1.

En portant sur une figure les valeurs du rapport $\frac{T_1 PCO}{B_1 B_2}$ en fonction de la longueur de l'absorbeur, on peut comparer la courbe obtenue avec celle de Pilcher (8). Il est à noter que Pilcher utilise un absorbeur totalement en fer donc sans noyau d'uranium, et un faisceau de π^- de 150 GeV/c d'impulsion. Ceci explique donc le fait que les deux courbes ne soient que parallèles. On constate alors que la courbe a tout d'abord une allure en $e^{-\frac{x}{\lambda}}$, puis que la pente de la courbe diminue fortement. Cette diminution de la pente pourrait s'expliquer par le fait que les μ n'étant pas arrêtés par l'absorbeur gardent un taux constant lorsque l'on allonge l'absorbeur.

Mais le tableau III.C.1. nous donne également le taux de μ , qui n'est que de quelques millièmes. Les μ ne suffisent donc pas à expliquer cette remontée de la courbe. Il faut par conséquent supposer que les chambres détectent des particules neutres.

On remarque également dans le tableau III.C.1. qu'il y a un rapport 10 entre le comptage du T1 seul et du T1 mis en coïncidence avec les chambres pour un absorbeur de 2,4 m de long. Ceci tend à prouver que le T1 ne compte que 10 % de particules chargées, le reste étant des particules neutres.

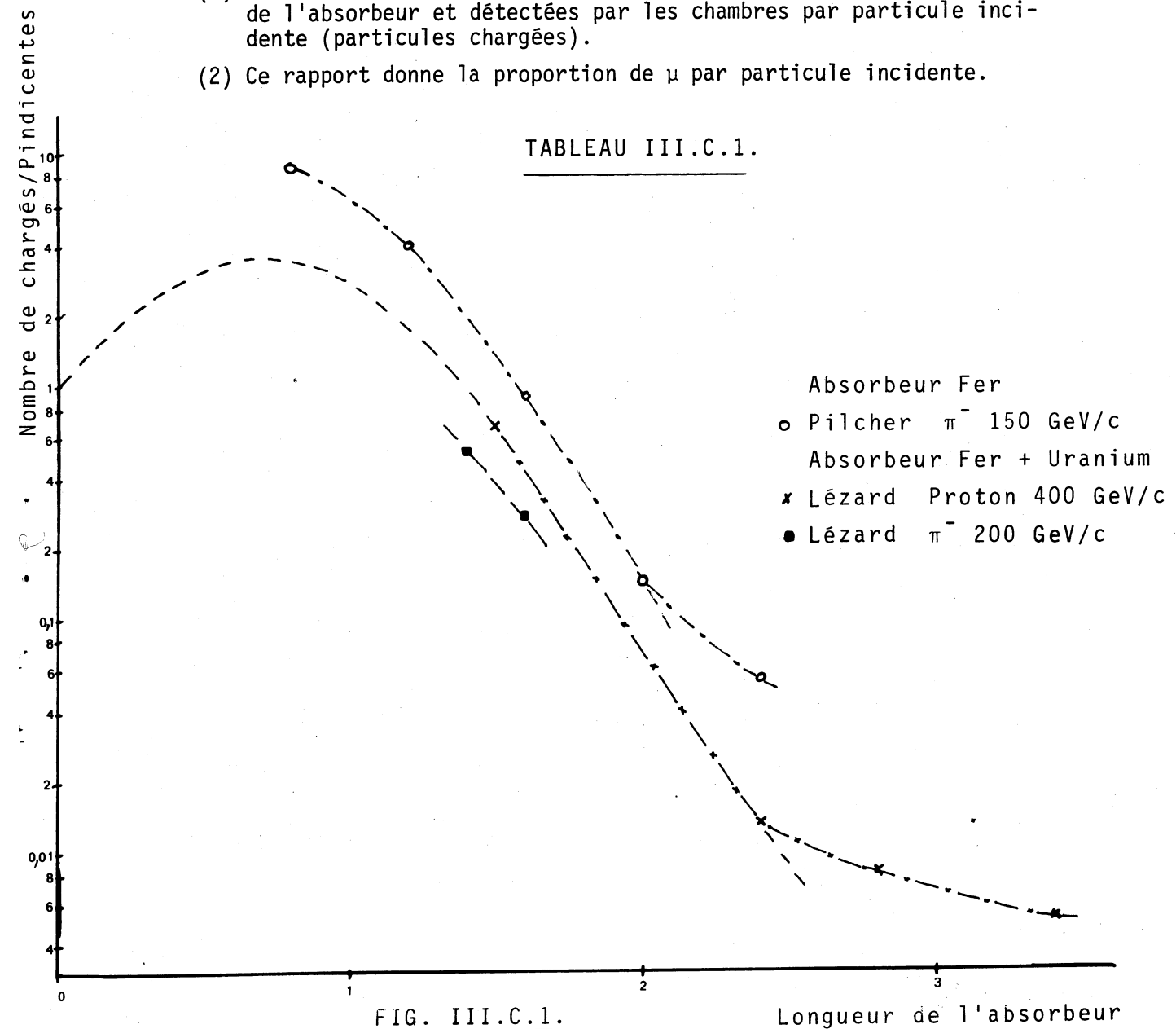
Longueur de l'absorbeur	1.5m	2.4m	2.8m	3.4m
$T1/B_1B_2$ (*)	—	13%	4 %	1 %
(1) $T1.PC0/B_1B_2$	65 %	1,3 %	0,8 %	0,5 %
(2) $T1 \text{ et } T3/B_1B_2$	—	2,5 ‰	2,2 ‰	1,16 ‰

(*) B_1 et B_2 sont deux scintillateurs placés en amont des cibles qui mesurent l'intensité du faisceau incident.

(1) La valeur de ce rapport donne la proportion de particules sortant de l'absorbeur et détectées par les chambres par particule incidente (particules chargées).

(2) Ce rapport donne la proportion de μ par particule incidente.

TABLEAU III.C.1.



Lors de ces tests, on a constaté une autre chose très surprenante : le courant débité dans la PCO qui est de $300 \mu\text{A}$ pour un flux de 3.10^9 protons incidents.

L'importance de ce courant tendrait à prouver que la chambre PCO détecte également des particules neutres :

- neutrons qui se manifesteraient par réactions nucléaires,
- et photons qui se matérialiseraient dans la matière de la chambre par des gerbes électromagnétiques.

Pour vérifier que la chambre PCO est bien sensible aux particules neutres on a fait un autre test avec une petite chambre proportionnelle à fils de 10 cm x 10 cm. Et on a constaté que :

- si l'on met un mur de béton de 40 cm d'épaisseur devant la chambre, le courant dans la chambre est diminué de moitié ;
- si l'on place un deuxième mur de béton derrière la chambre, le courant est encore égal au quart du courant initial ;
- si l'on met en plus un plan de béton au-dessus de la chambre, le courant est égal au cinquième du courant initial.

Toutes ces constatations indiquent que les particules neutres à l'origine du fort courant dans la PCO sont des neutrons lents qui se réfléchissent dans tout l'appareillage.

C O N C L U S I O N

A/ LA CHAMBRE A FILS PCO

L'étude et la mise au point de la PCO ont été rendues difficiles par le fait que cette chambre située immédiatement derrière l'absorbeur reçoit un grand flux de particules.

D'autre part, cette chambre est enfermée dans l'aimant, ce qui complique son implantation et la sortie des informations.

L'hybridation nous a permis de réduire suffisamment l'encombrement de l'électronique, pour que l'on puisse loger les préamplificateurs avec la chambre dans l'aimant.

Le haut flux nous oblige à prévoir une coïncidence rapide à l'entrée de la logique.

Cette coïncidence rapide exige que l'on mette un retard rigoureusement identique sur les 2 000 fils de la chambre, ce qui nous a amené à utiliser 500 kg de câbles.

Nous avons dû également étudier l'électronique de la chambre afin de réduire au minimum le temps mort, nous avons obtenu 140 ns.

Le haut flux nous faisait prévoir un effet important de la charge d'espace. En fait, les mesures nous ont montré qu'elle n'a pas d'action mesurable sur l'efficacité jusqu'à une densité de $5.10^4 \text{ p/cm}^2/\text{s}$, et que vers $1.510^5 \text{ p/cm}^2/\text{s}$. On observe une baisse d'efficacité de 1,5 %.

Cette chambre est en place dans l'expérience depuis un an, et son efficacité moyenne globale est d'environ 98 % pour un flux total de particules dans la chambre de 3.10^7 p/s.

B/ L'ABSORBEUR

Nous ne voulions pas d'un absorbeur trop long afin de limiter la diffusion multiple des μ , ce qui augmente l'erreur sur la détermination de la masse des dimuons. Mais nous avons vu un peu juste avec 1,40 m de longueur pour l'absorbeur, le taux de triggers par burst était beaucoup trop élevé. Force nous a été d'ajouter une rondelle de 10 cm d'épaisseur pour réduire fortement ce taux de triggers.

En ce qui concerne les particules chargées autres que les μ sortant de l'absorbeur, également appelées "Punch Through", on a constaté que le trigger, en demandant qu'il y ait au moins deux μ dans l'appareillage, favorisait les événements très épais comportant du "Punch Through".

Ce "Punch Through" est gênant car, lorsqu'il est constitué d'un trop grand nombre de particules, il met les chambres en overflow, ce qui bloque le programme de reconstruction. Mais, comme nous l'avons vu, la proportion de dimuons reconstructibles, reste faible dans le cas d'overflow.

Les tests effectués avec un faisceau de protons de haute intensité ont démontré que nous avons fait une erreur importante en omettant de tenir compte du rôle que pouvaient jouer les neutrons dans l'appareillage.

En effet, nous savions que les détecteurs étaient très peu efficaces pour les neutrons, mais le nombre de ces neutrons est très grand. Ceci est dû en partie au fait que le coeur de l'absorbeur est en uranium.

Il faudrait donc, pour travailler avec un faisceau très intense de protons, changer la nature du coeur de l'absorbeur, par exemple le faire en tungstène, et pourvoir cet absorbeur d'une partie servant uniquement à l'absorption des neutrons.

REFERENCES

- (1) Drell et Yan Phys. Rev. Lett. 25 316 (1970)
- (2) Brodsky et Farrar Phys. Rev. Lett 31 1153 (1973)
- (3) Fox Nucl. Phys. B131 107 (1977)
- (4) Feynman et Field Phys. Rev. D15 2590 (1977)
- (5) Buras et Gaemers Nucl. Phys. B132 249 (1978)
- (6) Jackson et Farrar Phys. Rev. Lett. 35 1416 (1975)
- (7) Grant NIM 131 167 (1975)
- (8) Pilcher Fermilab Proposal 331

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le Professeur M. FROISSART de m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire du Collège de France, et d'avoir aimablement accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Messieurs D. DECAMP, P. DELPIERRE, B. GROSSETETE et J. LEFRANCOIS d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur P. DELPIERRE qui m'a dirigée tout au long de ce travail. Il m'a patiemment initiée aux méthodes de la recherche expérimentale. Lors de la rédaction, il a relu ces pages avec beaucoup d'attention, et par ses nombreuses remarques et corrections, il a grandement contribué à l'amélioration du contenu de cette thèse.

Je remercie Monsieur D. DECAMP de m'avoir permis d'utiliser les résultats de ses travaux sur la conception de l'absorbeur, et de m'avoir clairement expliqué le mécanisme de Drell-Yan ainsi que les fonctions de structure des hadrons.

Je remercie également Monsieur J. BOUCROT qui m'a très patiemment initiée à la programmation en langage FORTRAN, me permettant ainsi de comprendre et d'utiliser le programme d'analyse de l'expérience.

Je tiens à remercier également toute l'équipe "Lézard", en qui j'ai trouvé un bon esprit de collaboration et une constante bonne humeur.

Au Collège de France, je tiens à remercier tous les techniciens du "Lézard", et en particulier Messieurs M. VASSENT et J-P TURLLOT pour les explications détaillées qu'ils m'ont fournies sur l'électronique de la chambre PCO.

Je remercie enfin Madame Y. RUELE qui, avec grande compétence et beaucoup de gentillesse, a assuré la dactylographie et la mise en page de cette thèse.