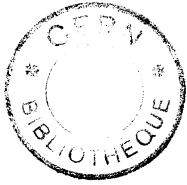


Az

EX 9057  
9



N° D'ORDRE

21 JUL. 1981

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050516

# THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE  
L'UNIVERSITÉ DE HAUTE ALSACE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par

**Serge JACQUEY**

---

DETERMINATION DES FACTEURS DE FORME ELECTRO-  
MAGNETIQUES DU PROTON AU SEUIL DE LA REGION TEMPS

---

Soutenu le 5 avril 1979 devant la Commission d'Examen

MM. F.M. SCHMITT

Président

J. BAILEY

G. BASSOMPIERRE

J. GRESSER

R. STEIN

} Examineurs

Thesis-1979-Jacquey

# UNIVERSITÉ DE HAUTE ALSACE

ANVIER 1979

<u>Président</u>	: DONNET Jean-Baptiste
<u>Vice-Présidents</u> <u>enseignants</u>	: OBERLE Raymond, 1er vice-président JAEGLE Alain      STREITH Jacques
<u>Secrétaire Général</u>	: LEBLANC Yves

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, MAITRES DE RECHERCHE  
RESPONSABLES DES DOCTORATS ès SCIENCES

## Professeurs

DONNET Jean-Baptiste	Chimie Physique	E.N.S.C.Mu
FAURE Jean	Chimie Physique	E.N.S.C.Mu
PERNY Guy	Physique Appliquée	I.U.T.
STREITH Jacques	Chimie	E.N.S.C.Mu
TAGLANG Pierre	Physique	I.S.E.A.
WEY Raymond	Chimie	E.N.S.C.Mu

## Professeurs sans chaire

CHEZEAU Jean-Michel	Chimie	E.N.S.C.Mu
JAEGLE Alain	Physique	I.S.E.A.
LUTZ Robert	Mathématiques	I.S.E.A.
METZGER Gérard	Physique (Electronique)	I.S.E.A.
SCHMITT François	Physique	I.S.E.A.
STEIN Roland	Physique (Electronique)	I.U.T.
WOLFF Claude	Mécanique	E.N.S.I.T.M.

## Maîtres de conférences

GRESSER Julien	Electronique	I.U.T.
KALT André	Chimie Physique	I.S.E.A.
LAVILLE SAINT-MARTIN Bernard	Physique Appliquée	I.U.T.
MANQUENOUILLE Robert	Physique Appliquée	I.U.T.
RAUCH Gérard	Mathématiques	I.S.E.A.
RIEDINGER Roland	Physique	I.S.E.A.
ROTH Jean-Pierre	Mathématiques	I.S.E.A.
SCHULTZ Jacques	Chimie	I.S.E.A.
SPEHNER Jean-Claude	Informatique Appliquée	I.U.T.
WINTER Christiane (Mme)	Physique	I.S.E.A.

## Maîtres de recherche

LAHAYE Jacques	Physico-chimie des interactions et des interfaces	C.N.R.S.
PAPIRER Eugène	Physico-chimie des polymères et des molécules biologiques	C.N.R.S.
SIFFERT Bernard	Physico-chimie des interactions et des interfaces	C.N.R.S.

## Personnalités scientifiques

FLEURY Jean-Pierre	Chimie Organique Approfondie	E.N.S.C.Mu
FREYTAG René	Chimie Macromoléculaire	E.N.S.C.Mu
HATTERER André	Chimie Physique	E.N.S.C.Mu
REBE Jean-François	Sciences Economiques	I.U.T.
RIESS Gérard	Chimie Macromoléculaire	E.N.S.C.Mu
SCHUTZ Richard Adrien	Chimie Macromoléculaire	E.N.S.I.T.M.

=====

E.N.S.C.Mu	: Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Mulhouse
E.N.S.I.T.M.	: Ecole Nationale Supérieure des Industries Textiles de Mulhouse
C.N.R.S.	: Centre National de la Recherche Scientifique
I.S.E.A.	: Institut des Sciences Exactes et Appliquées
I.U.T.	: Institut Universitaire de Technologie

---

A MES PARENTS

A MA FEMME

A MES ENFANTS

---

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

### INTRODUCTION

Présentation de l'expérience 1

### I - LES FACTEURS DE FORME ELECTROMAGNETIQUES DU PROTON

#### 1 . Interactions électromagnétiques et électrodynamique quantique

1 . 1 Moment magnétique anomal du proton 4

1 . 2 Signification physique des facteurs de forme 6

1 . 3 Amplitude de transition et sections efficaces

- Les facteurs de forme de Sachs 7

- Sections efficaces de diffusion élastique  
de leptons et d'annihilations 8

- Validité de l'échange à un photon (OPE) 13

2 . Relations de dispersion 14

#### 3 . Modèles phénoménologiques pour les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon

3 . 1 Notations d'isospin 15

3 . 2 Modèles

- Relations empiriques 16

- Modèle optique 17

- Modèles utilisant les mésons vectoriels (VDM)

- Modèle à pôles simples 18

- Modèle de Veneziano

- Modèle de Massam et Zichichi

- Modèle de Skachkov 19

- Modèle de Zovko 20

4 .	<u>Situation expérimentale actuelle</u>	
4 . 1	Expériences dans la région du genre espace	22
4 . 2	Expériences dans la région du genre temps	
	- Expérience de Conversi et al.	23
	- Expérience de Hartill et al.	
	- Expérience de Castellano et al.	24
	- Désintégration dans la voie $p\bar{p}$ du méson vectoriel $J/\psi$	
5 .	<u>Etude cinématique de la réaction <math>p\bar{p} \rightarrow e^+e^-</math></u>	25

## II - LE FAISCEAU D ' ANTIPROTONS

1 .	<u>Faisceau M 14</u>	30
1 . 1	Optique du faisceau	
1 . 2	Conditions expérimentales du P.S.	32
2 .	<u>Arrêt des antiprotons</u>	33
2 . 1	Sélection des antiprotons par temps de vol	
2 . 2	Le choix du modérateur	36
	- Parcours des antiprotons dans la cible et longueur du modérateur	37
	- Les pertes dans le modérateur	38
	- Fluctuations dans le parcours des antiprotons " stragglng "	39
	- Dispersion angulaire du faisceau " Multiple scattering "	40
2 . 3	Définition électronique des antiprotons arrêtés	
	- Définition angulaire du faisceau	41
	- Réjection des antiprotons traversant la cible	
	- Mesure du $\frac{dE}{dx}$ des antiprotons	42
	- Electronique du télescope faisceau	43

2 . 4	Cible	44
2 . 5	Calibrations et performances du télescope faisceau	

### III - LES DETECTEURS D ' ELECTRONS

1 .	<u>Description des détecteurs</u>	47
1 . 1	Caractéristiques des gerbes électromagnétiques	48
1 . 2	Constitution des détecteurs	
	- Les chambres cinématiques $KIN_1$ et $KIN_2$	49
	- Le compteur M	50
	- La chambre M C	
	- Le détecteur " Sandwich "	51
1 . 3	Optique des détecteurs	52
	- Références pour la reconstruction	53
1 . 4	Mécanique des détecteurs	55
2 .	<u>Electronique de l'appareillage</u>	
2 . 1	Electronique des détecteurs d'électrons	56
	- Electronique des compteurs " M "	
	- Electronique des compteurs " F "	
	et " Sandwich "	57
2 . 2	Electronique du déclenchement final	59
	- Déclenchement final	
	- Inhibitions et commandes du déclenchement final	
	- Circuits du déclenchement final	60
	- Data Box	61
	- Enregistrement des données	62
2 . 3	Déclenchement des chambres à étincelles	63
3 .	<u>Calibrations des détecteurs</u>	65
3 . 1	Calibrations électroniques	66
3 . 2	Calibrations photographiques	68
3 . 3	Acceptance de l'appareillage	70

## IV - ANALYSE DES RESULTATS

1 . <u>Prises de données</u>	72
2 . <u>Recherche des paires d'électrons</u>	
2 . 1 Critères de sélection	73
2 . 2 Reconstruction des évènements	74
3 . <u>Identification des évènements <math>e^+e^-</math></u>	75
3 . 1 Distribution en angle d'ouverture des paires d'électrons	
3 . 2 Estimation des simulations d'électrons	76
- Estimation globale du bruit de fond	77
- Echanges de charges produits par les pions	
- Simulation par $\Pi - \gamma$ superposés	78
- Simulation par $\gamma$ converti ou paire de Dalitz	79
- Autres simulations possibles	
3 . 3 Spectre de masse invariante	80
4 . <u>Détermination des facteurs de forme du proton au repos</u>	
4 . 1 Etude de l'annihilation $p\bar{p} \rightarrow h^+h^-$	81
4 . 2 Mesure du rapport de branchement $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$ au repos	82
4 . 3 Mesure du rapport de branchement $B_{h^+h^-}$ au repos	83
4 . 4 Mesure du rapport de branchement $B_{e^+e^-}$ au repos	
4 . 5 Calcul du facteur de forme au seuil de la région temps	84
5 . <u>Détermination des facteurs de forme du proton à <math>q^2 = -3,61 \text{ (GeV/c)}^2</math></u>	
5 . 1 Mesure du rapport de branchement $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$ à 300 MeV/c	87
5 . 2 Mesure de la section efficace $\sigma(h^+h^-)$ à 300 MeV/c	88
5 . 3 Mesure de la section efficace $\sigma(e^+e^-)$ à 300 MeV/c	89
5 . 4 Calcul des facteurs de forme à $q^2 = -3,61 \text{ (GeV/c)}^2$	90

6 . <u>Corrections radiatives</u>	90
7 . <u>Lissage des données expérimentales des facteurs de forme</u>	92
<u>CONCLUSION</u>	94
<u>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</u>	96
<u>REMERCIEMENTS</u>	100



I N T R O D U C T I O N

## I N T R O D U C T I O N

Les premières expériences de diffusion d'électrons ont montré l'existence d'une structure électromagnétique pour les nucléons , et en 1947 , on mettait en particulier en évidence l'interaction électromagnétique neutron - électron , due essentiellement au moment anomal du neutron .

En 1953 commence l'étude des dimensions du nucléon par les méthodes de diffusion d'électrons et l'on introduit les notions de distribution de charge à l'intérieur du noyau , la structure électromagnétique du proton étant finalement observée en 1955 .

La production de faisceaux d'électrons de hautes énergies a permis de faire progresser cette recherche : par exemple , un électron d'un GeV possédant une longueur d'onde associée de  $2 \cdot 10^{-14}$  cm peut être utilisé efficacement pour sonder la structure interne du nucléon , puisque le nuage de pions qui l'entoure s'étend jusqu'à une distance d'environ  $10^{-13}$  cm . De plus , l'électron représente une particule idéale puisqu'il n'a pas d'interaction forte et que ses interactions faibles sont d'un effet négligeable .

Ces recherches couvrent un domaine d'activité du plus grand intérêt , tant pour la connaissance du nucléon que pour le développement de nouveaux concepts dans la physique des particules. Ainsi les résonances d'interactions fortes  $\rho$  ,  $\omega$  ,  $\phi$  et les plus récentes  $\rho'$  ,  $\rho''$  ,  $\omega'$  , que l'on retrouve dans l'analyse des facteurs de forme , nous conduisent progressivement à la conclusion que les mésons vectoriels jouent un rôle particulièrement important dans la physique des hadrons . De même , les données récentes obtenues en anneaux de collisions d'électrons ont produit une nouvelle impulsion dans la révision des vieilles idées théoriques .

L'étude des facteurs de forme électromagnétiques du proton a été favorisée par le développement des faisceaux et anneaux de collisions d'électrons et des cibles d'hydrogène liquide . De nombreuses données existent dans la région du genre espace correspondant à la diffusion électron - proton . Dans la région du genre temps , correspondant aux annihilations  $p\bar{p} \rightleftharpoons e^+e^-$  , trois expériences seulement , ont été réalisées jusqu'à présent , dont deux ne fournissent que des limites supérieures sur les facteurs de forme électrique et magnétique du proton .

Ce travail présente une expérience réalisée au CERN ( Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire ) sur la mesure de ces facteurs de forme au seuil de la région du genre temps par l'étude de l'annihilation  $p\bar{p} \longrightarrow e^+e^-$  au repos .

Un faisceau séparé d'antiprotons de 900 MeV/c est ralenti par un modérateur en plomb et va s'arrêter dans une cible d'hydrogène liquide . Les paires d'électrons produites sont mises en évidence par un ensemble de détecteurs de gerbes électromagnétiques de type " Sandwich " ( plomb - scintillateur - chambres optiques ) entourant la cible .

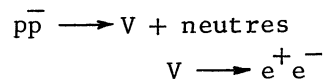
Dans le premier chapitre , nous présenterons les considérations théoriques relatives aux interactions électromagnétiques des hadrons à partir de l'électrodynamique quantique , et nous introduirons la notion de facteurs de forme électromagnétiques du proton , dont nous donnerons une signification physique pour les régions du genre espace et du genre temps . Après une présentation rapide de l'amplitude de diffusion et des sections efficaces différentielles , nous discuterons des propriétés d'analyticité des facteurs de forme . Des modèles phénoménologiques , en particulier le modèle de la dominance des mésons vectoriels , seront exposés . Un résumé de la situation expérimentale actuelle illustrera le formalisme théorique . Enfin , une revue de la cinématique de l'annihilation  $p\bar{p} \longrightarrow e^+e^-$  terminera cette première partie .

Le faisceau d'antiprotons et leur sélection par leur temps de vol seront décrits dans le deuxième chapitre . Nous donnerons les caractéristiques détaillées du faisceau , et nous étudierons le choix de la cible et du modérateur .

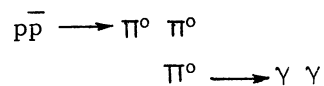
Le troisième chapitre sera consacré aux détecteurs d'électrons , à leur structure , leurs calibrations et leurs performances . Nous détaillerons également l'ensemble de l'appareillage expérimental associé , optique , mécanique et électronique .

Prises de données et analyse des résultats obtenus pour les évènements au repos et dans son voisinage feront l'objet du quatrième chapitre . Nous donnerons une estimation des différentes sources de simulation d'électrons et nous calculerons les facteurs de forme du proton à partir des mesures , au repos et à 300 MeV/c , du rapport de branchement  $B_{ee} = \frac{\Gamma(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(p\bar{p} \rightarrow \text{total})}$  . Nous terminerons cette étude par un lissage de l'ensemble des données expérimentales en utilisant un modèle basé sur la dominance des mésons vectoriels .

L'appareillage que nous avons utilisé a servi également à l'étude de la production de mésons vectoriels dans la réaction :



ainsi qu'à l'étude de la réaction :



---

CHAPITRE I

LES FACTEURS DE FORME ELECTROMAGNETIQUES

DU PROTON

---

C H A P I T R E I

LES FACTEURS DE FORME ELECTROMAGNETIQUES DU PROTON

I . 1 . INTERACTIONS ELECTROMAGNETIQUES ET ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE

1 . 1 Moment magnétique anomal du proton

L'électrodynamique quantique donne une représentation correcte des interactions des particules ponctuelles avec un champ électromagnétique . Dans le cas d'une particule pouvant être décrite par l'équation de Dirac ( spin  $s = \frac{1}{2}$  ), possédant une charge ponctuelle  $e$  ainsi qu'une masse  $m$  , l'équation de l'interaction conduit à attribuer à la particule un moment magnétique  $\mu_0 = \frac{e}{2m} s$  .

Cette relation est assez bien satisfaite pour les leptons chargés , électrons et muons , mais totalement fautive pour les hadrons. Dans ce cas , on définit la partie anormale  $\mu_a$  du moment magnétique expérimental telle que  $\mu = \mu_0 + \mu_a$  , et l'on utilise comme équation de base pour l'interaction l'équation de Dirac modifiée par Pauli , Réf. ( 1 ) :

$$\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \Psi + m \Psi - ie \gamma_\mu A_\mu \Psi - i\mu_a \sigma_{\mu\nu} q_\nu A_\mu \Psi = 0$$

$$\text{avec} \quad \sigma_{\mu\nu} = -\frac{i}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$$

Dans la limite non relativiste , cette équation peut encore s'écrire :

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[ m + \frac{1}{2m} (\vec{P} - e\vec{A})^2 + e\varphi + \frac{\mu_a}{2m} \square^2 \varphi - (\mu_a + \frac{e}{2m}) \hat{\sigma} \cdot \vec{H} \right] \Psi = \mathcal{H} \Psi$$

où  $\varphi$  est le potentiel scalaire ( $\varphi = i A_4$ ) et  $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$  le champ magnétique . L'opérateur  $\mathcal{H}$  peut être considéré comme l'Hamiltonien total du système , le terme  $e\varphi$  représente l'énergie d'interaction électrique et le terme final décrit l'interaction magnétique . Cette relation montre une propriété importante des particules non chargées lorsqu'elles possèdent un moment magnétique anomal non nul : elles peuvent présenter des interactions électriques à cause du terme  $\frac{\mu_a}{2m} \square^2 \varphi$  . C'est par exemple le cas pour le neutron qui peut interagir électriquement et magnétiquement avec une particule chargée .

Remarquons que pour les leptons , un moment magnétique anomal très petit (environ  $10^{-3}$  du moment magnétique  $\mu_0$ ) existe : il correspond aux corrections d'ordre supérieur de l'électrodynamique quantique . Par contre , les valeurs élevées de  $\mu_a$  pour les nucléons sont les conséquences des interactions fortes présentées par ces particules . On peut considérer , par exemple , le moment magnétique anomal du neutron , comme induit par le " nuage mésique " chargé en interaction avec lui .

Considérons la description de l'interaction électromagnétique entre leptons . L'Hamiltonien d'interaction  $\mathcal{H}_I$  s'écrit :

$$\mathcal{H}_I = - j_\mu (x) A_\mu (x)$$

dans lequel  $j_\mu (x)$  représente le quadricourant entre les états leptoniques initial et final :

$$j_\mu (x) = ie \bar{\Psi}(x) \gamma_\mu \Psi(x) .$$

Dans le cas de la diffusion élastique électron - nucléon cette façon de procéder doit être modifiée pour prendre en compte , d'une part , le fait que l'interaction ne peut pas être localisée à cause de la structure spatiale du nucléon , et d'autre part , la partie anormale du moment magnétique de celui-ci , bien que ces deux notions de structure spatiale et de moment magnétique soient étroitement liées .

La première modification doit déjà être introduite sur la densité d'Hamiltonien d'interaction , soit :

$$\mathcal{H}_I = - j_\mu (x) F_1 (x-x') A_\mu (x')$$

$F_1(x-x')$  représentant la structure du proton et décrivant sa distribution de charge . En pratique , on travaille plutôt avec le carré du quadrimoment transféré  $q^2$  , qui est un invariant , qu'avec des variables spatiales , en introduisant la transformée de Fourier de  $F_1(x-x')$  :

$$F_1(q^2) = \int e^{-iqy} F_1(y) d^4y \quad \text{avec} \quad y = x-x' .$$

Dans ces conditions ,  $F_1(q^2)$  représente un facteur de forme dans l'espace des moments .

La seconde modification consiste à introduire le courant correspondant au moment magnétique anomal . La structure spatiale du nucléon interviendra de nouveau par un facteur de forme  $F_2(x)$  conduisant à une densité d'Hamiltonien d'interaction " magnétique " :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I^{\text{magn}} &= -j_\mu^{\text{magn}}(x) F_2(x-x') A_\mu(x') \\ \text{avec} \quad j_\mu^{\text{magn}}(x) &= i \mu_a \bar{\Psi}(x) \sigma_{\mu\nu} q_\nu \Psi(x) , \end{aligned}$$

contribution du magnétisme anomal au quadricourant électromagnétique entre les états hadroniques initial et final .

## 1 . 2 Signification physique des facteurs de forme

Dans la région du genre espace , ( $q^2 > 0$  dans notre notation), on peut leur donner une interprétation physique en les considérant comme les transformées de Fourier de certaines fonctions spatiales . En effet , en choisissant le référentiel de Breit , Réf. ( 2 ) , on montre que le facteur de forme électrique

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) - \frac{q^2}{4 M_p^2} F_2(q^2)$$

décrit la distribution spatiale de la densité de charge électrique telle que

$$\rho(r) = \frac{e}{(2\pi)^3} \int G_E(q^2) e^{iqr} d^3q .$$

C'est ainsi que dans le cas d'un facteur de forme constant  $G_E = 1$  , la distribution de charge correspond à une particule ponctuelle , soit

$$\rho(r) = e \delta(r)$$



Il faut cependant remarquer que la fonction  $\rho(r)$  n'est relative à aucun référentiel déterminé, à chaque valeur de  $q$  correspond un autre référentiel. Ce n'est qu'à la limite non relativiste des faibles moments transférés ( $q^2 \ll M_p^2$ ) que le référentiel de Breit correspond à celui de la particule au repos et ne dépend plus de  $q$ , et que les facteurs de forme tendent vers les transformées de Fourier de véritables distributions spatiales de charges.

D'une façon analogue, le facteur de forme magnétique  $G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2)$  correspond à la transformée de Fourier de la densité de moment magnétique :

$$\mu(r) = \frac{e}{2M_p} \int G_M(q^2) e^{iqr} d^3q$$

avec les mêmes réserves que précédemment.

Pour la région du genre temps, ( $q^2 < 0$ ), l'interprétation physique de ces grandeurs est moins évidente : les expériences dans cette région apportent des informations sur la répartition en énergie du proton et les différentes structures résonantes liées au système proton-antiproton, en particulier les mésons vectoriels.

### 1.3 Amplitude de transition et sections efficaces

#### - Les facteurs de forme de Sachs

En accord avec l'interprétation physique des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, qui représentent, pour des valeurs peu élevées du quadrimoment transféré au carré, les transformées de Fourier des distributions de charge ou de moment magnétique, les facteurs de forme de Dirac  $F_1(q^2)$  et de Pauli  $F_2(q^2)$ , sont normalisés à  $q^2 = 0$  aux quantités :

$$F_1(0) = Q = 1 \quad \begin{array}{l} \text{charge électrique en unité} \\ \text{de charge de l'électron } e \end{array}$$

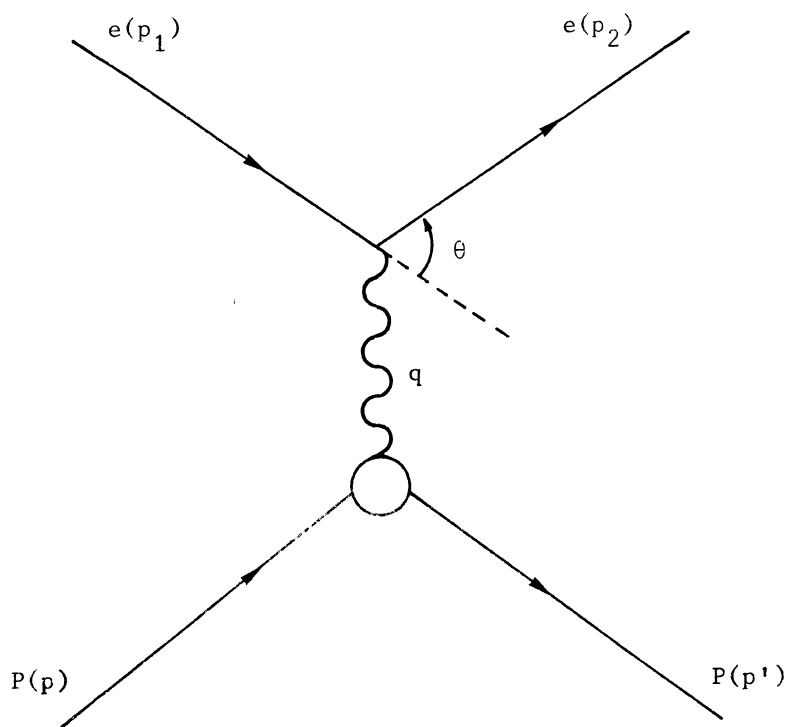


Fig . 1 .      DIFFUSION ELECTRON - PROTON

$$F_2(0) = \mu_a = 1,79 \quad \begin{array}{l} \text{moment magnétique anomal} \\ \text{en unité de moment magné-} \\ \text{tique } \frac{e}{2 M_p} \end{array}$$

On a l'habitude d'utiliser les notations de Sachs qui sont des combinaisons linéaires de ces deux facteurs de forme, lesquelles jouent des rôles plus physiques :

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) - \frac{q^2}{4 M_p^2} F_2(q^2)$$

correspondant au monopôle électrique et à la polarisation longitudinale du photon virtuel dans l'approximation OPE, et

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2)$$

correspondant au dipôle magnétique et à la polarisation transverse du photon virtuel.

Pour ces deux facteurs de forme électrique  $G_E$  et magnétique  $G_M$ , la normalisation à  $q^2 = 0$  est alors la suivante :

$$G_E(0) = Q = 1 \quad \text{en unité de charge électrique } e$$

$$G_M(0) = \mu = 2,79 \quad \text{en unité de moment magnétique } \frac{e}{2 M_p}$$

A cause de l'hermiticité des courants électromagnétiques,  $F_1$  et  $F_2$  donc  $G_E$  et  $G_M$  sont réels pour les réactions du genre espace.

- Sections efficaces de diffusion élastique de leptons et d'annihilations

En appliquant les règles de l'électrodynamique quantique au graphe de Feynman correspondant à l'échange à un photon de la figure ( 1 ), où la bulle du vertex hadronique représente précisément la modification de ce vertex lorsque l'on tient compte de la structure du proton, on peut écrire l'amplitude de diffusion élastique électron-proton :

$$T_{e'p'ep} = \frac{1}{e} \bar{u}_{e'} \gamma_\mu u_e \cdot \frac{1}{q^2} \bar{u}_{p'} \left[ \gamma_\mu F_1(q^2) + \sigma_{\mu\nu} q_\nu F_2(q^2) \right] u_p$$

où  $u_e$ ,  $u_{e'}$ ,  $u_p$  et  $u_{p'}$  sont les spineurs libres de Dirac et  $F_1(q^2)$ ,  $F_2(q^2)$  les facteurs de forme de Dirac et Pauli .

Cette relation peut être obtenue en considérant la forme la plus générale de l'élément de matrice permise par les invariances de Lorentz et de Jauge , et peut être interprétée comme une interaction entre deux courants . La forme la plus générale du courant électromagnétique du proton est alors donnée par

$$\bar{u}_{p'} \theta_{\mu} u_p$$

dans laquelle  $\theta_{\mu}$  possède les propriétés de transformations d'un quadri-vecteur et est une matrice 4x4 dans l'espace du spin du proton . En prenant les combinaisons de quadrivecteurs  $q = p' - p_p$  ,  $P = p' + p_p$  et les combinaisons de matrices de Dirac  $1, \gamma_{\mu}, \sigma_{\mu\nu}, i\gamma_{\mu}\gamma_5, \gamma_5$  , il vient :

$$\theta_{\mu} = a(q^2) \gamma_{\mu} + b(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_{\nu} .$$

L'élément de matrice de transition s'écrit :

$$M_{fi} = \frac{e^2}{V^2} \left[ \frac{m_e^2 M_p^2}{E_e' E_e' E_e E_p} \right]^{\frac{1}{2}} T_{e'p'ep}$$

(V = volume de normalisation)

La section efficace différentielle dans le système du centre de masse est alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{V^4}{(2\pi)^2} \frac{E_e E_p E_e' E_p' P_c^f}{E_c^2 P_c^i} \sum_i \sum_{\alpha} |M_{fi}|^2 \\ &= \frac{e^4}{(2\pi)^2} \frac{m_e^2 M_p^2 P_c^f}{E_c^2 P_c^i} \cdot \sum_{\text{spins}} |T_{e'p'ep}|^2 \end{aligned}$$

où  $E_c$  représente l'énergie totale ,  $P_c^i$  et  $P_c^f$  les moments initial et final dans le système du centre de masse .

Pour la diffusion électron - proton , représentée par le diagramme de Feynman de la figure ( 1 ) , le quadrimoment transféré est purement du genre espace puisque , dans notre notation :

$$q^2 = 2 p_1 p_2 ( 1 - \cos \theta ) \geq 0$$

La section efficace différentielle s'exprime dans ce cas ,et dans le système du laboratoire , par la formule de Rosenbluth Réf.( 3 ):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M(\theta) \left( F_1^2 + \frac{q^2}{4 M_p^2} \left[ 2(F_1 + F_2)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + F_2^2 \right] \right)$$

dans laquelle  $\sigma_M(\theta)$  représente la section efficace de Mott Réf.( 4 ) , c'est-à-dire :

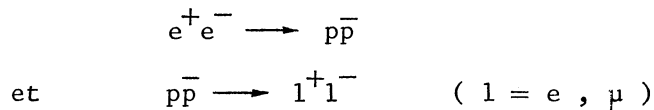
$$\sigma_M(\theta) = \left( \frac{e^2}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{4 E_e^2} \cdot \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{1}{1 + \left( \frac{2 E_e}{M_p} \right) \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

Avec les notations de Sachs , on obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M(\theta) \left[ \frac{1}{1 + \frac{q^2}{4 M_p^2}} \left( G_E^2 + \frac{q^2}{4 M_p^2} G_M^2 \right) + \frac{2q^2}{4 M_p^2} G_M^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

Dans la région du genre temps , les facteurs de forme électrique et magnétique du proton deviennent complexes à partir des valeurs de  $q^2$  correspondant au plus simple état hadronique , (  $\pi^+ \pi^-$  couplés dans un état de spin 1 ) . L'ouverture de la voie  $\pi^+ \pi^-$  entraîne l'apparition d'une partie absorptive pour les amplitudes de diffusion que sont les facteurs de forme . Pour  $q^2 \ll -4 M^2$  , il devient alors très difficile de déterminer expérimentalement leurs parties réelles et imaginaires.

Deux types d'expériences permettent d'accéder aux facteurs de forme dans cette région :



La première de ces annihilations peut être étudiée grâce aux anneaux de collisions d'électrons , alors que l'étude de la seconde devient possible depuis l'apparition de faisceaux intenses d'anti-protons . Ces deux types de réaction d'annihilation sont liés par la symétrie de renversement du temps qui permet de corrélérer leurs sections efficaces dans le système du centre de masse :

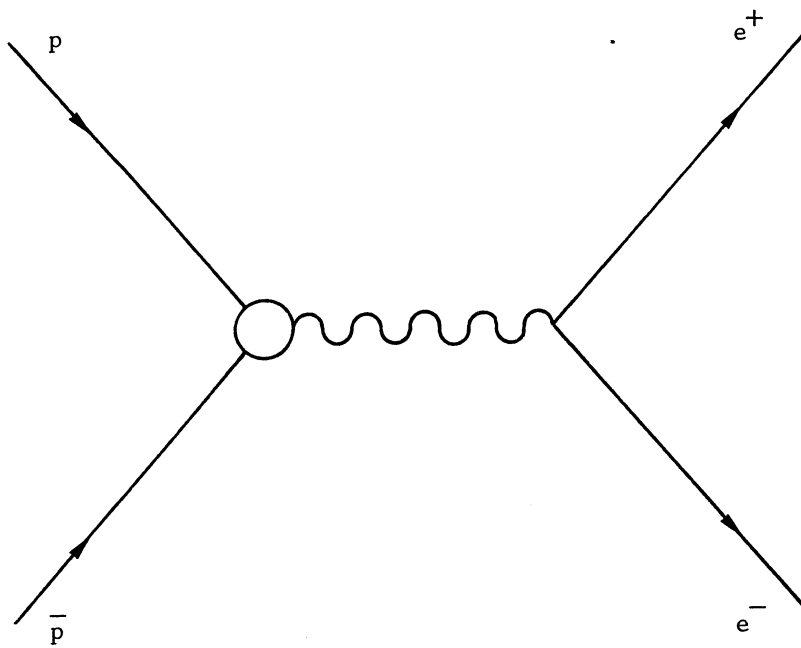


Fig . 2 . ANNIHILATION PROTON - ANTIPROTON

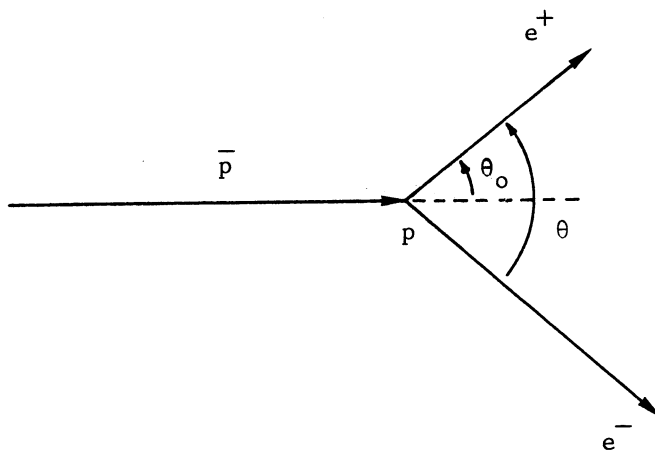


Fig . 3 .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} ( e^+ e^- \rightarrow p\bar{p} ) = \left[ \frac{P_{\bar{p}}}{P_e} \right]_{CM}^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} ( p\bar{p} \rightarrow e^+ e^- )$$

Nous n'étudierons donc que l'annihilation  $p\bar{p}$  qui peut se représenter par le diagramme de la figure ( 2 ) . Le quadrimoment transféré est ici du genre temps , puisque , dans le cas d'un proton cible à l'arrêt :

$$\begin{aligned} q^2 &= ( \vec{P}_{\bar{p}} + \vec{P}_p )^2 - ( E_{\bar{p}} + E_p )^2 \\ &= - 2 M_p ( M_p + E_{\bar{p}} ) \end{aligned}$$

est toujours négatif , et il est uniquement déterminé par l'énergie de l'antiproton dans le système du laboratoire .

Lorsque l'annihilation se produit aurepos ,  $E_{\bar{p}} = M_p$  et le minimum transféré vaut :

$$q^2 = - 4 M_p^2 ,$$

la partie  $- 4 M_p^2 < q^2 < 0$  correspondant à une région non physique , c'est-à-dire qui n'est pas accessible avec un faisceau réel d'antiprotons .

Dans le système du centre de masse , la section efficace d'annihilation  $p\bar{p} \rightarrow e^+ e^-$  qui permet d'obtenir les modules des facteurs de forme , peut s'exprimer par Réf. ( 5 ) :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} ( p\bar{p} \rightarrow e^+ e^- ) = \frac{\pi}{8} \frac{\alpha^2}{E_{\bar{p}} P_{\bar{p}}} \left( \left| F_1 + F_2 \right|^2 (1 + \cos^2\theta_c) + \left| \frac{M_p}{E_{\bar{p}}} F_1 + \frac{E_{\bar{p}}}{M_p} F_2 \right|^2 \sin^2\theta_c \right)$$

avec  $\theta_c$  = angle entre  $e^-$  et  $\bar{p}$  dans le centre de masse

$E_{\bar{p}}$  = énergie de l'antiproton dans le centre de masse

$P_{\bar{p}}$  = moment de l'antiproton dans le centre de masse

qui devient dans le système du laboratoire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} ( p\bar{p} \rightarrow e^+ e^- ) = \frac{\alpha^2}{4 \mathcal{E}_{\bar{p}} (\mathcal{E}_{\bar{p}} + M_p)} \cdot \frac{\mathcal{E}_p}{P_{\bar{p}}} \cdot \frac{\mathcal{E}_e^2}{M_p^2} \left[ y \right]$$

avec

$$y = 2 |F_1 + F_2|^2 + (\cotg \frac{\theta}{2}) \left[ |F_2|^2 \frac{P_p^2}{\xi_p^2} - \frac{2 M_p}{M_p + \xi_p} (|F_1|^2 - |F_2|^2) \right]$$

$\xi_p^-$  = énergie de l'antiproton dans le laboratoire

$P_p^-$  = moment de l'antiproton dans le laboratoire

$$\xi_e = \text{énergie de l'électron} = \frac{M_p}{1 - \left( \frac{P_p^- \cos \theta_0}{\xi_p^- + M_p} \right)}$$

$\theta_0$  est défini sur la figure ( 3 ) .

En intégrant cette expression sur la totalité de l'angle solide , on obtient la section efficace totale :

$$\sigma_T(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-) = \frac{\pi \alpha^2}{2 M_p^2} \left( \frac{\xi_p^- + M_p}{\xi_p^- - M_p} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ \left( \frac{2 M_p}{\xi_p^- + M_p} \right) |F_1 + F_2|^2 + \frac{1}{3} \frac{\xi_p^- - M_p}{\xi_p^- + M_p} \left( |F_2|^2 - \frac{2 M_p}{\xi_p^- + M_p} |F_1|^2 \right) \right]$$

soit

$$\sigma_T(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-) = \frac{\pi \alpha^2}{3 M_p P_p^- \eta} \left[ 2 \eta |G_M|^2 - |G_E|^2 \right]$$

en posant

$$\eta = \frac{q^2}{4 M_p^2}$$

et en introduisant les facteurs de forme de Sachs.

#### Cas particulier au repos

Au repos ,  $|G_E| = |G_M| = G$  , et la section efficace devient

$$\sigma_T(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-) = \lim_{P_p^- \rightarrow 0} \frac{\pi \alpha^2 G^2}{M_p P_p^-}$$



La détermination de  $G$  qui doit être une grandeur finie peut alors se faire par la mesure de la limite du produit :

$\mathcal{P}_{\bar{p}} \sigma_T (p\bar{p} \rightarrow e^+e^-)$  lorsque  $\mathcal{P}_{\bar{p}}$  tend vers zéro :

$$G = \lim_{\mathcal{P}_{\bar{p}} \rightarrow 0} \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{M_p \mathcal{P}_{\bar{p}} \sigma_T (p\bar{p} \rightarrow e^+e^-)}{\pi}}$$

L'application de cette formule sera détaillée dans le chapitre consacré à l'analyse des résultats expérimentaux . Cependant, au voisinage du repos , il est encore raisonnable de supposer  $|G_E| \simeq |G_M| \simeq G$  et les facteurs de forme peuvent être calculés à partir de

$$G = \sqrt{\frac{3 M_p \eta \mathcal{P}_{\bar{p}} \sigma_T (p\bar{p} \rightarrow e^+e^-)}{\pi \alpha^2 (2\eta - 1)}}$$

- Validité de l'échange à un photon ( OPE )

Sa justification vient du fait que la constante de structure fine  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$  est suffisamment petite pour que les termes d'ordre supérieur dans le développement en perturbation et en particulier les interférences un photon - deux photons qui contribuent au terme en  $\alpha^3$  à la section efficace et les termes en  $\alpha^4$  soient négligeables .

Cette approximation est bien vérifiée expérimentalement pour les réactions de diffusion de leptons dans la région du genre espace , et sa première conséquence est l'utilisation de la formule de Rosenbluth pour décrire la diffusion élastique des électrons sur une cible non polarisée . Une deuxième conséquence est l'absence d'un vecteur polarisation provenant du hadron incident ou final , lorsque les leptons ne sont pas polarisés : des mesures de polarisation du proton de recul et d'asymétrie dans les processus de diffusion d'électrons par des protons polarisés jusqu'à  $q^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$  , confirment bien cette hypothèse .

Dans la région du genre temps , elle n'a pas encore été vérifiée , mais il paraît raisonnable de la conserver puisque le propagateur du photon découle de l'électrodynamique quantique pour laquelle de nombreuses vérifications ont été faites dans cette région . Réf.( 6 )

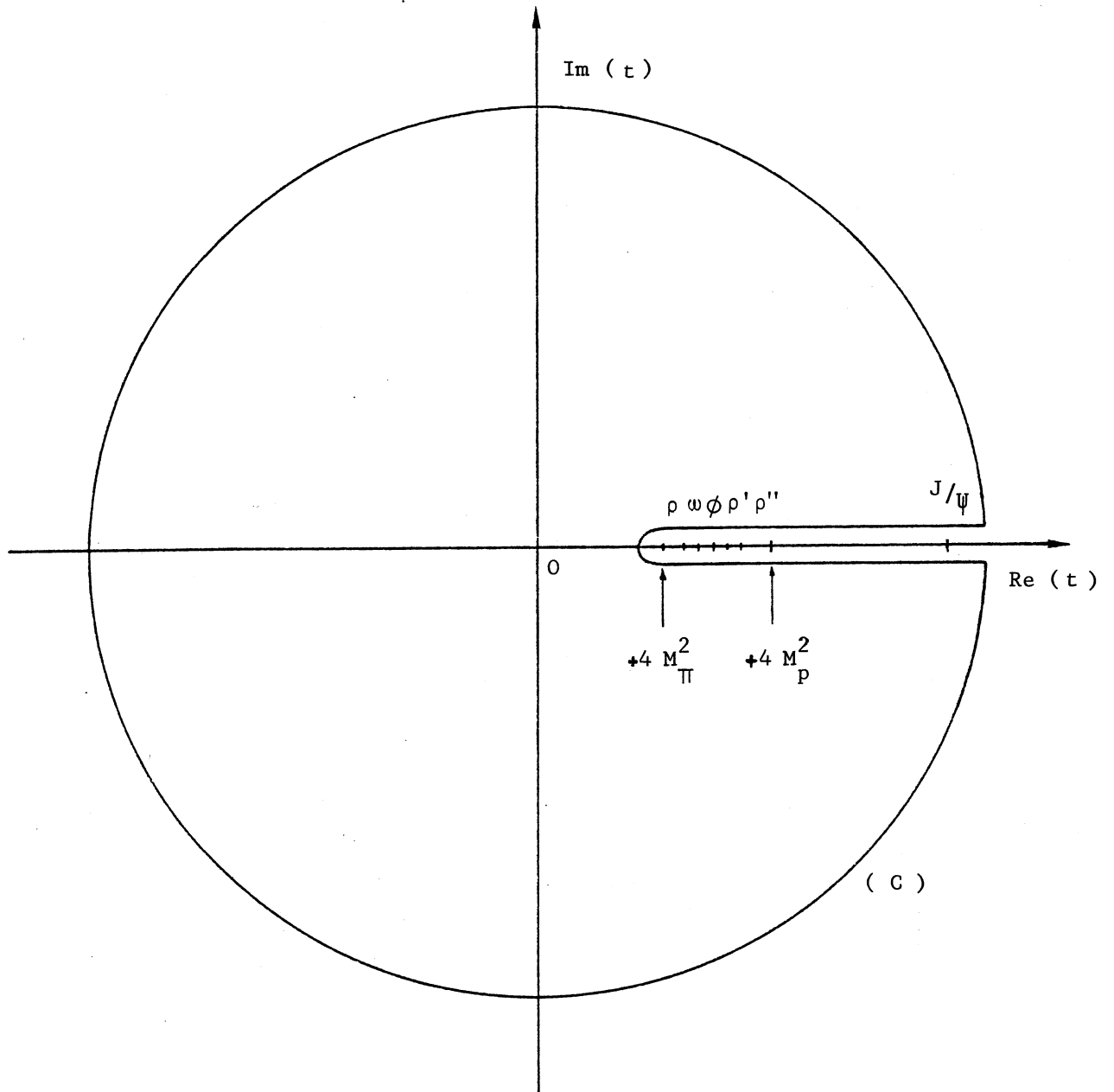


Fig . 4 . DOMAINE D'ANALYTICITE DES FACTEURS DE FORME DU NUCLEON

I . 2 . RELATIONS DE DISPERSION

L'analyse des facteurs de forme du proton à partir des relations de dispersion découle des propriétés d'analyticité de ces fonctions de la variable complexe  $q^2$ . En effet, en utilisant le théorème de Cauchy, il est possible de déterminer entièrement les facteurs de forme  $G_{E,M}$  dans leur domaine d'analyticité lorsqu'on les connaît sur le contour de ce domaine :

$$G_{E,M}(Z) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{G_{E,M}(t)}{t-Z} dt$$

en posant  $t = -q^2$  et en prenant pour (C) un contour d'intégration englobant le point Z.

Une simplification considérable de cette relation a lieu lorsque  $|G(t)|$  décroît plus rapidement que  $\left|\frac{1}{t}\right|$  pour  $t \rightarrow \infty$ , comme cela a été constaté dans la région du genre espace.

En choisissant le contour d'intégration de la figure (4) tel que la coupure le long de l'axe réel exclut le point  $t_0 = 4M_\pi^2$ , lorsque le rayon du cercle devient infini, nous obtenons la relation importante :

$$G_{E,M}(Z) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0 = 4M_\pi^2}^{\infty} \frac{\text{Im } G_{E,M}(t)}{t-Z} dt$$

qui conduit à  $\int_{t_0}^{\infty} \text{Im } G_{E,M}(t) dt = 0$ , si en plus  $G_{E,M}(t)$  varie en  $\frac{1}{t^2}$  à grands moments transférés.

Sous certaines conditions de régularité, il est possible d'obtenir une relation de dispersion (représentation module Réf.(7)) très intéressante car ne faisant qu'intervenir le module de  $G(t)$  :

$$\text{Log } G(Z) = \frac{(Z - t_0)^{\frac{1}{2}}}{i\pi} \int_{t_0}^{\infty} \frac{\text{Log } |G(t)|}{(t - t_0)^{\frac{1}{2}}(t - Z)} dt .$$

I . 3 . MODELES PHENOMENOLOGIQUES POUR LES FACTEURS DE FORME  
ELECTROMAGNETIQUES DU NUCLEON

3 . 1 Notations d'isospin

Dans l'étude des facteurs de forme du nucléon , il est plus pratique d'utiliser les notations de l'isospin plutôt que de se référer aux diffusions électron - proton ou électron - neutron .

On définit ainsi deux facteurs de forme isoscalaires ( $I = 0$ ) et deux isovectoriels ( $I = 1$ ) , qui sont reliés entre eux par les expressions :

$$\begin{aligned} F_1 &= F_1^S \pm F_1^V \\ F_2 &= F_2^S \pm F_2^V \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} + \longrightarrow \text{ proton} \\ - \longrightarrow \text{ neutron} \end{array} \right.$$

Ces composantes possèdent évidemment les valeurs à l'origine :

$$F_1^S(0) = F_1^V(0) = \frac{1}{2} \quad \text{en unités de charge électrique}$$

et

$$F_2^S(0) = \frac{\mu_p + \mu_n^{-1}}{2} = - 0,06$$

$$F_2^V(0) = \frac{\mu_p - \mu_n^{-1}}{2} = 1,85 \quad \text{en unités de moment magnétique}$$

Les facteurs de forme électrique et magnétique s'expriment alors par :

$$\begin{aligned} G_E &= G_E^S \pm G_E^V \\ G_M &= G_M^S \pm G_M^V \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} + \longrightarrow \text{ proton} \\ - \longrightarrow \text{ neutron} \end{array} \right.$$

avec

$$G_E^S(0) = G_E^V(0) = \frac{1}{2} \quad , \quad G_M^S(0) = \frac{\mu_p + \mu_n}{2} \quad , \quad G_M^V(0) = \frac{\mu_p - \mu_n}{2}$$

Dans le modèle à dominance de mésons vectoriels (VDM), cette représentation sépare bien les contributions dues aux mésons isoscalaires ( $I = 0 : \omega, \phi \dots$ ) et isovectoriels ( $I = 1 : \rho, \rho' \dots$ ). Cette décomposition sera utilisée dans la partie consacrée au lissage des données expérimentales.

### 3 . 2 Modèles

Jusqu'à présent, l'analyse des facteurs de forme n'a pu être réalisée qu'en utilisant les données expérimentales nombreuses existant pour la région du genre espace, jusqu'à  $q^2 = 25 \text{ (GeV/c)}^2$ . Pour cela, plusieurs modèles ont été proposés, les uns basés sur des relations empiriques, les autres fondés sur des considérations théoriques liées à la participation de mésons vectoriels dans les interactions électromagnétiques des hadrons. Un modèle optique des facteurs de forme a aussi été proposé. D'autre part, des efforts se poursuivent actuellement pour interpréter les facteurs de forme dans la théorie de la chromodynamique quantique. Nous n'en dirons rien de plus. Nous allons faire un rappel succinct des différents modèles utilisés, dont certains ont fait l'objet d'applications systématiques aux données expérimentales du proton et du neutron Réf. (8), et, pour faire le lissage de nos résultats dans la région du genre temps (voir chapitre ANALYSE), nous choisirons, en tenant compte des résonances  $\rho'$ ,  $\rho''$ ,  $\omega'$  récemment découvertes, le modèle de la dominance vectorielle généralisée. (GVDM)

#### - Relations empiriques

Elles proviennent du modèle dipolaire simple :

$$G_E^P(q^2) \simeq \frac{G_M^P(q^2)}{\mu_p} \simeq \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{0,71 \text{ GeV}^2}\right)}$$

et permettent un lissage approché des données de la région du genre espace pour des valeurs de  $q^2 < 10 \text{ (GeV/c)}^2$ , mais elles ne respectent pas les conditions aux limites :

$$G_M^{P,N} = G_E^{P,N} \quad \text{pour} \quad q^2 = -4 M_{P,N}^2$$

Certains auteurs Réf. ( 9 ) ont proposé des représentations du genre :

$$G_E^P(q^2) = \frac{1}{1 + a_1 q^2 + a_2 q^4 + a_3 q^6}$$

qu'on peut encore décomposer en parties isoscalaires et isovectorielles.

- Modèle optique

Ce modèle proposé par Chou et Yang Réf. (10) pour les diffusions à haute énergie décrit les hadrons comme des objets transparents d'extension finie à travers lesquels d'autres particules peuvent passer en subissant une certaine atténuation. La distribution de la transparence du hadron est alors identifiée, à un facteur de normalisation près, à la densité de charge électrique de la particule. La première application de ce modèle a été l'étude des collisions élastiques du proton et le facteur de forme qui en découle d'après les données sur les diffusions proton - proton à 30 GeV/c s'accorde bien avec le facteur de forme de Dirac  $F_1(q^2)$  obtenu dans les diffusions électron - proton. Cependant, ce modèle pose des problèmes à plus hautes énergies (transparence fonction de l'énergie) et devrait être reformulé de manière plus précise.

- Modèles utilisant les mésons vectoriels (VDM)

Ils reposent sur la décomposition de l'amplitude du photon virtuel en ses composantes hadroniques et en particulier sur le couplage du photon avec les mésons vectoriels  $1^{--}$ . L'amplitude de diffusion  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$ , par exemple, se décompose alors dans l'approximation à un photon suivant la figure ( 5 ).

Dans ces différents modèles, on fait intervenir séparément les mésons vectoriels à isospin 0 ( $\omega, \phi \dots$ ) et à isospin 1 ( $\rho, \rho' \dots$ ), ce qui donne généralement une décomposition en facteurs de forme isoscalaires ou isovectoriels  $F_{1,2}^{S,V}$  ou  $G_{E,M}^{S,V}$ . D'autre part, dans la plupart de leurs formulations, on ne tient pas compte des largeurs des mésons, ce qui entraîne la réalité des facteurs de forme sur tout l'axe réel.

- Modèle à pôles simples

Cette représentation utilise la formule de Clémentel-Villi Réf. ( 11 ) :

$$F_{1,2}^{S,V}(q^2) = \sum_I \frac{a_{1,2}^{S,V}(I)}{1 + \frac{q^2}{M_{S,V}^2(I)}} \quad I = \omega, \phi, \rho \dots$$

qui dérive des relations de dispersion .

- Modèle de Veneziano

Il s'agit là d'une représentation Réf. ( 12 ) utilisant une extension de la formule de Frampton Réf. ( 13 ) :

$$F_{1,2}^{S,V}(q^2) = F_{1,2}^{S,V}(0) \frac{\Gamma(C_{1,2}^{S,V} - \alpha) \Gamma(1 - \alpha + \beta q^2)}{\Gamma(1 - \alpha) \Gamma(C_{1,2}^{S,V} - \alpha + \beta q^2)}$$

où  $\Gamma$  représente la fonction  $\Gamma(x)$  d'Euler , et qui empreinte le modèle de Veneziano pour décrire les mésons vectoriels . Cette relation fait intervenir plusieurs paramètres libres :  $C_{1,2}^{S,V}$  pour déterminer un comportement asymptotique correct des facteurs de forme à grand  $q^2$  et  $\alpha - \beta q^2$ , avec  $\alpha = 0,5$  et  $\beta = 1$  représentant les trajectoires des résonances  $\rho$  et  $\omega$  que l'on prend comme étant dégénérées , la contribution du méson  $\phi$  et de ses récurrences étant négligée . Dans ce modèle , les facteurs de forme sont les superpositions d'un nombre infini de pôles .

- Modèle de Massam et Zichichi

Ces auteurs Réf. ( 14 ) et ( 15 ) ont proposé un modèle qui dérive également de la formule de Clémentel-Villi . Les facteurs de forme de Dirac et Pauli s'expriment par :

$$F_{1,2}^{S,V}(q^2) = \frac{a_{1,2}^{S,V}(I)}{I \left(1 + \frac{q^2}{\Lambda_S^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{m_I^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{\Lambda_Y^2}\right)}$$

Ce modèle ne fait intervenir que les résonances  $\omega$ ,  $\phi$  et  $\rho$ , et les coefficients  $a_{1,2}^{S,V}(I)$  proviennent des différentes constantes de couplage méson - nucléon et méson - photon.

Les propagateurs  $\frac{1}{1 + \frac{q^2}{\Lambda_S^2}}$  et  $\frac{1}{1 + \frac{q^2}{\Lambda_\gamma^2}}$  sont introduits pour

obtenir les comportements asymptotiques corrects des facteurs de forme et utilisent deux paramètres libres :  $\Lambda_S$  lié à la partie interaction forte, et  $\Lambda_\gamma$  lié à la partie interaction électromagnétique. On aboutit ainsi aux facteurs de forme électromagnétiques du proton

$$G_E^P(q^2) = \sum_I \frac{a_1^{S,V}(I) - \frac{q^2}{4 M_p^2} a_2^{S,V}(I)}{\left(1 + \frac{q^2}{\Lambda_S^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{m_I^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{\Lambda_\gamma^2}\right)}$$

et

$$G_M^P(q^2) = \sum_I \frac{a_1^{S,V}(I) + a_2^{S,V}(I)}{\left(1 + \frac{q^2}{\Lambda_S^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{m_I^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{\Lambda_\gamma^2}\right)}$$

expressions que l'on pourrait facilement étendre aux mésons vectoriels récents  $\rho'$ ,  $\rho''$  et  $\omega'$ .

#### - Modèle de Skachkov

Ce modèle Réf. ( 16 ) est une variante du modèle à pôles simples, basé sur une description invariante de la particule dans les transformations relativistes et dans lequel la longueur d'onde Compton joue le rôle d'un facteur d'échelle naturel. Dans ces conditions, les mésons vectoriels ne contribueraient à la structure du proton qu'à des distances grandes devant sa longueur d'onde Compton. Cette hypothèse serait justifiée par le confinement des quarks dans une région délimitée par la longueur d'onde Compton du proton. Ce modèle fait ainsi intervenir une



partie centrale du proton dont le rayon est égal à sa longueur d'onde Compton et conduit à une expression :

$$F_P(q^2) = \frac{y}{\text{sh } y} \sum_V \frac{a_V}{1 + \frac{q^2}{m_V^2}}$$

dans laquelle  $y = \text{Argch}\left(1 + \frac{q^2}{2 M_p^2}\right)$ .

Pour de faibles valeurs de  $q^2$ ,  $\frac{y}{\text{sh } y} \simeq 1$  et le modèle à pôles simples reste valable. Par contre, à grands moments transférés,  $F_P(q^2) \simeq \frac{\text{Log}(q^2/M_p^2)}{q^4}$  donne un comportement très voisin de celui de la forme dipolaire.

- Modèle de Zovko

Ce modèle Réf. ( 17 ) et ( 18 ) diffère par les comportements asymptotiques des facteurs de forme électrique et magnétique du proton. La limite  $q^2 G(q^2) \rightarrow 0$  quand  $q^2 \rightarrow \infty$  est remplacée par les contraintes plus fortes :

$$q^2 F_1^{S,V}(q^2) \rightarrow 0, \quad q^4 F_2^{S,V}(q^2) \rightarrow 0$$

quand  $q^2 \rightarrow \infty$ . En se limitant à un modèle à trois pôles isoscalaires et trois pôles isovectoriels, ce qui permet de faire un lissage en parfait accord avec les données expérimentales de la région du type espace, les facteurs de forme de Dirac et Pauli s'écrivent :

$$F_{1,2}^S(q^2) = \sum_S \frac{g_{Sp\bar{p}}^{(1,2)}}{f_S} \cdot \frac{1}{1 + \frac{q^2}{m_S^2}}$$

où  $S = \omega, \phi, \omega'$

et

$$F_{1,2}^V(q^2) = \sum_V \frac{g_{Vp\bar{p}}^{(1,2)}}{f_V} \cdot \frac{1}{1 + \frac{q^2}{m_V^2}}$$

où  $V = \rho, \rho', \rho''$

A partir des lois de somme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F_1^{S,V}(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} F_2^{S,V}(t) dt = 0$$

$$\text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} t F_2^{S,V}(t) dt = 0$$

dérivées des contraintes asymptotiques précédentes pour les facteurs de forme et des relations de dispersion

$$F_{1,2}^{S,V}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im} F_{1,2}^{S,V}(t')}{t' - t} dt'$$

vérifiées par ces derniers , on obtient les expressions suivantes :

$$\sum_S m_S^2 \frac{g_{Sp\bar{p}}^{(1,2)}}{f_S} = \sum_S m_S^4 \frac{g_{Sp\bar{p}}^{(1,2)}}{f_S} = \sum_V m_V^2 \frac{g_{Vp\bar{p}}^{(1,2)}}{f_V} = \sum_V m_V^4 \frac{g_{Vp\bar{p}}^{(1,2)}}{f_V} = 0$$

En utilisant les quatre conditions de normalisation :

$$F_1^{S,V}(0) = \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad F_2^{S,V}(0) = \mu^{S,V}$$

les facteurs de forme électrique et magnétique du proton se réduisent à des expressions du genre :

$$G_E = \left[ \frac{1}{2} - \frac{q^2}{4 M_p^2} (\mu^S + 2 M_p^2 C^S) \right] R_S(q^2) + \left[ \frac{1}{2} - \frac{q^2}{4 M_p^2} (\mu^V + 2 M_p^2 C^V) \right] R_V(q^2)$$

et

$$G_M = \left[ \frac{1}{2} + \mu^S - \frac{1}{2} C^S q^2 \right] R_S(q^2) + \left[ \frac{1}{2} + \mu^V - \frac{1}{2} C^V q^2 \right] R_V(q^2)$$

avec

$$R_S(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{m_\omega^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{m_\phi^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{m_\omega^2}\right)}$$

$$\text{et } R_V(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{m_\rho^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{m_{\rho'}^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{m_{\rho''}^2}\right)}$$

qui vérifient bien l'égalité  $G_E(-4M_p^2) = G_M(-4M_p^2)$  et dans lesquelles  $C^S$  et  $C^V$  sont deux paramètres libres si toutes les masses sont fixées . Ces dernières relations seront utilisées ( chapitre ANALYSE ) pour faire un lissage des données pour les valeurs tant positives que négatives du carré du quadrimoment  $q^2$  .

#### 1 . 4 . SITUATION EXPERIMENTALE ACTUELLE

##### 4 . 1 Experiences dans la région du genre espace

Un nombre considérable d'expériences ont été réalisées sur la diffusion élastique électron - proton depuis les premiers travaux de Hofstadter et ses collaborateurs Réf. ( 19 ) . Des données expérimentales existent jusqu'à 25 GeV/c et sont analysées à l'aide de la formule de Rosenbluth .

A faible moment transféré , l'électron ne voit du proton qu'une charge ponctuelle , et non sa structure électromagnétique , et la section efficace tend vers  $\sigma_M(0)$  , ce qui confirme les observations expérimentales de diffusion à faible énergie . En outre , au voisinage de  $q^2 = 0$  , on vérifie assez bien la règle d'invariance d'échelle

$$\mu_p \frac{G_E^P(q^2)}{G_M^P(q^2)} \simeq 1$$

Pour de grands moments transférés , les facteurs de forme  $G_E^P$  et  $G_M^P$  montrent une décroissance rapide , sensiblement en  $q^{-4}$  .

Les données expérimentales ont été interprétées à l'aide des différents modèles décrits dans la section précédente . Parmi ceux-ci , retenons le succès de la formule dipolaire pour des moments pas trop élevés et les lissages basés sur le modèle de la dominance vectorielle , en particulier ceux de Massam et Zichichi Réf. ( 14 ) et de Zovko Réf.(18) .

#### 4 . 2 Expériences dans la région du genre temps

Dans cette région , trois expériences ont apporté des précisions sur les facteurs de forme du proton à partir des deux processus d'annihilations  $p\bar{p} \rightleftharpoons e^+e^-$  . Pour toutes ces réactions , les sections efficaces dont on a pu calculer les valeurs ou les limites correspondantes , sont incompatibles avec l'hypothèse d'un proton ponctuel et confirment bien l'existence d'une certaine structure électromagnétique de cette particule .

##### - Expérience de Conversi et al. Réf. ( 20 )

Réalisée en 1965 au synchrotron à protons du CERN , cette expérience a porté sur l'étude des annihilations  $p\bar{p}$  en paires de leptons . Pour un faisceau d'antiprotons de 2,5 GeV/c de moment s'annihilant dans une cible en polyéthylène , aucune paire d'électrons n'a pu être observée et une limite supérieure de la section efficace totale de cette réaction a été estimée à :

$$\sigma (p\bar{p} \longrightarrow l\bar{l} ) < 0,48 \text{ nbarns}$$

avec l'hypothèse d'une distribution angulaire isotrope dans le centre de masse du système .

En supposant  $|G_E| = |G_M| = G$  pour la valeur de moment transféré  $q^2 = -6,8 \text{ (GeV/c)}^2$  , on obtient la limite suivante pour le facteur de forme :

$$G \leq 0,15$$

##### - Expérience de Hartill et al. Réf. ( 21 )

Cette expérience a été réalisée en 1969 au BNL et a permis de donner une limite supérieure de la section efficace  $\sigma (p\bar{p} \longrightarrow e^+e^-)$  pour des antiprotons de 1,47 et 2,40 GeV/c s'annihilant dans une cible d'hydrogène liquide .

Deux paires d'électrons ont pu être identifiées à  $q^2 = -5,1 \text{ (GeV/c)}^2$  alors qu'aucun évènement n'a été enregistré à

$q^2 = -6,6 \text{ (GeV/c)}^2$  . Les résultats obtenus :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-) \leq 2 \text{ nbarns} \quad \text{à} \quad q^2 = -5,1 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$\text{et } \sigma(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-) < 0,163 \text{ nbarns} \quad \text{à} \quad q^2 = -6,6 \text{ (GeV/c)}^2$$

impliquent les limites suivantes sur les facteurs de forme , en supposant  $|G_M| = |G_E| = G$  :

$$G(-5,1 \text{ (GeV/c)}^2) < 0,16$$

$$\text{et } G(-6,6 \text{ (GeV/c)}^2) < 0,20$$

- Expérience de Castellano et al. Réf. ( 22 )

Il s'agit cette fois d'une expérience d'annihilations de paires  $e^+e^-$  réalisée aux anneaux de collisions d'ADONE en 1972 .

Avec  $25 \pm 6$  évènements  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  détectés , la section efficace de cette réaction a été déterminée :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) = 0,91 \pm 0,22 \text{ nbarns}$$

pour une énergie de 2,1 GeV dans le centre de masse . En gardant toujours l'hypothèse  $G = |G_M| = |G_E|$  au voisinage du seuil de la région du genre temps , on obtient :

$$G = 0,27 \pm 0,04 \quad \text{à} \quad q^2 = -4,3 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

Remarquons que pour cette expression il s'agit d'une section efficace relativement élevée et non d'une limite , et que ce résultat a constitué l'une des motivations essentielles de notre expérience . D'autre part , nous pouvons remarquer qu'il n'est pas possible d'utiliser la réaction  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  pour obtenir des résultats entre le seuil et  $-4,3 \text{ (GeV/c)}^2$  car on ne peut alors extraire les protons et les antiprotons de la chambre à vide des anneaux de collisions .

- Désintégration dans la voie  $p\bar{p}$  du méson vectoriel  $J/\psi$

Depuis 1974 , l'étude des mésons vectoriels de masse très élevée tel que  $J/\psi$  (3,1 GeV) , produits à l'aide des anneaux de

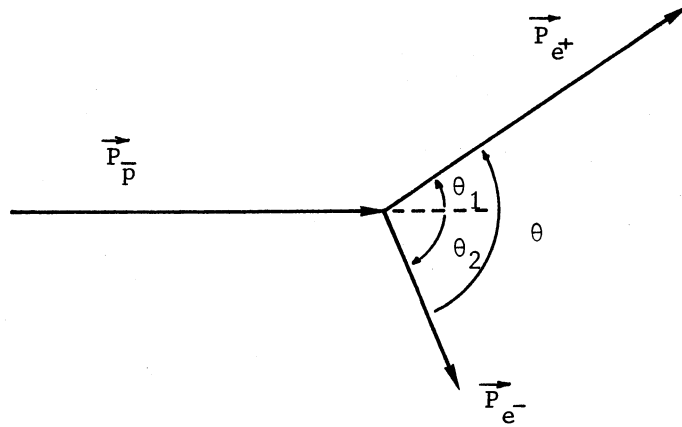


Fig . 6 .

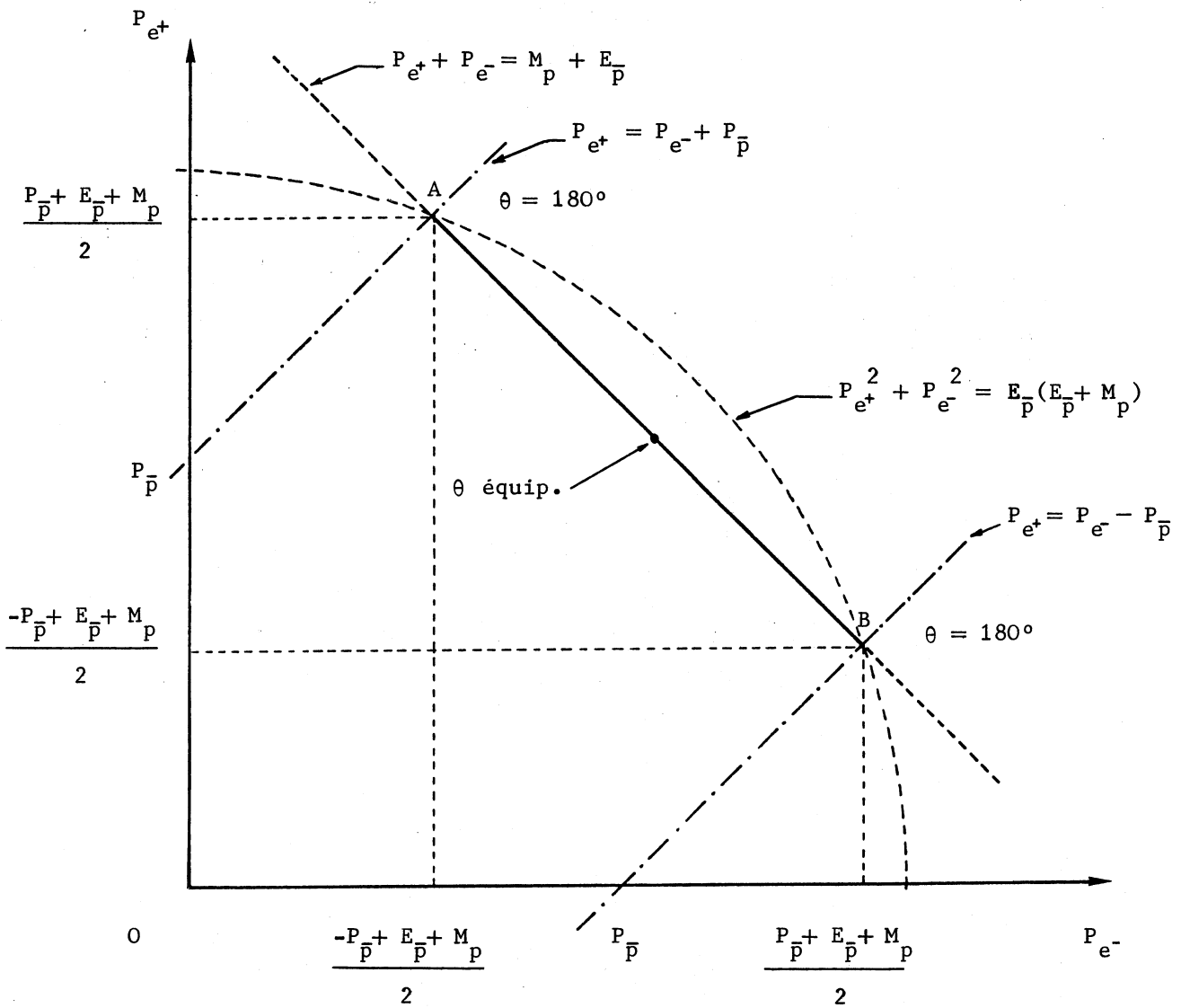


Fig . 7 . DISTRIBUTION EN MOMENTS DES DEUX ELECTRONS

collisions d'électrons a permis de donner les valeurs des sections efficaces telles que

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi) \rightarrow p\bar{p}$$

et par suite , et sous certaines hypothèses , les valeurs aux  $q^2$  correspondants des facteurs de forme électromagnétiques du proton .

### I . 5 . ETUDE CINEMATIQUE DE LA REACTION $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$

Dans cette annihilation représentée sur la figure ( 6 ) on supposera le proton à l'arrêt avec un moment nul . Les variables étant définies dans le système du laboratoire , les relations de conservation de moment et d'énergie imposent :

$$P_{\bar{p}} = - P_{e^+} \frac{\sin \theta}{\sin \theta_2} = P_{e^-} \frac{\sin \theta}{\sin \theta_1}$$

ainsi que

$$P_{\bar{p}}^2 = (P_{e^+} + P_{e^-})(P_{e^+} + P_{e^-} - 2 M_p)$$

en considérant que  $m_e \ll P_e$  , P étant exprimé en MeV/c et  $M_p$  en MeV/c<sup>2</sup> .

De ces deux équations , on tire :

$$P_{\bar{p}} = 2 M_p \frac{(\sin \theta_2 - \sin \theta_1) \sin \theta}{\sin^2 \theta - (\sin \theta_1 - \sin \theta_2)^2}$$

Cette relation montre que le moment de l'antiproton à l'instant de l'annihilation peut être déterminé uniquement par la mesure des deux angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  que font les électrons avec la particule incidente . Pour les annihilations en vol (  $P_{\bar{p}} \text{ moyen} \simeq 300 \text{ MeV/c}$  ) la direction de l'antiproton peut être assimilée à l'axe du faisceau . Dans le cas le plus probable de l'équipartition  $\theta_1 = -\theta_2 = \theta/2$  , et le moment de l'antiproton peut être calculé à partir de l'angle d'ouverture des deux électrons dans le système

du laboratoire :

$$P_{\bar{p}} = \frac{2 M_p \cos \frac{\theta}{2}}{1 - \cos^2 \frac{\theta}{2}}$$

soit encore 
$$\theta = 2 \operatorname{Arccos} \frac{-M_p + E_{\bar{p}}}{P_{\bar{p}}}$$

avec 
$$E_{\bar{p}} = \sqrt{P_{\bar{p}}^2 + M_p^2} \quad \text{énergie de l'antiproton}$$

Lorsque  $P_{\bar{p}}$  est petit devant la masse du proton  $\theta \simeq 2 \operatorname{Arccos} \frac{P_{\bar{p}}}{2 M_p}$  .

Comme il n'y a que deux particules créées dans cette réaction , la conservation du moment impose que les électrons produits et l'antiproton incident soient coplanaires ; et lorsque l'annihilation a lieu au repos ,  $\theta = 180^\circ$  , les deux électrons doivent être colinéaires .

Ces différentes relations font que  $P_{e^+}$  et  $P_{e^-}$  ne peuvent pas prendre n'importe quelles valeurs , en effet :

$$P_{e^+} + P_{e^-} = M_p + E_{\bar{p}}$$

et pour un moment donné , le point de coordonnées  $(P_{e^+}, P_{e^-})$  se déplace sur une droite fixe représentée sur la figure( 7 ) .

L'angle  $\theta = \theta_1 - \theta_2$  peut encore être exprimé par :

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_p (M_p + E_{\bar{p}})}{P_{e^+} P_{e^-}}$$

Comme  $\cos \theta \leq 1$  , on doit avoir 
$$P_{e^+} P_{e^-} \geq \frac{M_p (M_p + E_{\bar{p}})}{2}$$



ou encore 
$$P_{e^+}^2 + P_{e^-}^2 \leq E_p \left( \frac{E_p}{p} + M_p \right),$$

ce qui implique que ce point de coordonnées  $(P_{e^+}, P_{e^-})$  se trouve  
uniquement sur le segment A B, délimité par les valeurs :

$$A \begin{cases} P_{e^+ \text{ max}} = \frac{P_{-} + E_{-} + M_p}{2} \\ P_{e^- \text{ min}} = \frac{-P_{-} + E_{-} + M_p}{2} \end{cases} \quad \text{et} \quad B \begin{cases} P_{e^+ \text{ min}} = \frac{-P_{-} + E_{-} + M_p}{2} \\ P_{e^- \text{ max}} = \frac{P_{-} + E_{-} + M_p}{2} \end{cases}$$

Ces deux points extrêmes sont également situés  
sur les deux droites  $P_{e^+} = P_{e^-} + \frac{P_{-}}{p}$  et  $P_{e^+} = P_{e^-} - \frac{P_{-}}{p}$ .

A l'équipartition 
$$P_{e^+} = P_{e^-} = \frac{E_{-} + M_p}{2}$$

et dans le cas d'une partition quelconque  $\cos \theta$  ne peut varier qu'entre  
 $\cos(\theta_{\text{equip}})$  et  $\cos(\theta_{A \text{ ou } B})$  soit :

$$\theta_{\text{equip}} \leq \theta \leq 180^\circ$$

L'acceptance géométrique ne permet pas, pour un  
moment donné, la détection de tous les événements possibles  $e^+e^-$ .  
Lorsque  $\theta_1$  ou  $\theta_2$  sont trop faibles, l'un des deux électrons ne tra-  
verse plus les détecteurs.

Une relation entre les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  permet  
de déterminer les valeurs de  $\theta$  compatibles avec notre acceptance

$$\sin \theta_1 = \frac{-\sin \theta_2 \frac{2 M_p}{E_T} P_{-}}{1 + \frac{P_{-}^2}{E_T^2} - \frac{2 P_{-}}{E_T} \cos \theta_2}$$

en posant 
$$E_T = \frac{E_{-}}{p} + M_p.$$

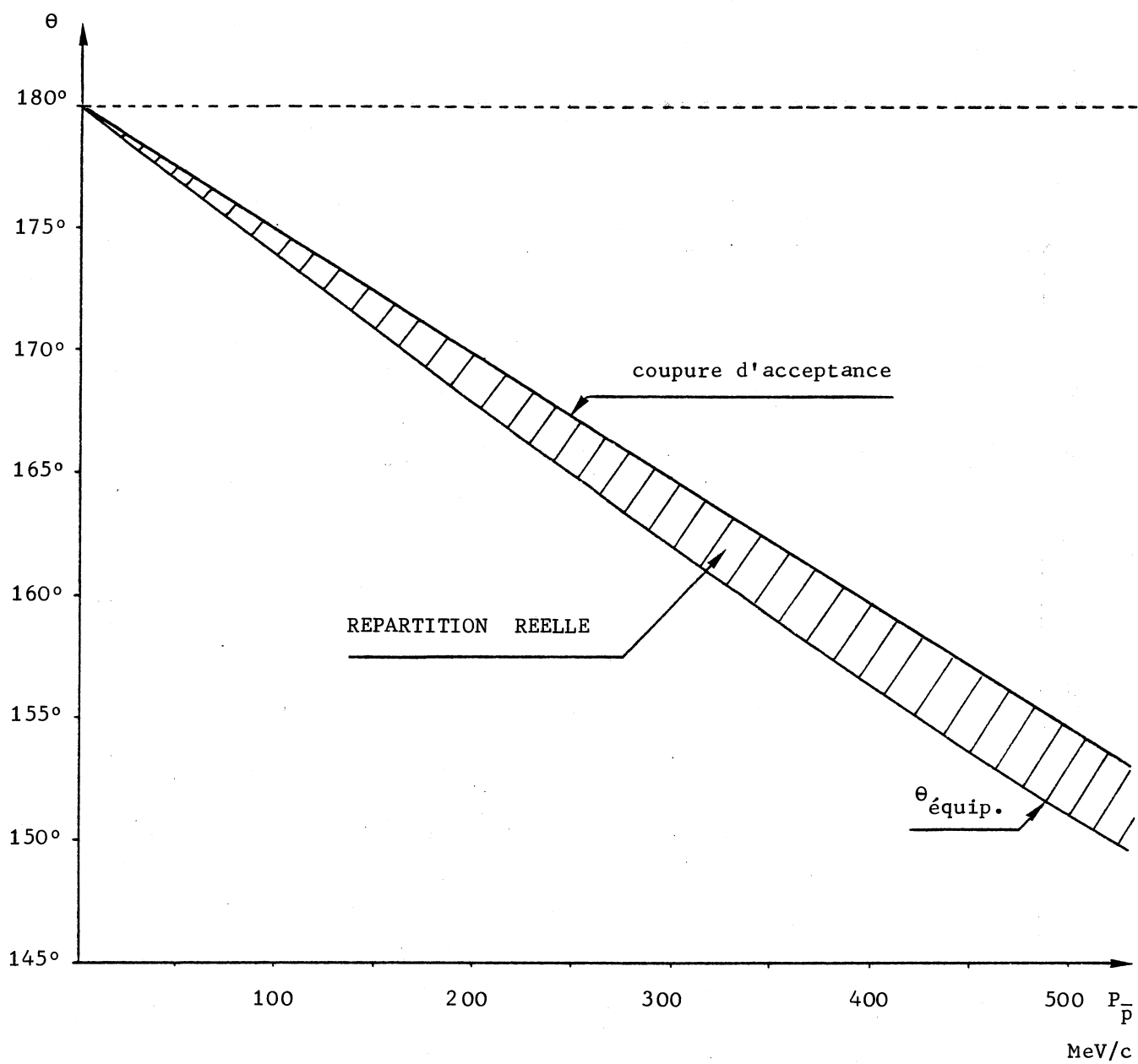


Fig . 8 . DISTRIBUTION REELLE EN ANGLE D'OUVERTURE

En fixant une valeur minimale pour  $\theta_2$ , l'angle d'ouverture de la paire d'électrons,  $\theta$ , ne peut donc varier qu'entre  $\theta$  à l'équipartition et  $\theta_{\max}$  représenté sur la figure ( 8 ) pour une valeur moyenne de  $|\theta_2|_{\min} = 50^\circ$  correspondant à notre appareillage .

On peut remarquer que la coupure de l'acceptance géométrique est nettement plus importante que la coupure en énergie des détecteurs d'électrons que nous utiliserons puisque le rapport  $P_{e^+} / P_{e^-}$  est une fonction des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  :

$$\frac{P_{e^+}}{P_{e^-}} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\frac{2 M_p}{E_T}}{1 + \frac{P_{e^-}^2}{E_T^2} - \frac{2 P_{e^-}}{E_T} \cos \theta_2}$$

et qu'il varie seulement entre 1 et 1,26 pour des antiprotons ayant un moment allant jusqu'à 500 MeV/c . Dans toute cette plage de moments, l'énergie minimale des électrons n'est jamais inférieure à 870 MeV , ce qui est parfaitement compatible avec nos détecteurs , comme nous le verrons dans le chapitre consacré à l'appareillage .

#### - Masse invariante

La masse invariante  $M_I$  des deux électrons produits par l'annihilation de l'antiproton s'exprime par la relation :

$$M_I = \left[ 2 m_e^2 - 2(P_{e^+} P_{e^-}) \cos \theta + 2 E_{e^+} E_{e^-} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$m_e$  est la masse au repos de l'électron ,  $P$  et  $E$  le moment et l'énergie totale de chaque électron dans le système du laboratoire .

Dans notre cas , cette expression peut être approchée par :

$$M_I \simeq ( 2 E_{e^+} E_{e^-} (1 - \cos \theta) )^{\frac{1}{2}} = 2 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{E_{e^+} E_{e^-}}$$

La valeur de cet invariant est une fonction du moment de l'antiproton à l'instant de son annihilation . Pour une réaction au repos ,  $E_{e^+} = E_{e^-} = M_p$  et  $M_I = 1876$  MeV .

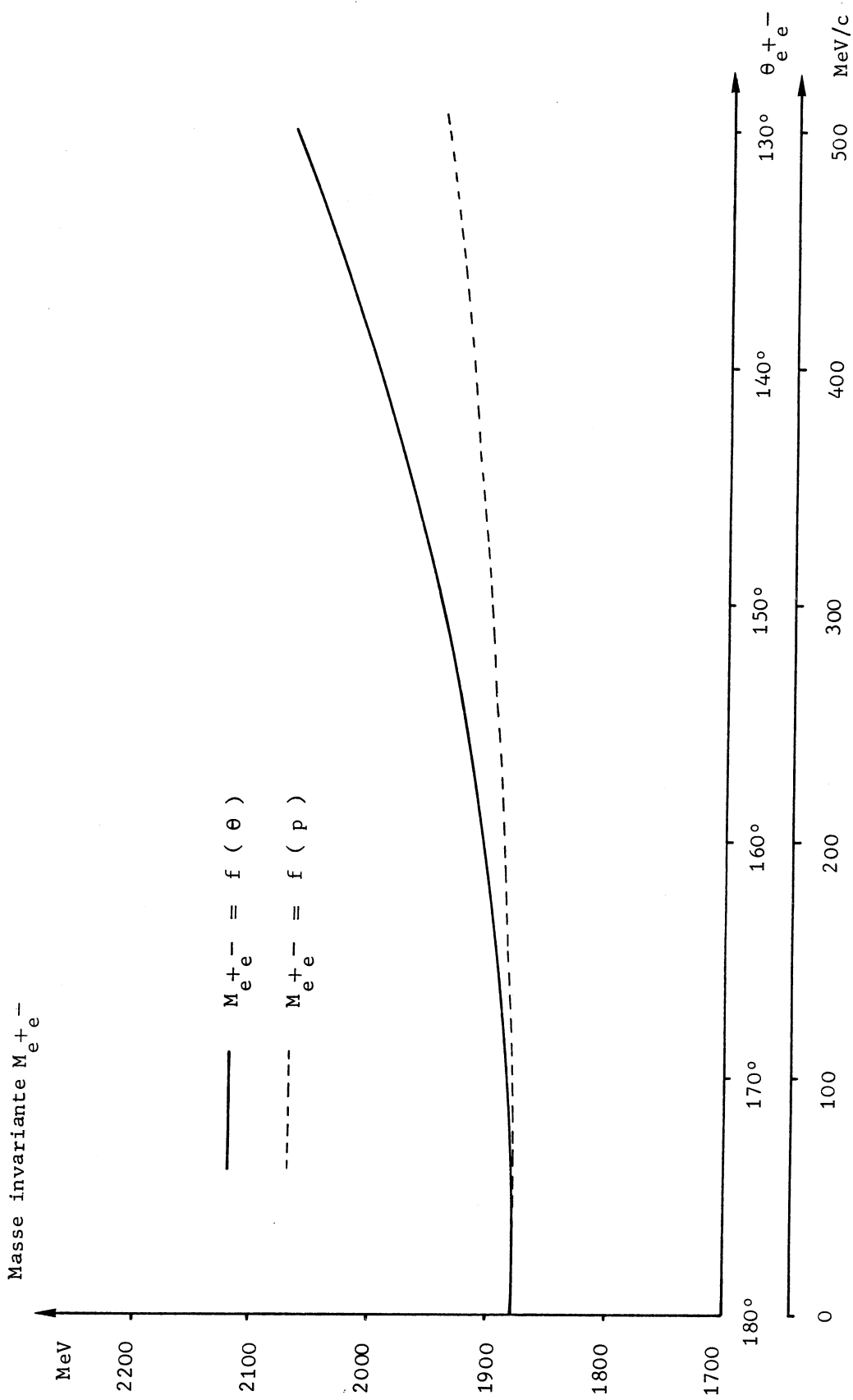


Fig. 9. MASSE INVARIANTE EN FONCTION DU MOMENT DE L'ANTIPROTON ET DE L'ANGLE D'OUVERTURE  $\theta_{e^+e^-}$

Dans le cas d'une annihilation en vol , la masse invariante peut être calculée , par exemple , dans le cas de l'équipartition :

$$M_I \simeq ( \frac{E}{p} + M_p ) \sin ( \frac{\theta_{\text{equip}}}{2} )$$

Cette grandeur est représentée sur la figure ( 9 ) en fonction du moment de l'antiproton d'une part , et de l'angle d'ouverture des deux électrons à l'équipartition d'autre part , et montre un comportement relativement constant pour les évènements au repos ou en vol .  
(  $M_I = 1940$  MeV pour un moment de l'antiproton de  $500$  MeV/c )

CHAPITRE II

LE FAISCEAU D'ANTIPROTONS

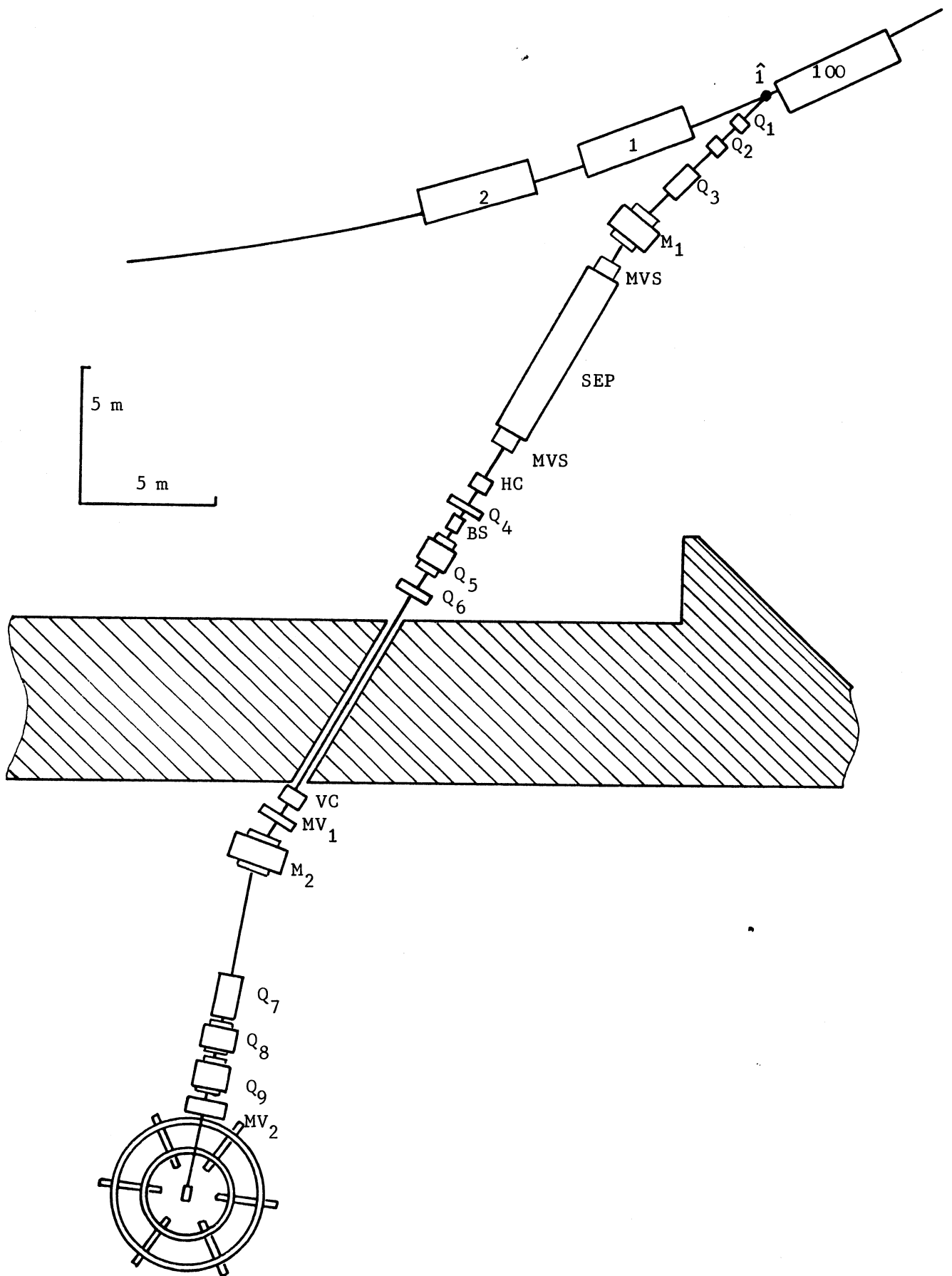


Fig . 10 . IMPLANTATION DU FAISCEAU M 14

## C H A P I T R E II

### LE FAISCEAU D'ANTIPROTONS

#### II . 1 . FAISCEAU M 14

Situé dans le hall Sud du CERN , le faisceau de faible énergie M 14 est alimenté par les antiprotons produits sur la cible interne  $\hat{1}$  du Synchrotron à protons de 28 GeV . Les caractéristiques recherchées de ce faisceau sont les suivantes :

- une forte intensité en antiprotons avec une acceptance maximale à 900 MeV/c
- une faible contamination en pions , d'où la nécessité d'avoir un faisceau séparé
- la possibilité de sélectionner des électrons de 900 MeV/c pour calibrer les détecteurs de notre appareillage .

#### 1 . 1 Optique du faisceau

Représentée par la figure (10) , l'implantation du faisceau M 14 Réf.(23) montre une disposition assez semblable à celle du faisceau d'antiprotons M 11 étudié par P.I.P. Kalmus et al. en 1971 Réf.(24) . Comme ce dernier , il s'agit d'un faisceau séparé électrostatiquement , à deux étages , dont la figure (11) donne le profil dans le plan horizontal et vertical pour une cible  $\hat{1}$  ponctuelle .

Produits dans la cible  $\hat{1}$  , les antiprotons vont former un foyer dans le plan horizontal au niveau du collimateur de moment HC ( $\pm 55$  mm max.) grâce à un triplet de quadrupôles  $Q_1$  ,  $Q_2$  ,  $Q_3$  .



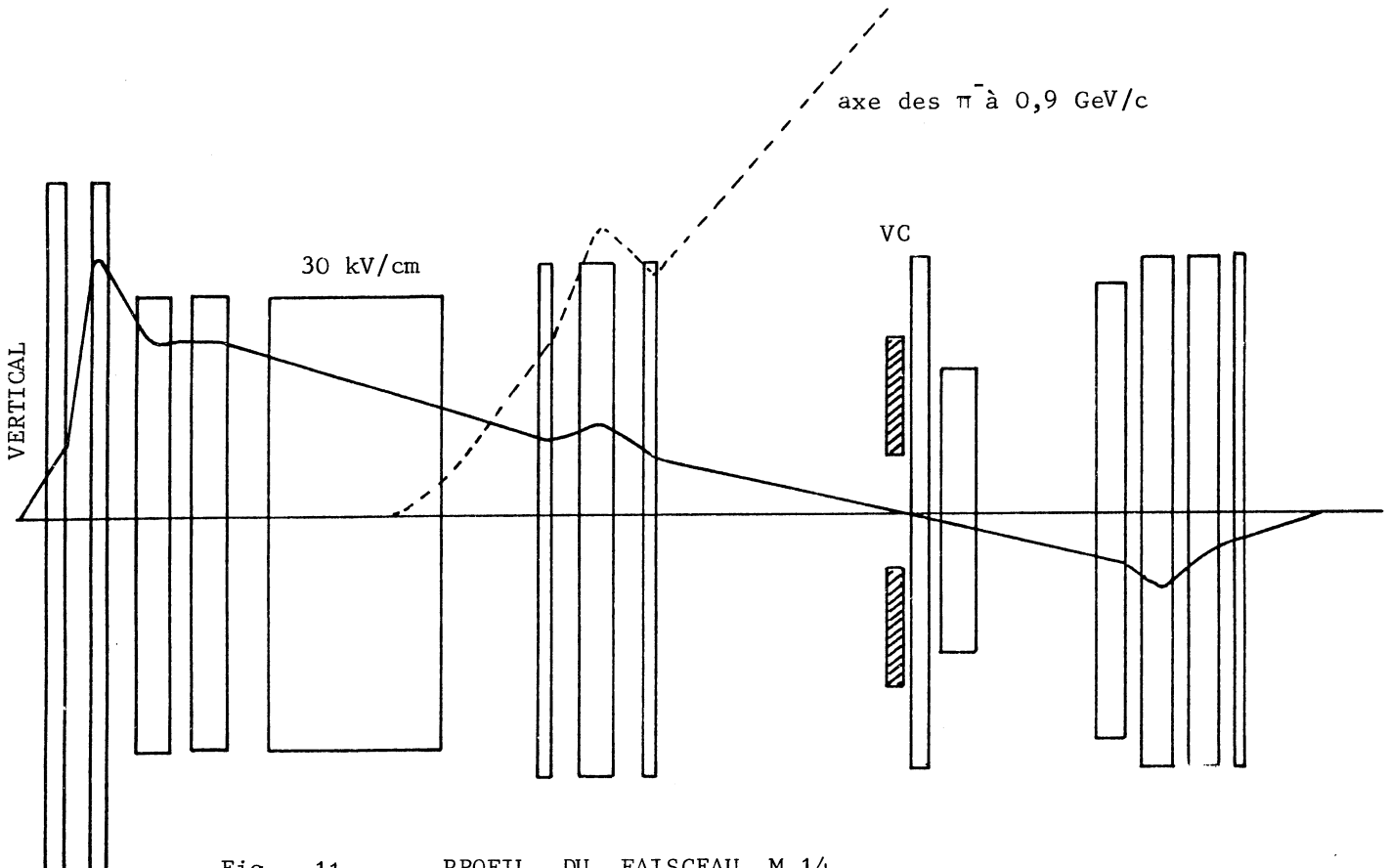
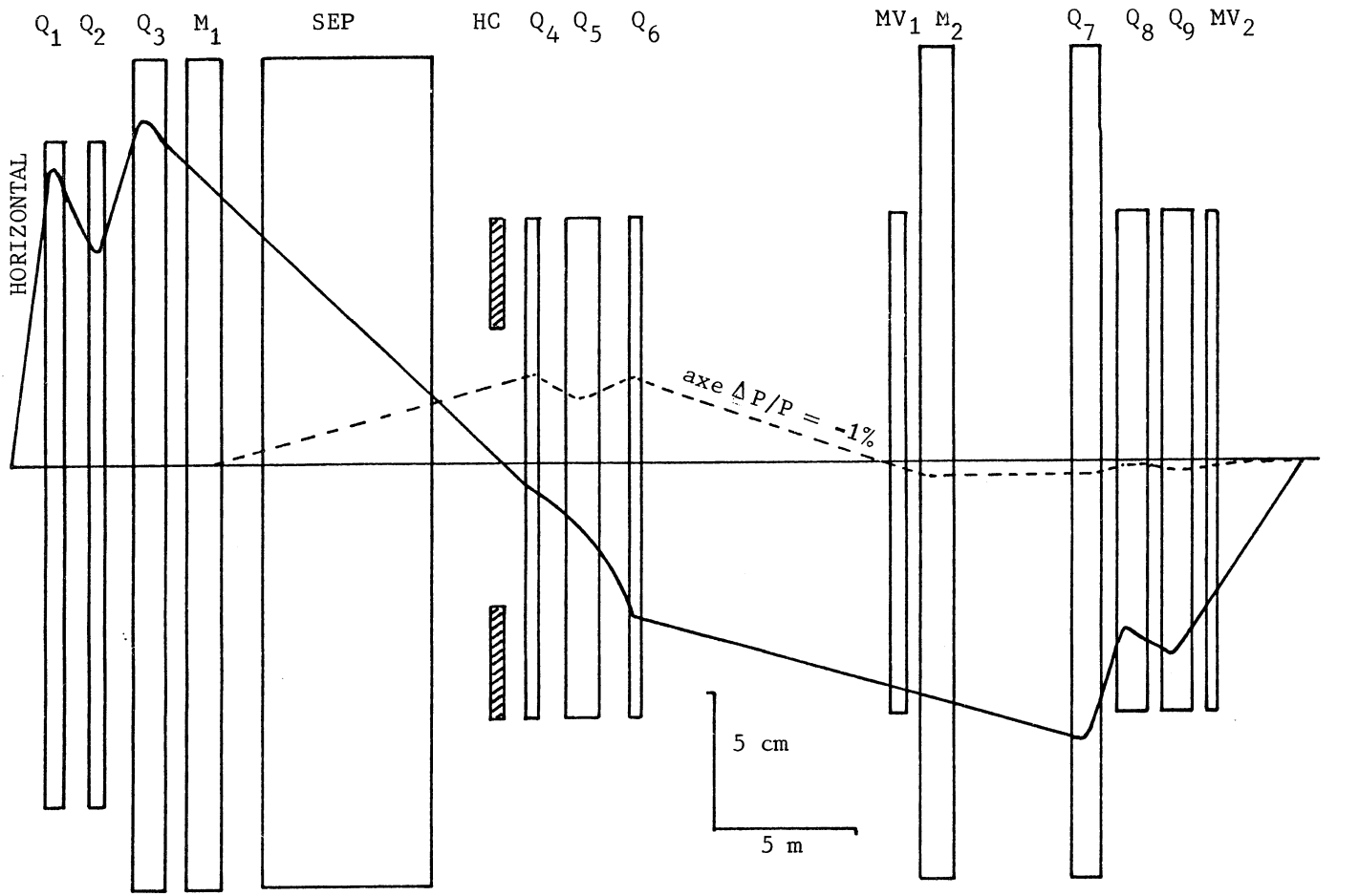


Fig . 11 . PROFIL DU FAISCEAU M 14

L'acceptance angulaire ainsi obtenue est de l'ordre de  $\pm 92$  mrad en horizontal et de  $\pm 22$  mrad en vertical, donnant un angle solide d'environ  $6,4$  msterad.

Ce faisceau subit deux déviations horizontales successives :

- une première de  $270$  mrad par  $M_1$ , aimant standard du P.S. de  $1$  m de longueur, provoquant ainsi la dispersion en moment (écart maximum transmissible  $\frac{\Delta P}{P} = \pm 1,8\%$ ). La séparation en moments est réalisée au niveau du collimateur horizontal HC.

- une deuxième de  $318$  mrad par  $M_2$ , identique à  $M_1$ , le regroupement en moments se réalisant à ce niveau.

Un second triplet de quadrupôles  $Q_4, Q_5, Q_6$  forme un deuxième foyer dans le plan vertical au niveau du collimateur de masse vertical VC ( $\pm 55$  mm max.).

La séparation en masse est obtenue par l'intermédiaire d'un séparateur électrostatique linéaire ( $2 \times 3$  m<sup>2</sup> de longueur, gap de  $17$  cm), dont le champ électrique est de  $30$  kV/cm, alimenté en  $2 \times 255$  kV. Ce séparateur, placé après  $M_1$ , donne au niveau du collimateur correspondant, une image des pions à  $18$  cm de celle des antiprotons (à  $900$  MeV/c). Deux petits aimants verticaux situés à l'entrée et à la sortie du séparateur, compensent la déviation verticale due au champ électrique.

Un dernier triplet de quadrupôles  $Q_7, Q_8, Q_9$  focalise le faisceau au niveau de notre cible à hydrogène liquide située à  $4$  m de  $Q_9$ . A cette distance, le grandissement horizontal est d'environ  $5,5$  et  $7$  pour le vertical. Ce dernier triplet a également pour fonction de compenser la dispersion chromatique.

Pour des raisons pratiques de calibration, il a été nécessaire d'élever le faisceau de  $0,685$  m par rapport à la hauteur standard de  $1,26$  m, ce que réalisent les deux aimants  $MV_1$  et  $MV_2$ . La dispersion en moment provoquée par ces aimants est négligeable devant les aberrations chromatiques dues à notre acceptance importante.

Afin d'éviter la diffusion multiple et de conserver le maximum d'antiprotons , ceux-ci sont transportés sous vide depuis la cible interne . En réalité , le tube à vide commence à l'entrée de  $Q_1$  avec une paroi d'entrée en acier inoxydable de  $35\mu\text{m}$  , rencontre les deux fenêtres de  $0,2\text{ mm}$  de Mylar du vide du séparateur , et se termine à la sortie de  $MV_2$  par une fenêtre de Mylar de  $0,2\text{ mm}$  .

Entre  $M_2$  et  $Q_7$  il est possible d'installer un compteur Cerenkov à éthylène de  $3,40\text{ m}$  de long et  $20\text{ cm}$  de diamètre afin de faire la sélection des électrons de  $900\text{ MeV/c}$  pendant les périodes de calibrations .

### 1 . 2 Conditions expérimentales du P.S.

La cible interne  $\hat{1}$  ( Be ,  $1 \times 2 \times 10\text{ mm}^3$  ) était orientée à  $160\text{ mrad}$  dans le plan horizontal par rapport à l'axe du faisceau de façon à présenter une largeur apparente de  $5\text{ mm}$  .

Les conditions habituelles sur la cible  $\hat{1}$  étaient :

- 35 % sans préinjection
- 15 à 20 % avec préinjection du faisceau interne de protons

Le P.S. fonctionnait avec des protons de  $22$  à  $26\text{ GeV/c}$  avec des intensités allant de  $1.8 \times 10^{12}$  protons par bouffée sans préinjection à  $3$  à  $4 \times 10^{12}$  protons par bouffée avec préinjection :

- taux de répétition : toutes les  $2,3$  à  $2,6\text{ sec.}$
- durée de la bouffée interne :  $540\text{ msec.}$
- durée de la bouffée d'antiprotons : de  $300$  à  $500\text{ msec.}$

Notre faisceau recevait toutes les bouffées , parfois une sur deux pendant les périodes d'injection I S R .

Dans les conditions de l'expérience , c'est-à-dire avec le collimateur de moment ouvert au maximum ( $\pm 54\text{ mm}$ ) et le collimateur de masse à  $\pm 20\text{ mm}$  , à  $900\text{ MeV/c}$  et pour  $0,6 \times 10^{12}$

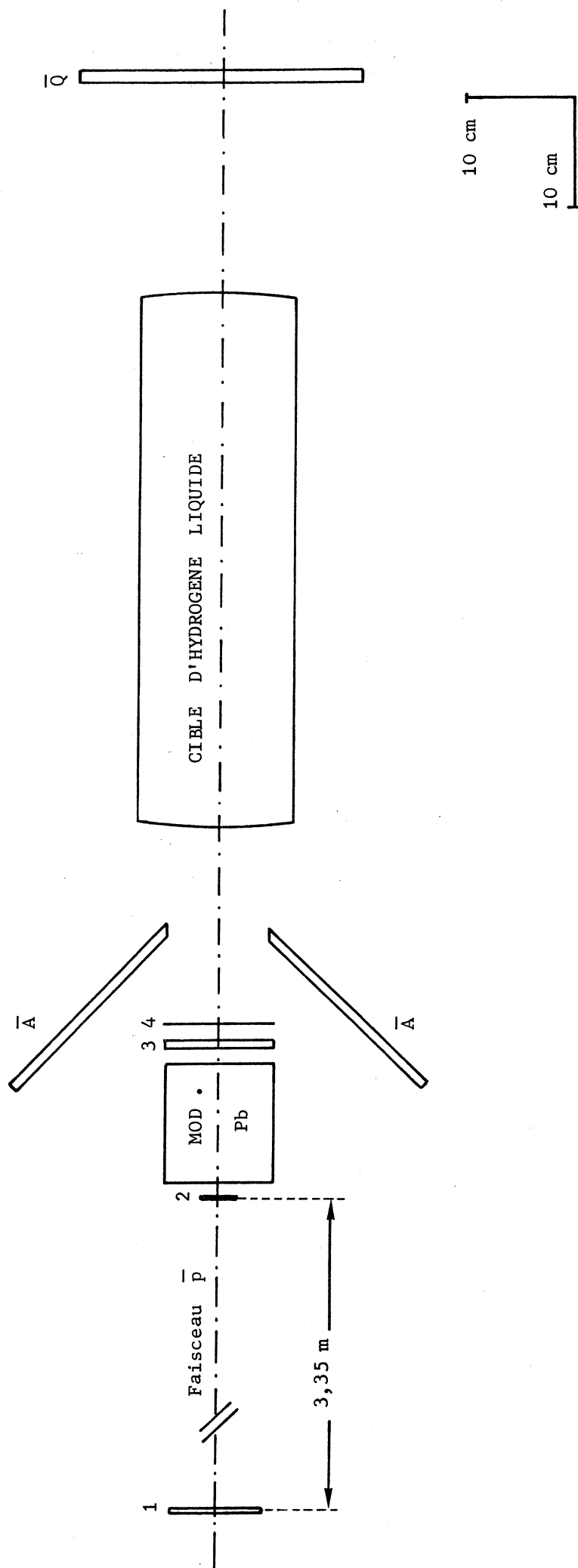


Fig . 12 . TELESCOPE FAISCEAU

protons sur la cible  $\hat{1}$  correspondant en moyenne à une bouffée du P.S., nous avons mesuré les intensités suivantes :

- en faisceau positif environ  $4 \times 10^6$  particules,  $\pi^+$  et p étant en quantités pratiquement égales .
- en faisceau négatif environ  $2 \times 10^6$  particules parmi lesquelles on compte principalement des  $\pi^-$  et des  $\bar{p}$  ,  $e^-$  ,  $K^-$  en quantités beaucoup plus faibles .

Le tableau de la page suivante résume les caractéristiques principales du faisceau M 14 .

## II . 2 . ARRET DES ANTIPROTONS

Venant du faisceau M 14 avec un moment moyen de 900 MeV/c , les antiprotons doivent s'arrêter dans une cible cylindrique d'hydrogène liquide. Le problème essentiel consiste donc à les ralentir suffisamment pour que leurs points d'arrêt soient centrés et contenus dans la cible .

La figure (12) montre les trois parties distinctes du système utilisé :

- la cible , dont les dimensions dépendent de la dispersion en moment et en angle du faisceau incident ralenti
- le modérateur constitué d'un bloc de plomb
- les compteurs 1 , 2 , 3 , 4 , A , Q , dont les rôles multiples seront précisés par la suite , et qui constituent le télescope faisceau .

### 2 . 1 Sélection des antiprotons par temps de vol

La première partie de ce télescope est constituée des compteurs 1 et 2 .

Situés horizontalement dans l'axe de la cible , à 3,35 m l'un de l'autre , ils définissent le faisceau à la sortie du dernier aimant .

CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DU FAISCEAU M 14

Longueur du faisceau depuis la cible $\hat{1}$ jusqu'à notre cible à hydrogène	46 m
Angle de production	360 mrad
Moments des antiprotons	0.9 GeV/c
Acceptances angulaires	$\alpha_h \pm 92$ mrad $\alpha_v \pm 22$ mrad
Angle solide accepté	6360 $\mu$ sterad
Dispersion maximale en moment	$\frac{\Delta P}{P} = \pm 1,8 \%$

Séparateur électrostatique :

Longueur totale des électrodes	6 m
Entreplaque	17 cm
Champ	30 kV/cm

Au niveau du collimateur de moment :

Grandissement horizontal	- 9
Dispersion en moment	30 mm/(1% $\delta p/p$ )
Aberrations chromatiques horizontales	$\pm 13$ mm/( $\pm 1\%$ $\delta p/p$ )

Au niveau du collimateur de masse :

Grandissement vertical	- 8.8
Aberrations chromatiques verticales	$\pm 24$ mm/(1% $\delta p/p$ )
Ecart entre l'image des $\Pi$ et des p à 0,9 GeV/c	185 mm

Au niveau de la cible à hydrogène :

Grandissement	horizontal = 5,5	vertical = 7
Divergences $D_h$	$\pm 16$ mrad/( $\pm 1\%$ $\delta p/p$ )	$D_v$ $\pm 6$ mrad/( $\pm 1\%$ $\delta p/p$ )
Aberrations chromatiques	$\alpha_h \pm 9$ mm/( $\pm 1\%$ $\delta p/p$ )	$\alpha_v \pm 19$ mm/( $\pm 1\%$ $\delta p/p$ )

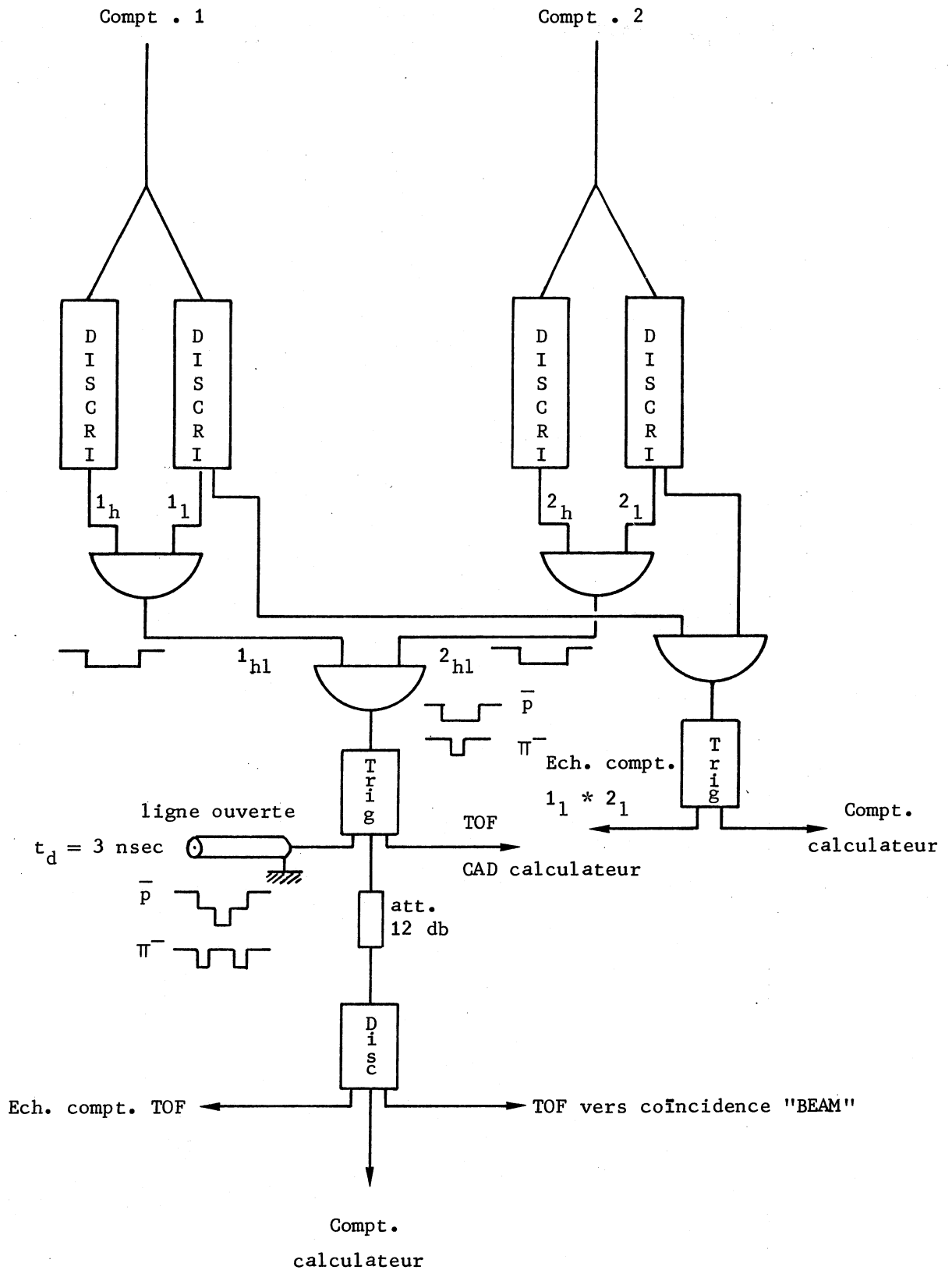


Fig . 13 . ELECTRONIQUE DE LA MESURE DU TEMPS DE VOL

Ils donnent une réjection très efficace des  $\pi^-$ , grossièrement par les hauteurs d'impulsions, et, de façon beaucoup plus précise par la mesure du temps de vol des particules. Ils permettent également d'évaluer les intensités des particules du faisceau avant le modérateur, et donc d'effectuer les optimisations des courants des différents aimants et quadrupôles pour obtenir d'une part une intensité maximale en antiprotons, et d'autre part pour avoir leur focalisation dans la région de la cible d'hydrogène liquide. De plus, les références de temps pour toute l'électronique du télescope faisceau sont prises sur ces deux premiers compteurs.

Le compteur 1 est constitué d'un scintillateur plastique, de  $6 \times 10 \times 0,5 \text{ cm}^3$ , placé immédiatement à la sortie du dernier aimant de déviation verticale  $MV_2$ .

Le compteur 2 comporte un scintillateur plastique de  $5 \times 8 \times 0,5 \text{ cm}^3$ , et est situé à 35 cm du début de la cible. Les photomultiplicateurs (56 AVP) de ces deux compteurs, ainsi que tous ceux du faisceau, possèdent une alimentation stabilisée sur les dernières dynodes afin de leur permettre de supporter les intensités élevées du faisceau.

La principale réjection des pions est obtenue par la mesure du temps de vol des particules entre les compteurs 1 et 2. L'électronique associée à ces deux premiers compteurs est représentée par la figure (13) et possède une résolution intrinsèque de  $\pm 0,5 \text{ nsec}$ . Avec un moment moyen de 900 MeV/c, les antiprotons possèdent un temps de vol sur 3,35 m de 16,2 nsec alors qu'il n'est que de 11,3 nsec pour les pions. Afin d'avoir une référence de temps d'une grande stabilité, et bénéficier également d'une première discrimination des pions par les hauteurs d'impulsions qu'ils délivrent, chaque signal est envoyé sur deux circuits de mise en forme :

- le premier à seuil très bas (discriminateur voie 1) délivre une impulsion N I M au passage de chaque



particule avec un minimum de fluctuations pour la référence de temps

- le deuxième ( discriminateur voie h ) est réglé pour avoir une efficacité de 100 % sur les antiprotons et ne laisse passer qu'environ 50 % des  $\pi^-$  pour le compteur 1 et 15 % pour le compteur 2 .

Pour chaque compteur , ces deux impulsions sont mises en coïncidence pour donner les signaux  $1_{hl}$  et  $2_{hl}$  ( la référence de temps provenant de la voie 1 ) qui forment , après nouvelle coïncidence , une impulsion N I M de durée inférieure à 6 nsec pour les  $\pi^-$  et plus large de 5 nsec pour les antiprotons . Ce signal est envoyé sur un câble coaxial ouvert dont le temps de propagation est de 3 nsec . La réflexion produite par ce câble donne ainsi une impulsion plus élevée pour les antiprotons que pour les  $\pi^-$  . La sélection des antiprotons se fait alors en amplitude avec un discriminateur ( T O F ) .

L'efficacité totale de cette voie (  $1_{hl} * 2_{hl} * \text{TOF}$  ) est en moyenne de 99 % pour les antiprotons et environ de 1 % pour les  $\pi^-$  .

## 2 . 2 Le choix du modérateur

Si la longueur de la cible est imposée par la dispersion en moment du faisceau , les dimensions du modérateur doivent correspondre au parcours des antiprotons les plus lents du faisceau . Cependant , d'autres paramètres interviennent dans ce choix :

- les pertes d'antiprotons par interactions dans le modérateur , c'est-à-dire le facteur de transmission, combinées à l'intensité croissante du faisceau avec le moment des particules produites dans la cible interne , doivent permettre d'obtenir l'intensité la plus élevée possible au niveau de notre cible d'hydrogène liquide .

- la dispersion angulaire du faisceau provoquée

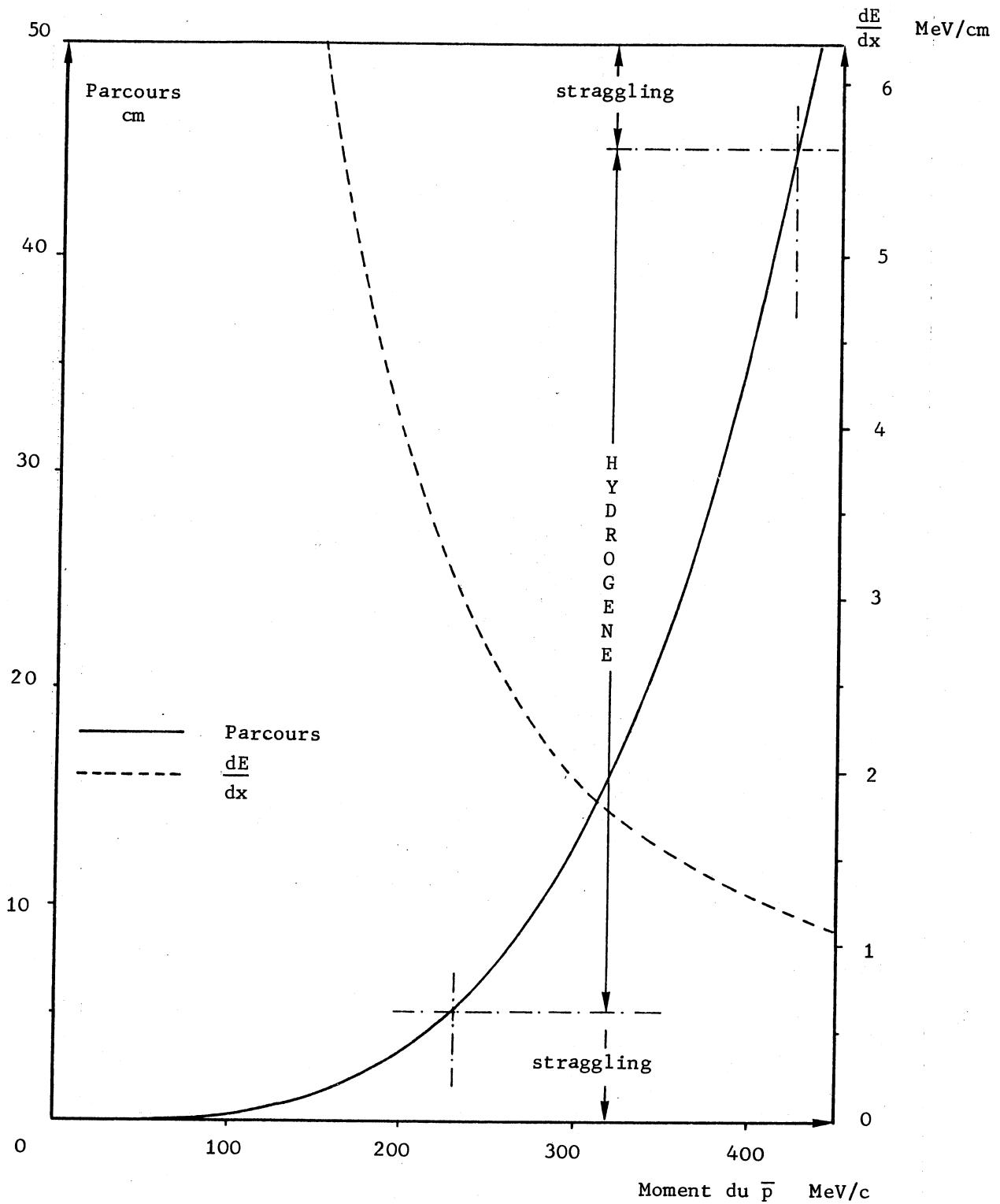


Fig . 14 . PARCOURS ET PERTES D'ENERGIE DES ANTIPROTONS DANS LA CIBLE

par le modérateur ( " multiple coulomb scattering " )  
impose le diamètre de la cible

- le modérateur doit pouvoir s'intégrer facilement  
dans le télescope faisceau , après les compteurs 1 et 2.

Nous avons le choix entre plusieurs métaux , mais  
notre but étant avant tout d'obtenir une intensité maximale , nous avons  
utilisé le plomb : facteur de transmission supérieur à celui du cuivre par  
exemple , la dispersion angulaire étant cependant plus avantageuse avec ce  
dernier pour des dimensions sensiblement les mêmes .

- Parcours des antiprotons dans la cible et longueur du modérateur

Pour des antiprotons d'environ 900 MeV/c traversant  
la matière , les principales pertes d'énergie d'origine électromagnétique  
sont des pertes par ionisation , celles par rayonnement étant très  
négligeables (  $\ll 1\%$  ) .

Dans un modérateur en plomb , les antiprotons les  
plus lents du faisceau (  $p$  initial = 884 MeV/c ) ont un parcours de 12 cm.  
Pour cette longueur du modérateur , les plus rapides (  $p$  initial = 916 MeV/c )  
sortent avec un moment voisin de 414 MeV/c .

La figure (14) , tirée des résultats expérimentaux  
de Garbincius et Hyman Réf. (25) , représente le parcours moyen des  
protons dans l'hydrogène liquide (  $d = 0,0708 \text{ g/cm}^3$  , température d'ébul-  
lition et pression atmosphérique ) , ainsi que la perte d'énergie par unité  
de longueur , et montre qu'une cible de 40 cm de longueur est nécessaire  
pour stopper tous les antiprotons sortant du ralentisseur .

En tenant compte des fluctuations dans le parcours  
des antiprotons dans le plomb , de l'ordre de  $\pm 5$  cm ( voir paragraphe  
" straggling " ) , il faut choisir une cible de 50 cm de longueur dans  
laquelle les particules pénètrent avec des moments moyens compris entre  
230 MeV/c et 430 MeV/c .

Pour faire une estimation plus précise des dimensions  
du modérateur , il est nécessaire de faire un bilan complet de la matière

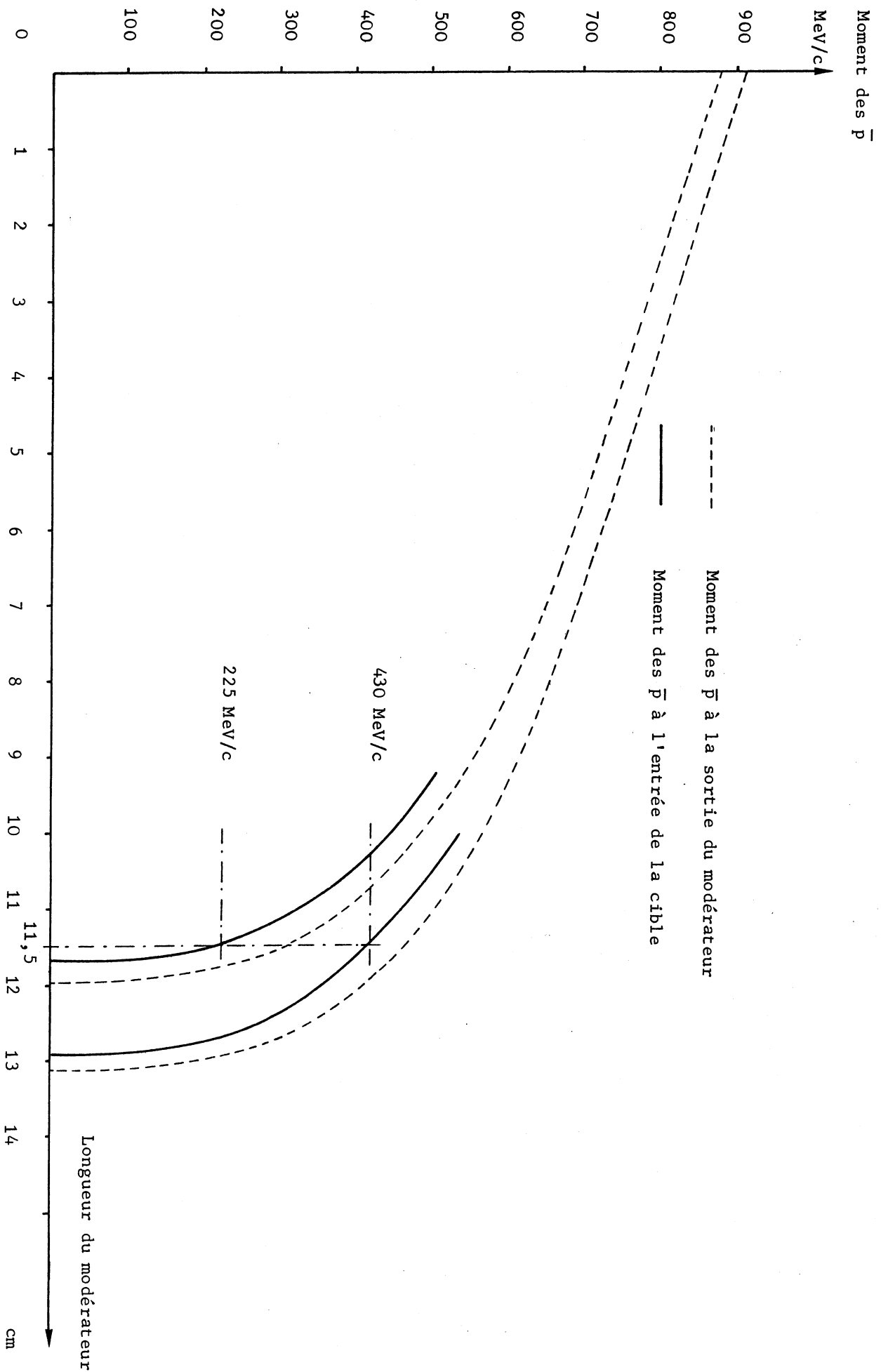


Fig. 15 . MOMENT DES ANTI-PROTONS A L'ENTREE DE LA CIBLE

traversée par les antiprotons :

- 1,2 cm de scintillateur plastique  
( 1 cm dû aux compteurs 1 et 2 et 2 mm d'équivalent plastique pour les habillages )
- le modérateur
- 1,3 cm de scintillateur plastique  
( compteur 3 et 4 avec habillages )
- une épaisseur d'air de l'ordre de 3,50 m entre ces différents étages qui peut être considérée comme négligeable .

Après les deux premiers compteurs , les moments sont compris entre 877 MeV/c et 909 MeV/c .

La figure ( 15 ) , obtenue d'après les programmes réalisés par Bichsel Réf. ( 26 ) , représente les moments résiduels des antiprotons après une longueur variable de plomb à la sortie du modérateur et à l'entrée de la cible , pour les deux moments initiaux qui nous intéressent .

11,5 cm représentent donc une longueur correcte pour le modérateur , valeur correspondant à celle ajustée expérimentalement ( voir figure ( 23 ) ) .

#### - Les pertes dans le modérateur

Une partie importante des antiprotons est perdue par annihilation en vol dans le modérateur .

En prenant la section efficace nucléaire comme section efficace de la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \text{total}$  en vol , dans le plomb et pour des moments compris entre 400 MeV/c et 1 GeV/c , le nombre d'antiprotons traversant le modérateur sans interaction peut être estimé très grossièrement par une fonction de la forme

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{L_{\text{coll}}}}$$

$\frac{N \bar{p} \text{ arrêtés dans la cible}}{N \bar{p} \text{ total}} (\blacksquare)$

$(\circ) \frac{N \bar{p} \text{ arrêtés dans la cible}}{0,75 \cdot 10^{12} p \text{ internes}}$

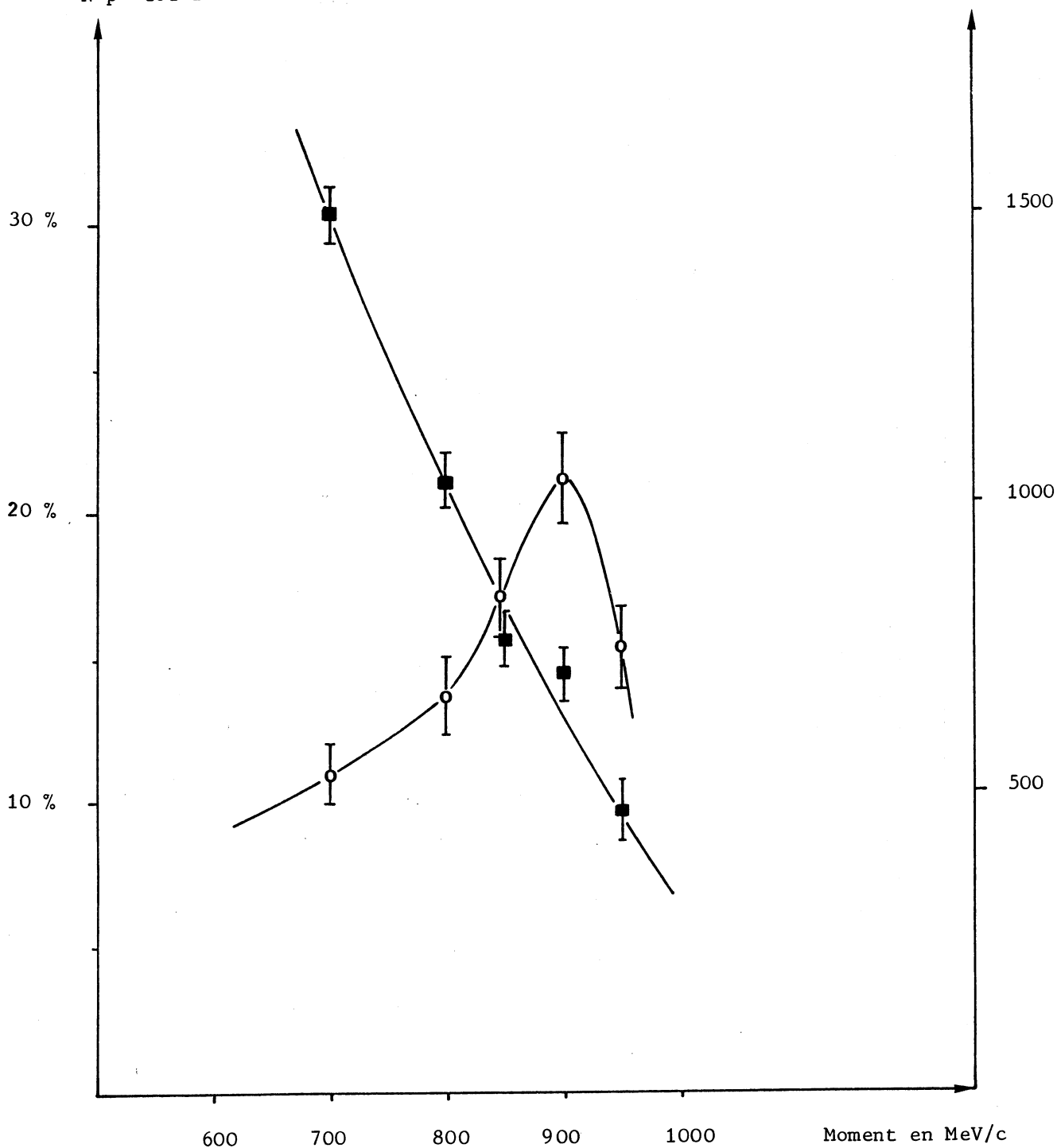


Fig . 16

où  $x$  représente l'épaisseur de matière et  $L_{coll}$  la longueur de collision dans le plomb ( $\approx 9,8$  cm).

Lorsque le moment des antiprotons initiaux augmente l'épaisseur du modérateur doit être augmentée pour optimiser le nombre de particules arrêtées dans la cible, ce qui entraîne une décroissance du taux d'antiprotons sortant du plomb. Or une étude du taux de production des antiprotons dans la cible  $\hat{I}$  montre, pour notre faisceau, une intensité croissante jusqu'à 1 GeV/c. La combinaison de ces deux phénomènes qui donne le nombre d'antiprotons s'annihilant dans l'hydrogène liquide présente un maximum aux alentours de 900 MeV/c. La figure (16) montre l'allure de cette fonction avec une épaisseur de plomb optimisée pour chaque mesure, et explique ainsi le moment choisi pour notre faisceau.

- Fluctuations dans le parcours des antiprotons ("straggling")

La perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière est un phénomène statistique, les collisions étant multiples et indépendantes. Les fluctuations statistiques dans la perte d'énergie pour chaque collision peuvent être considérées comme faibles, le transfert d'énergie dans chacune d'elle très petit et leur nombre très important. Pour un parcours moyen  $R_m$ , l'écart quadratique moyen (straggling) est une fonction du  $\gamma$  de l'antiproton, Réf. (27) :

$$\left( \gamma = \frac{E-p}{M_p} \right)$$
$$\left[ \frac{(R - R_m)^2 \text{ moyen}}{R_m} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[ \frac{200 m_e}{M_p} \right]^{\frac{1}{2}} f(\gamma - 1)$$

où  $m_e$  représente la masse de l'électron au repos et  $M_p$  celle de l'antiproton au repos.

Pour un moment de 900 MeV/c

$$f(\gamma - 1) = 3,25 \cdot 10^{-2}$$

ce qui donne environ 1 % de "straggling".

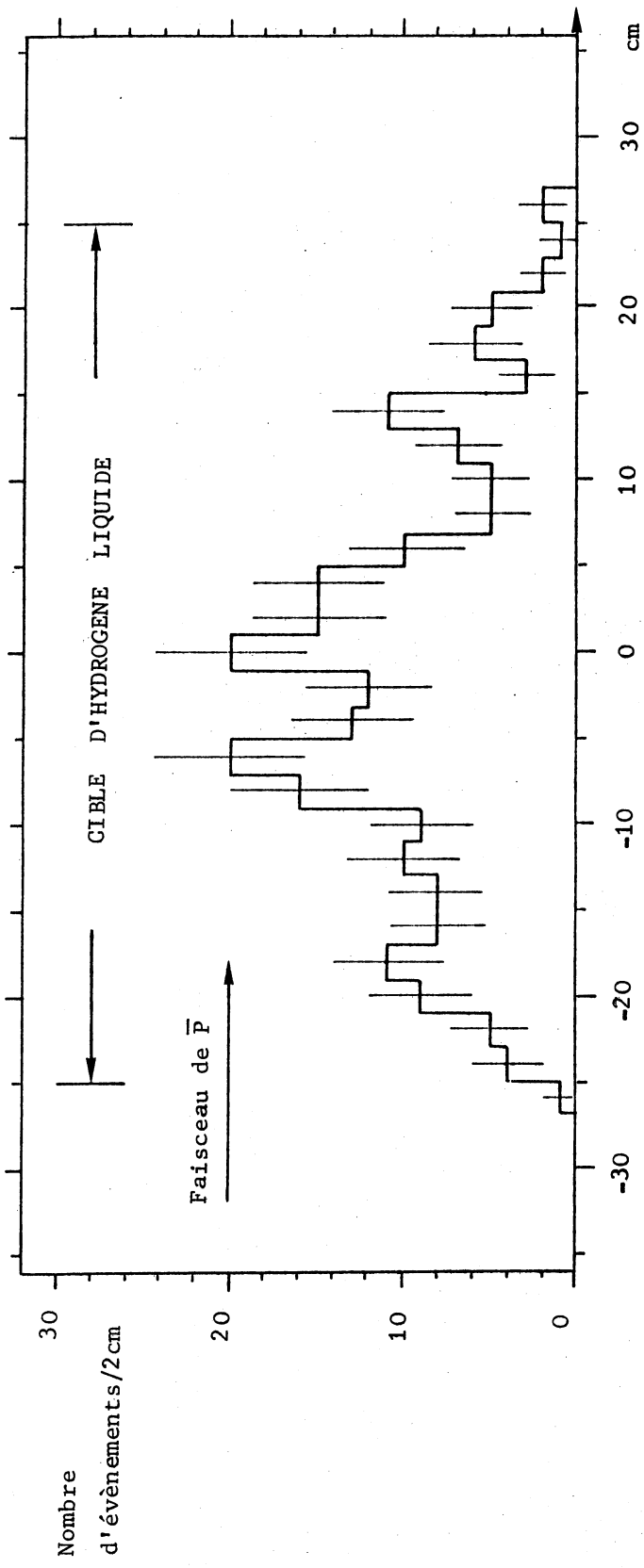


Fig . 17 . CIBLE RECONSTRUITE



En prenant l'équivalent hydrogène liquide du modérateur , le parcours des antiprotons est voisin de 5 m . Le "straggling" correspond alors à une fluctuation de  $\pm 5$  cm dans la cible et celle-ci est pratiquement identique pour les antiprotons s'annihilant au début ou à la fin de la cible , d'où les 50 cm utiles cités précédemment . Cette valeur est bien vérifiée expérimentalement comme le montre la reconstruction de la cible réalisée à partir des vertex d'annihilations des antiprotons en paires de hadrons .  
Figure ( 17 ) .

- Dispersion angulaire du faisceau ( " Multiple scattering " )

En traversant le modérateur , les antiprotons subissent un grand nombre de déflexions dûes aux multiples collisions avec les atomes de plomb qu'ils excitent ou ionisent , ce mécanisme conduisant à la perte d'énergie d'origine électromagnétique . La plupart de ces déflexions sont très faibles et on caractérise la dispersion du faisceau par l'angle quadratique moyen qui est une fonction de l'épaisseur de matière traversée .

Dans notre cas , pour calculer cet angle , on peut utiliser la relation approchée suivante , Réf. ( 28 ) :

$$d \langle \theta^2 \rangle \text{ moyen} = \left( \frac{E_s}{\beta c p} \right)^2 \frac{dx}{X_0}$$

où  $E_s = 21.10^6$  eV et  $X_0$ , la longueur de radiation du plomb ( $X_0 = 0,58$  cm), représentent deux paramètres caractérisant les interactions électromagnétiques dans le modérateur .

Lorsque l'épaisseur  $x$  est faible , on peut considérer  $\beta$  et  $p$  comme relativement constants , et on obtient :

$$\langle \theta^2 \rangle \text{ moyen} = \left( \frac{E_s}{\beta c p} \right)^2 \frac{x}{X_0}$$

expression qui nous servira à calculer la diffusion ou " scattering " des électrons dans les parois de la cible et la matière des chambres cinématiques .

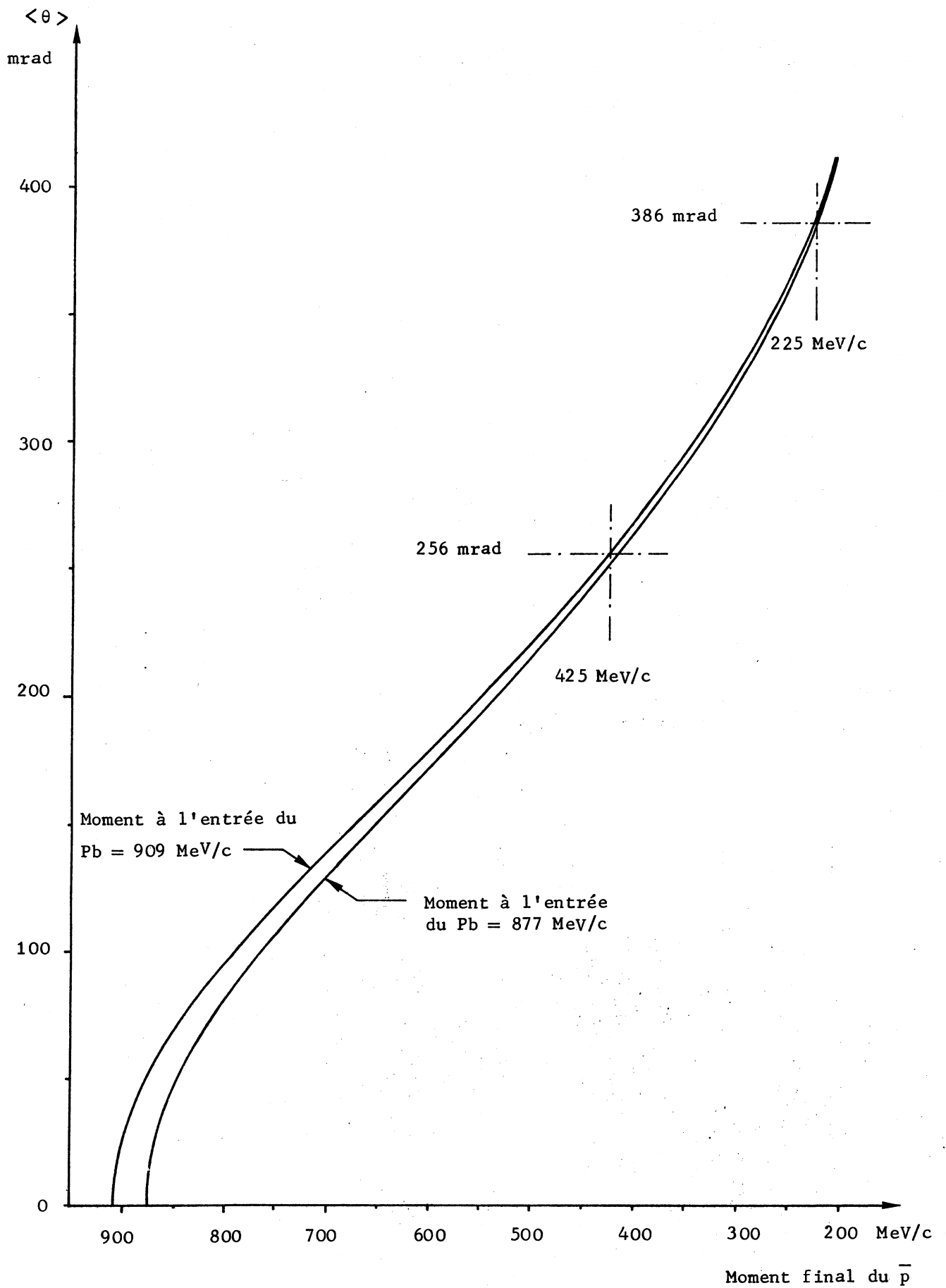


Fig . 18 . ANGLE DE DIFFUSION MOYEN DANS LE MODERATEUR

Dans le cas d'un modérateur épais , cette approximation n'est plus valable et il faut calculer :

$$\langle \theta^2 \rangle \text{ moyen} = \int_0^x \left( \frac{E_s}{\beta c p} \right)^2 \frac{dx}{X_0}$$

ou encore ce qui est plus intéressant pour nous :

$$\langle \theta^2 \rangle \text{ moyen} = \int_{P \text{ init.}}^{P \text{ fin.}} \left( \frac{E_s}{\beta c p} \right)^2 \frac{dP}{X_0 \left( \frac{-dP}{dx} \right)} = \int_{P \text{ init.}}^{P \text{ fin.}} \frac{E_s^2}{c X_0} \cdot \frac{dP}{\beta p^2 \left( \frac{-dE}{dx} \right)}$$

En utilisant la formule de Bethe - Bloch avec certains termes correctifs pour la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  Réf. ( 29 ) , il est possible de calculer la valeur numérique de cette intégrale .

La figure ( 18 ) donne l'angle quadratique moyen pour les deux moments qui nous concernent ( 909 MeV/c et 877 MeV/c ) en fonction du moment de l'antiproton à l'entrée de la cible . Cet angle est donc compris entre  $14^\circ$  et  $22^\circ$  , et conduit à choisir une cible ayant 15 cm de diamètre .

### 2 . 3 Définition électronique des antiprotons arrêtés

Ce rôle est dévolu à la deuxième partie du télescope faisceau qui doit permettre :

- de définir le faisceau ralenti à l'entrée de la cible
- de rejeter les antiprotons qui ne s'arrêtent pas dans cette dernière .

#### - Définition angulaire du faisceau

Elle est réalisée par les compteurs 3 , 4 ainsi que le compteur A utilisé en anticoincidence . Ce dernier compteur sert également à rejeter les antiprotons qui s'annihilent en vol dans le modé-

rateur en donnant des particules secondaires avec des angles plus ou moins grands .

Le compteur A ( constitué en réalité des deux demi-compteurs  $A_1$  et  $A_2$  identiques pour uniformiser la répartition de la lumière collectée ) présente au faisceau , la forme d'un carré de 40 cm x 40 cm , épaisseur 1 cm , avec une ouverture de 9 cm x 9 cm , légèrement plus petite que le diamètre de la cible , définissant ainsi un demi-angle moyen de l'ordre de  $12^\circ$  . Avec cette disposition , c'est en moyenne 42% des particules traversant le compteur 4 qui pénètrent dans la cible .

- Réjection des antiprotons traversant la cible

Les antiprotons qui ne s'annihilent pas dans l'hydrogène liquide , ainsi que ceux s'annihilant en vol et donnant des particules vers l'avant , sont rejetés par un compteur veto Q , présentant une surface utile de 56 cm x 52 cm ( épaisseur 1 cm ) . Comme A , il est composé de deux compteurs  $Q_1$  et  $Q_2$  placés à l'intérieur même du châssis des détecteurs , contre l'extrémité de la cible et rejette en moyenne 10 % des particules pénétrant dans la cible .

Les deux compteurs vetos , A et Q , jouent également un rôle supplémentaire dans le déclenchement final , puisqu'ils permettent d'éliminer les antiprotons stoppés dans l'hydrogène et produisant des particules simulant les deux électrons recherchés , avec d'autres , sortant de l'angle solide défini par les détecteurs . En pratique , 75 % des antiprotons sortant du compteur 4 sont ainsi rejetés par  $\bar{A}$  et  $\bar{Q}$  , soit directement , soit par les secondaires produits lors d'annihilations dans la cible . Cette réjection se révèle surtout importante dans l'étude de la réaction  $p\bar{p} \rightarrow \begin{matrix} \pi^+\pi^- \\ K^+K^- \end{matrix}$  puisqu'elle permet de diminuer la contribution des annihilations multicorps .

- Mesure du  $\frac{dE}{dx}$  des antiprotons

Deux compteurs ( 3 et 4 ) donnent une mesure de la perte d'énergie (  $\frac{dE}{dx}$  ) des antiprotons à la sortie du modérateur .

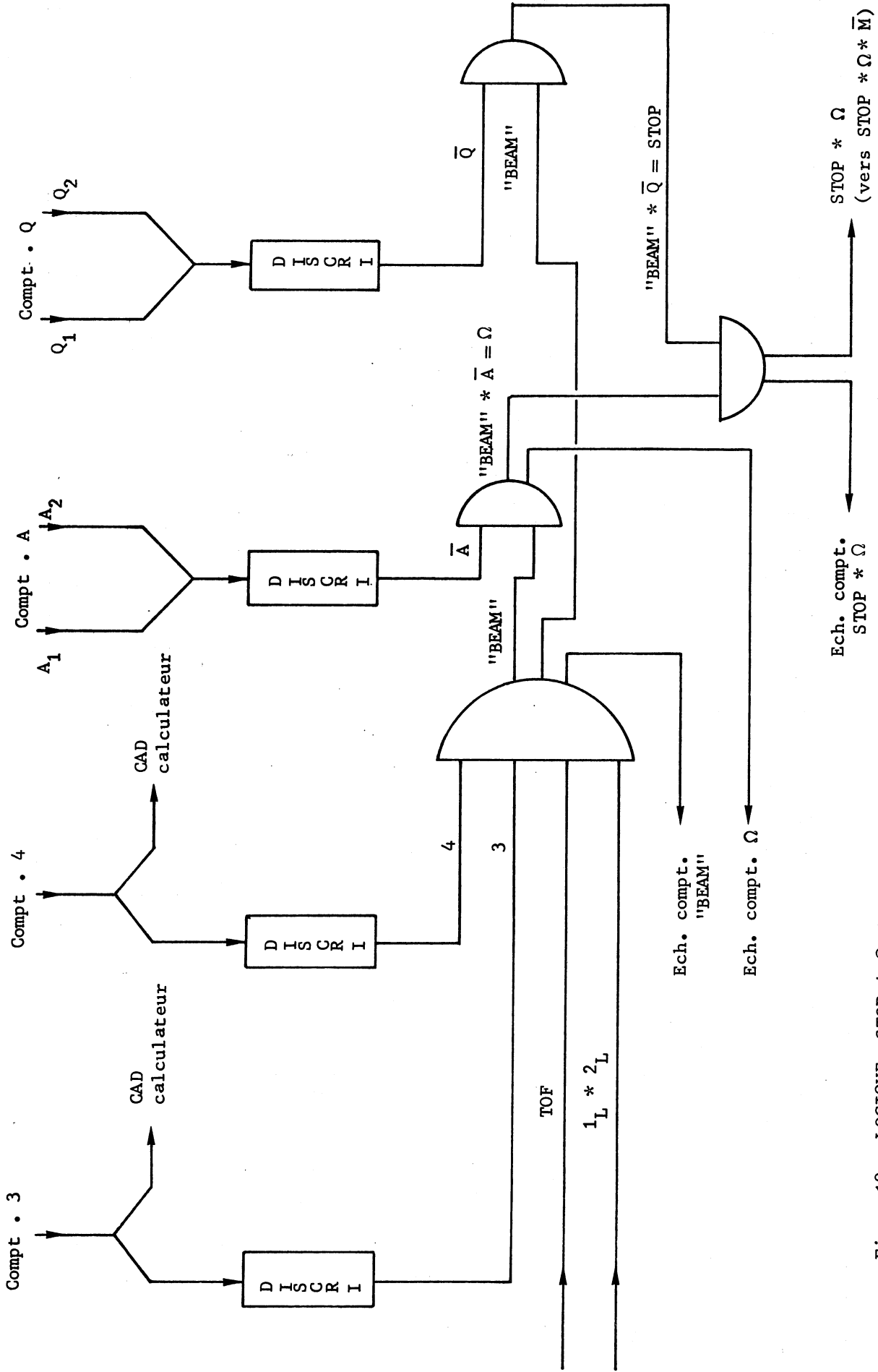


FIG. 19. LOGIQUE STOP \*  $\Omega$

Les hauteurs d'impulsions délivrées par ces détecteurs , permettent d'évaluer la distance parcourue par les antiprotons dans l'hydrogène liquide avant d'arriver à l'arrêt ; cette évaluation est cependant approximative à cause des " scattering " et " straggling " des antiprotons dans la cible et les compteurs 3 et 4 , et surtout de la résolution de ces compteurs .

Placé immédiatement après le plomb , le compteur 3 ( 10 cm x 10 cm x 1 cm ) sélectionne les antiprotons ralentis , améliore la réjection des  $\pi^-$  et élimine les antiprotons ayant interagi dans le modérateur ( voir paragraphe Calibrations ) . Avec 1 cm d'épaisseur , pour avoir une résolution suffisante ( $\approx \pm 7,5\%$ ), les probabilités d'annihilation ne sont pas négligeables pour des antiprotons de 230 MeV/c à 430 MeV/c . Le compteur 4 ( 10 cm x 10 cm x 0,1 cm ) rejette la plus grande partie de ces évènements .

#### - Electronique du télescope faisceau

Après la mesure du temps de vol des antiprotons par les compteurs 1 et 2 , l'électronique des autres compteurs est classique. Les impulsions recueillies sur les compteurs 3 et 4 , sont d'une part mises en mémoire ( envoyées sur un convertisseur analogique digital et transcrites sur bande magnétique à l'aide d'un calculateur PDP 11/10 ) afin de conserver les valeurs du  $\frac{dE}{dx}$  des antiprotons , et , d'autre part sont mises en forme avant d'être utilisées pour donner le déclenchement " BEAM " . Une discrimination en amplitude a lieu sur ces signaux et permet une réjection supplémentaire importante des  $\pi^-$  ( voir calibrations ) .

Un mélangeur passif symétrique donne le signal A à partir des deux signaux  $A_1$  et  $A_2$  et cette impulsion subit également une mise en forme avant de participer avec Q , au déclenchement " Stop \*  $\Omega$  " . Figure ( 19 )

Tous les signaux  $1_1 * 2_1$  , " TOF " , " BEAM " et " Stop \*  $\Omega$  " sont envoyés également sur des échelles de comptage afin d'évaluer les différentes intensités et de faire toutes les optimisations et calibrations nécessaires . Le signal provenant d'un compteur Cerenkov à éthylène peut être incorporé à la voie " BEAM " pour permettre les calibrations des quatre blocs détecteurs d'électrons en faisceau .

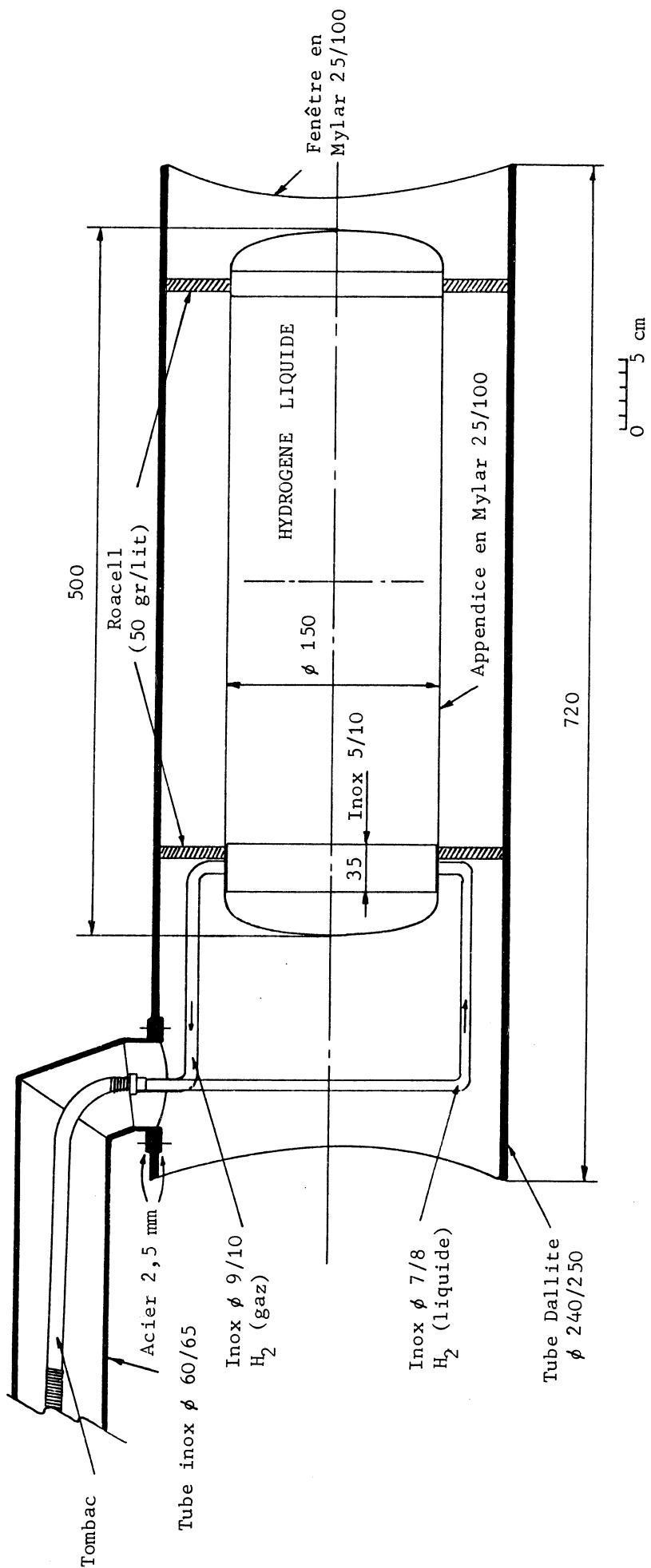


Fig. 20 . LA CIBLE D'HYDROGENE LIQUIDE

## 2 . 4 Cible

La cible est constituée des deux parties suivantes :

- un appendice cylindrique contenant 9 litres d'hydrogène liquide
- une enceinte extérieure de protection en dallite de 5 mm d'épaisseur , assurant également la mise sous vide primaire de l'appendice ainsi que l'évacuation des fuites éventuelles .

Représentée sur la figure ( 20 ) , l'appendice ( 15 cm de diamètre et 50 cm de longueur ) est fait d'une enveloppe de mylar de 25/100 mm sur laquelle est disposé un matelas de 40 feuilles de mylar aluminisé de 6  $\mu$ m assurant l'isolation thermique . Tous les tuyaux d'arrivée et d'évacuation de l'hydrogène sont également recouverts de 50 feuilles de mylar aluminisé de 6  $\mu$ m d'épaisseur .

Un réservoir standardisé de 18 litres , placé à la verticale de l'appendice , alimente celui-ci en permanence , assurant à la cible une autonomie d'environ dix heures , le remplissage automatique ayant lieu à partir d'un dewar extérieur à la zone . Réalisé par le CERN , cet ensemble répond à toutes les conditions de sécurité à remplir en cas de fuite ou de rupture de l'appendice . Réf. ( 30 ) .

Un système de fixation a été conçu pour pouvoir transférer l'ensemble de la cible sur l'un quelconque des deux châssis supportant les détecteurs d'électrons , afin de dégager ces détecteurs lors des calibrations .

## 2 . 5 Calibrations et performances du télescope faisceau

Les deux premiers compteurs ( 1 et 2 ) servent à optimiser les différents courants dans les aimants de déviation et les quadrupôles .



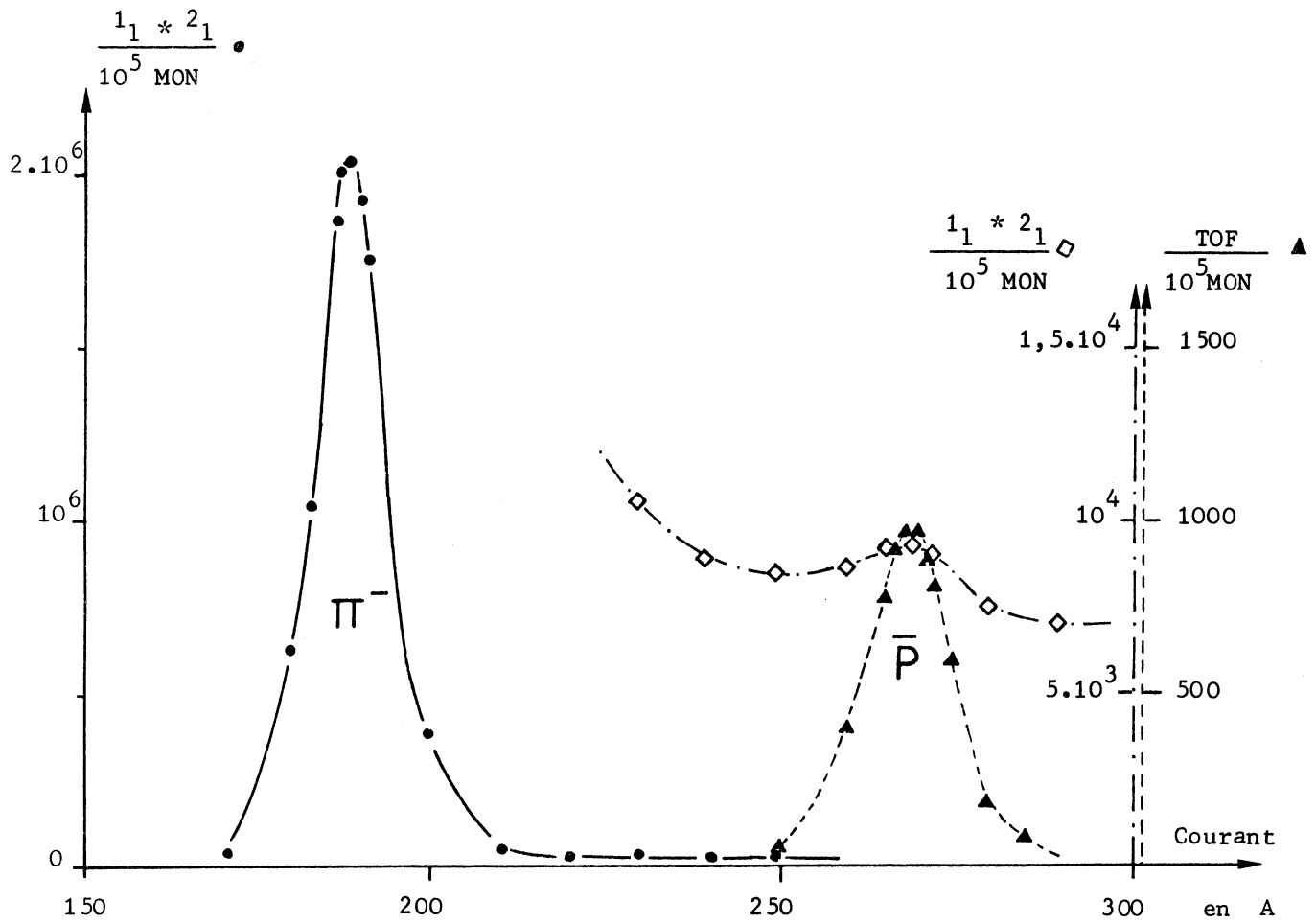


Fig . 21 . COURBE DE SEPARATION EN FAISCEAU NEGATIF

- collimateurs de masse et de moment à  $\pm 5 \text{ mm}$
- le courant est mesuré dans les aimants de compensation du séparateur

Dans un premier stade , sans mettre en service le séparateur électrostatique et ses aimants de compensation , toutes les optimisations sont faites pour avoir un maximum d'intensité sur  $1_1 * 2_1$  en faisceau positif .

Dans un deuxième stade , avec le séparateur en service et les collimateurs peu ouverts ( pour avoir les meilleures résolutions et diminuer les effets des trop fortes intensités ) , le faisceau est réoptimisé pour avoir la meilleure séparation entre protons et pions. On passe ensuite en faisceau négatif pour lequel on obtient la courbe de séparation de la figure ( 21 ) où les deux pics d'antiprotons et de pions sont très bien différenciés . Les intensités sont mesurées par rapport à un moniteur interne au P.S. : en moyenne ,  $10^5$  MON correspondent à 4 bouffées d'environ  $0,6 \cdot 10^{12}$  p sur la cible  $\hat{1}$  .

Une étude complète de tous les paramètres du faisceau , Réf. ( 23 ) , nous a conduit à ouvrir à  $\pm 54$  mm le collimateur de moment (  $\Delta p/p = \pm 1,8$  % ) et à  $\pm 20$  mm le collimateur de masse . Toutes les prises de données ultérieures se feront dans ces conditions .

La figure ( 22 ) représente la courbe de séparation en faisceau négatif , dans les conditions de l'expérience , et montre qu'il y a 11 fois plus de  $\pi^-$  que d'antiprotons sur le pic des antiprotons et une contamination de  $\pi^-$  de 10 % parmi les antiprotons détectés par la voie " TOF " . Pour cette figure ,  $10^5$  MON correspondent à 5,5 bouffées du P.S.

En définitive, après soustraction du fond de  $\pi^-$  , c'est environ  $10^4$  antiprotons pour  $10^{12}$  protons sur la cible  $\hat{1}$  que détecte l'électronique du temps de vol, soit encore en moyenne 6000 antiprotons par bouffée du P.S.

La discrimination sur les hauteurs d'impulsions des compteurs 3 et 4 permet une très nette amélioration de la réjection des  $\pi^-$  , ceux-ci étant moins ralentis que les antiprotons et donnant des impulsions deux à dix fois plus petites . La voie " BEAM " a une efficacité par rapport aux antiprotons entrant dans le plomb de 41 % pour les antiprotons , l'efficacité sur les  $\pi^-$  étant pratiquement nulle .

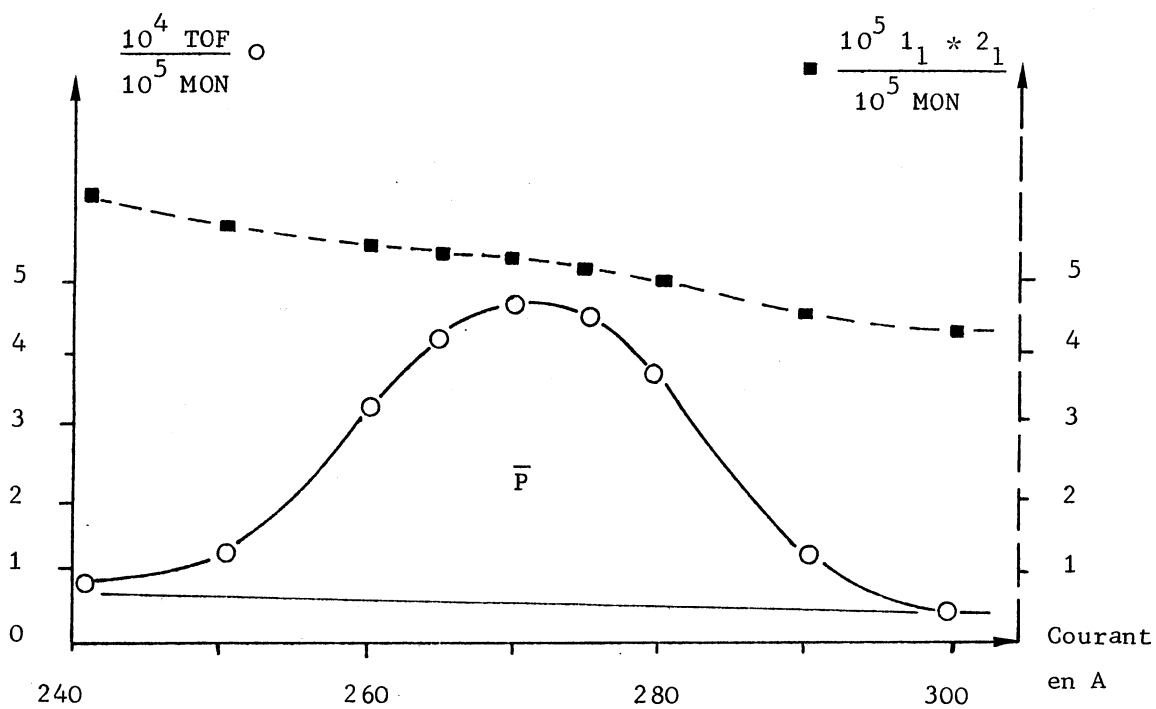


Fig . 22 . COURBE DE SEPARATION SUR LE PIC DES ANTIPROTONS

- collimateurs de moment à  $\pm 54$  mm  
 de masse à  $\pm 20$  mm

- le courant est mesuré dans les aimants de compensation  
 du séparateur

La longueur du modérateur a été ajustée expérimentalement , et la figure ( 23 ) représente la courbe du parcours des protons à 900 MeV/c , mesurée pour différentes épaisseurs de plomb .

Afin de connaître avec précision la fraction de protons s'arrêtant dans la cible , un troisième compteur veto  $\bar{V}$  , de forme cylindrique , et entourant parfaitement la cible a été utilisé spécialement pour cette mesure . Cette fraction est alors définie par la voie  $\frac{\text{BEAM} * \bar{A} * \bar{V} * \bar{Q}}{\text{TOF}}$  et représente un maximum de 24,5 (  $\pm 0,5$  ) % avec 11,5 cm de modérateur . Dans le cas d'un faisceau négatif , il faut retrancher à ce nombre les antiprotons s'étant annihilés dans le plomb . La mesure de ceux-ci se fait en comparant la fraction des antiprotons transmis ,  $\frac{\text{BEAM} * \bar{A}}{\text{TOF}}$  , à la fraction des protons transmis :

$$N_{\text{protons transmis}} = 34 ( \pm 1 ) \%$$

$$N_{\text{antiprotons transmis}} = 20 ( \pm 0,5 ) \%$$

Ce rapport est donc 59 (  $\pm 2$  ) % , et le pourcentage total d'antiprotons qui s'annihilent dans l'hydrogène liquide est de 14,5 (  $\pm 0,7$  ) % des antiprotons détectés par la voie TOF , ce qui correspond à environ 900 antiprotons par bouffée dans les conditions habituelles du P.S. ( environ 6000 antiprotons détectés pour  $0.6 \times 10^{12}$  protons sur la cible  $\hat{I}$  ) . D'après nos mesures relatives aux annihilations  $p\bar{p} \rightarrow h^+h^-$  (  $h = \pi$  ou  $K$  ), à faible moment , ( voir chapitre ANALYSE ), on peut estimer que 4,5 % donnent des réactions en vol et 10 % s'annihilent à l'arrêt .

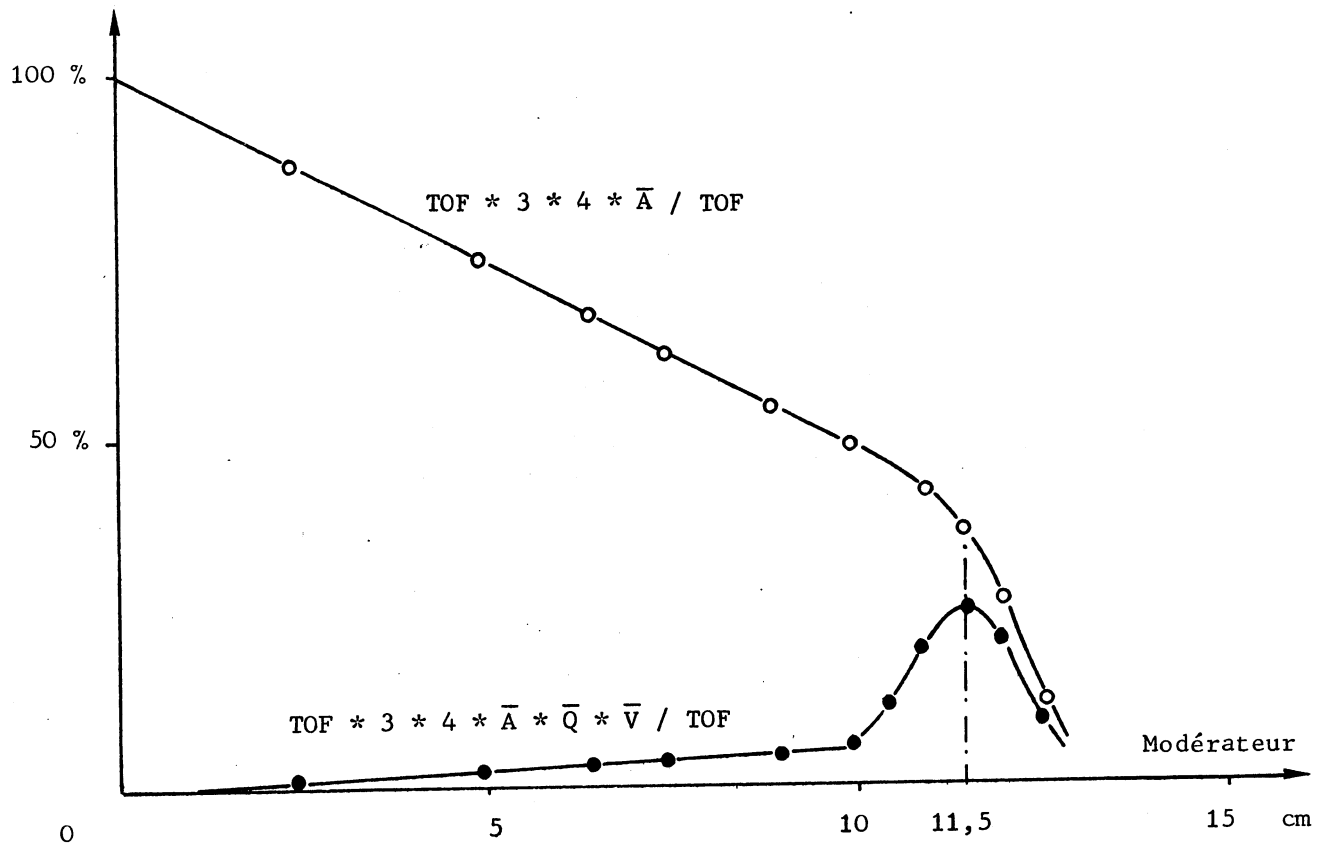


Fig . 23 . TRANSMISSION DES PROTONS A TRAVERS LE MODERATEUR

CHAPITRE III

LES DETECTEURS D'ELECTRONS

### C H A P I T R E III

#### LES DETECTEURS D' ELECTRONS

##### III . 1 . DESCRIPTION DES DETECTEURS

La principale difficulté de la détection des deux électrons produits dans l'annihilation  $p\bar{p}$  au repos vient de la valeur extrêmement faible du rapport de branchement  $B_{e^+e^-} = \frac{\Gamma(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(p\bar{p} \rightarrow \text{total})}$ , ( $B_{e^+e^-} \leq 10^{-6}$ ) alors que la réaction  $p\bar{p} \rightarrow n$  pions représente 95,4% des annihilations . Réf . ( 31 )

Si l'utilisation de chambres optiques permet de rejeter la presque totalité des évènements à plus de deux corps , en détectant également les  $\pi^0$  par les  $\gamma$  produits et convertis , il reste encore un facteur  $10^4$  à  $10^5$  entre le taux de production des  $\pi^+\pi^-$  (ou  $K^+K^-$ ) colinéaires et celui des électrons recherchés .

Les détecteurs de gerbes électromagnétiques avec visualisation des gerbes sont particulièrement adaptés à cette situation qu'est la détection d'électrons de 1 GeV en présence d'un important fond hadronique , et notre choix s'est porté sur des détecteurs du type " Sandwich " semblables à ceux étudiés au CERN . Réf. ( 32 )

En combinant réjection optique et réjection électronique , la réjection globale  $\Pi/e$  peut être amenée à  $5 \cdot 10^{-4}$  . En disposant des chambres à étincelles ou des chambres à grand entreplaqué devant les " Sandwich " , on peut alors mesurer les angles des électrons incidents et ainsi reconstituer les vertex et sélectionner les paires  $e^+e^-$  colinéaires et coplanaires avec la direction des antiprotons incidents .

### 1 . 1 Caractéristiques des gerbes électromagnétiques

Pour un électron de 1 GeV traversant la matière , le mécanisme de pertes d'énergies est bien connu : il s'agit essentiellement de pertes par radiation , les  $\gamma$  émis recréant des paires  $e^+e^-$  , participant ainsi au développement de la gerbe .

A cette énergie , les autres phénomènes ( effet Compton , photoélectrique , pertes par ionisation , par annihilation et scattering ) sont négligeables et le développement de la gerbe est sensiblement indépendant de l'absorbeur traversé lorsque les résultats sont exprimés en termes de longueur de radiation ; la gerbe se termine lorsque tous les électrons secondaires ont été absorbés par le milieu .

Il est difficile de faire un calcul précis des caractéristiques de la gerbe , car de nombreux paramètres sont soumis à des fluctuations statistiques lors de son développement . Cependant, sous certaines approximations , on peut en estimer grossièrement quelques grandeurs .

A son développement maximal , le nombre de particules présentes dans la gerbe est environ :

$$N_{\max} = 0,137 \frac{E_0}{E_c} \left( \text{Log} \frac{E_0}{E_c} - 1,31 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Réf. ( 33 )}$$

$E_0$  est l'énergie cinétique de la particule initiale et  $E_c$  l'énergie critique à partir de laquelle les pertes par radiation sont supérieures aux pertes par ionisation (  $E_c = 7,8$  MeV pour le plomb ) et ce maximum se situe à une distance

$$d = 1,01 \text{ Log} \frac{E_0}{E_c} - 1,57$$

Dans le cas d'un électron de 900 MeV développant une gerbe dans le plomb , cette distance est approximativement de 3,2 longueurs de radiation .



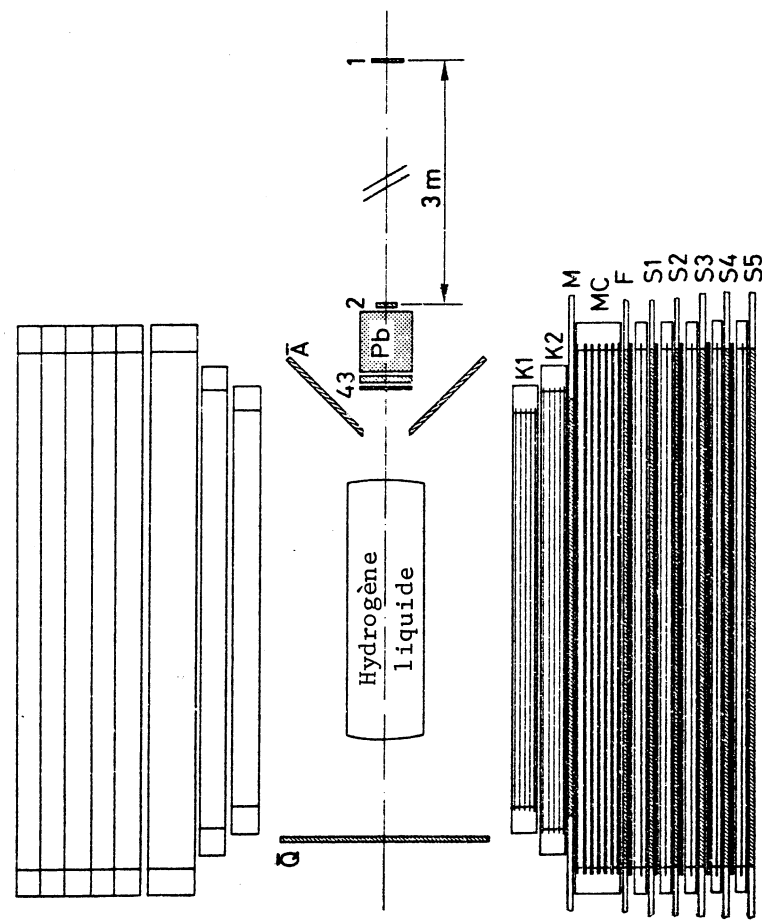


Fig. 24 . VUE EN COUPE DE L'ENSEMBLE DES DETECTEURS

## 1 . 2 Constitution des détecteurs

Représenté en coupe par la figure ( 24 ) , chacun des quatre modules entourant la cible est constitué par :

- 2 chambres à étincelles de 4 gaps  $KIN_1$  et  $KIN_2$  donnant la direction des électrons incidents
- 1 compteur à scintillation M permettant la sélection des particules isolées
- 1 chambre à étincelles MC de 8 gaps à électrodes épaisses dans laquelle commence la gerbe électromagnétique
- le détecteur " Sandwich " à 6 couches de scintillateur , plomb , chambres à étincelles , dont le compteur F constitue le premier étage .

### - Les chambres cinématiques $KIN_1$ et $KIN_2$

Placées à environ 25 cm de l'axe de la cible , deux chambres à étincelles de 4 gaps de 1 cm permettent la mesure des trajectoires des deux électrons recherchés avec une précision angulaire voisine de  $1^\circ$  . Ces chambres cinématiques doivent présenter aux électrons le moins de matière possible , d'abord pour éviter la diffusion multiple dans les électrodes , ensuite pour réduire le risque de développement de la gerbe dans cette première partie et disposer ainsi de la résolution spatiale maximale pour la reconstruction du vertex .

Les deux chambres sont de même constitution , seules diffèrent légèrement leur surface utile : 54 cm x 80 cm pour  $KIN_1$  et 59 cm x 88 cm pour  $KIN_2$  . Chaque chambre est réalisée à partir de cadres en plexiglas de 5 cm d'épaisseur sur lequel sont tendues cinq feuilles d'aluminium de 25  $\mu$ m formant ainsi 4 gaps de 1 cm . Deux feuilles de plexiglas de 1 mm d'épaisseur enveloppent cet ensemble , le gaz sensible ( He 90 % , néon 10 % , vapeur alcool butylique ) arrivant à travers des rainures fraisées dans le cadre .

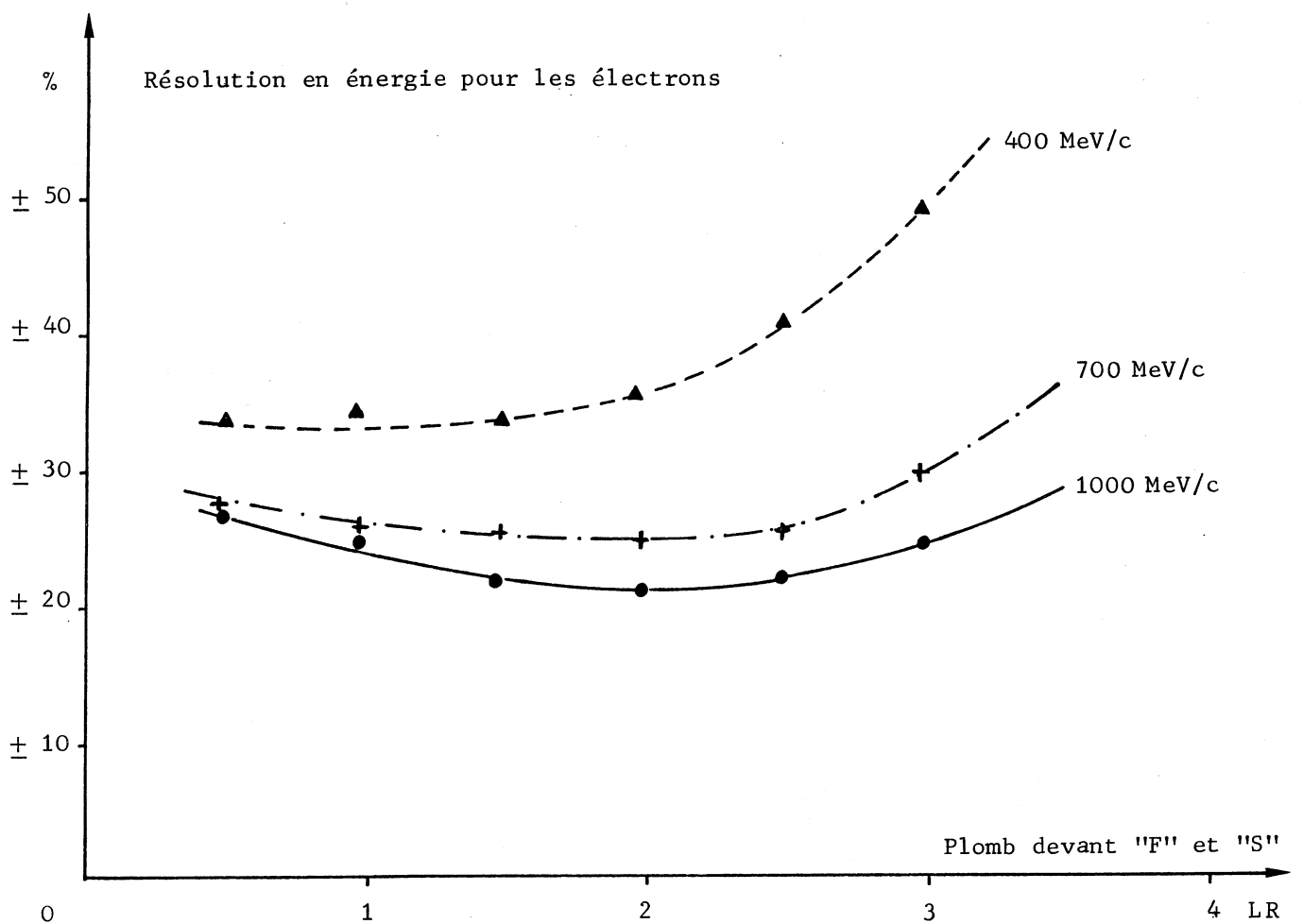
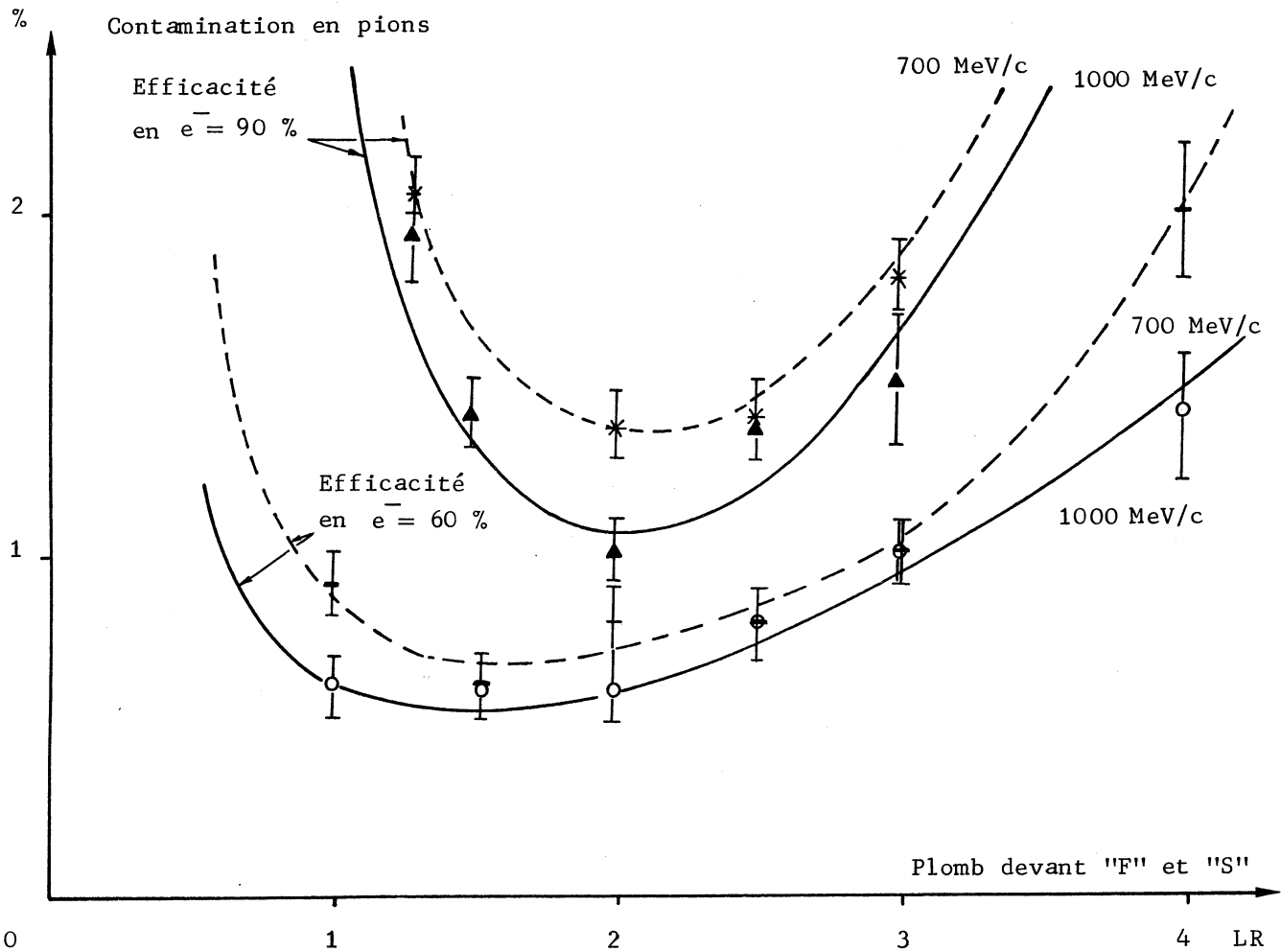


Fig . 25 .

Avec cette technologie , l'angle quadratique moyen de " multiple scattering " est inférieur à  $0,1^\circ$  ( comparable à la diffusion due à l'enveloppe de la cible ) et la probabilité de commencer une gerbe est inférieure à  $1,5 \cdot 10^{-2}$  .

- Le compteur M

Constitué en pratique de deux compteurs identiques adjacents  $M_1$  et  $M_2$  ( scintillateur plastique NE 102 de 80 cm x 25 cm x 1 cm relié à chaque extrémité à un photomultiplicateur EMI 9813 K B par un guide de lumière approprié ) , ce détecteur joue les rôles suivants :

- il indique que la particule ayant traversé les deux premières chambres est chargée et évite ainsi aux  $\gamma$  seuls de participer au déclenchement final en se convertissant dans le " Sandwich "

- une discrimination en hauteur d'impulsion n'accepte que les particules uniques au minimum ionisant et rejette ainsi 85 % des événements donnant plus d'une particule chargée dans un des M

- deux particules détectées simultanément par  $M_1$  et  $M_2$  ne sont pas prises en compte par le déclenchement final, ce qui augmente encore la réjection électronique des événements à plus de 2 corps ainsi que les paires de Dalitz et les  $\gamma$  convertis dans les premières chambres .

- La chambre M C

Les tests du détecteur " Sandwich " effectués dans le faisceau  $T_1$  du hall Sud ont montré que la contamination  $\pi/e$  ainsi que la résolution en énergie de ce détecteur étaient optimum pour des électrons de 1 Gev lorsque environ 2 longueurs de radiation sont disposées devant ce dernier , figure ( 25 ) . L'utilisation d'une chambre à étincelles à électrodes épaisses , pour remplir ce rôle , ( M C = " massive chamber " )

apporte des avantages importants :

- 85 % des électrons ( contre 10 % des pions ) développent leur gerbe dans cette chambre permettant ainsi la détermination de son point de départ et de son angle d'ouverture

- les  $\gamma$  , même de faible énergie (  $E > 80$  MeV ) , peuvent être convertis et visibles dans cette chambre, augmentant ainsi la réjection optique des événements avec production de  $\pi^0$  .

Réalisée avec sept plaques de laiton de 5 mm d'épaisseur collées dans un cadre de plexiglas , cette chambre possède 6 gaps de 8 mm et une surface utile de 99 cm x 65 cm . L'ensemble est fermé par deux feuilles de plexiglas de 1 mm et utilise de l'hénogal ( Ne 70 % , He 30 % ) avec vapeurs d'alcool butylique comme gaz sensible .

#### - Le détecteur " Sandwich "

Il est constitué d'un empilement de six couches de scintillateur plastique ( 1 cm d'épaisseur ) entre lesquelles sont disposées une feuille de plomb ( 1 longueur de radiation ) et une chambre à étincelles à double gap de 8 mm .

Présentant une surface utile de 67 cm x 100 cm , les scintillateurs sont divisés en trois modules adjacents . La première couche , indépendante des autres , constitue le compteur F (  $F_1$  ,  $F_2$  ,  $F_3$  ). Chaque scintillateur est vu à ses deux extrémités par des photomultiplicateurs du type EMI 9813 KB .

Les cinq autres couches qui forment le compteur S (  $S_1$  ,  $S_2$  ,  $S_3$  ) sont couplées optiquement , les guides de lumière courbés se rejoignant à chaque extrémité sur le même photomultiplicateur à grande surface de photocathode ( type RCA 8055 ). Cette façon de procéder permet une meilleure réjection  $\pi/e$  , puisque dans ce cas on peut imposer électroniquement que la gerbe débute avant le compteur F , les pions demandant beaucoup plus de matière pour pouvoir simuler des électrons de 900 MeV.

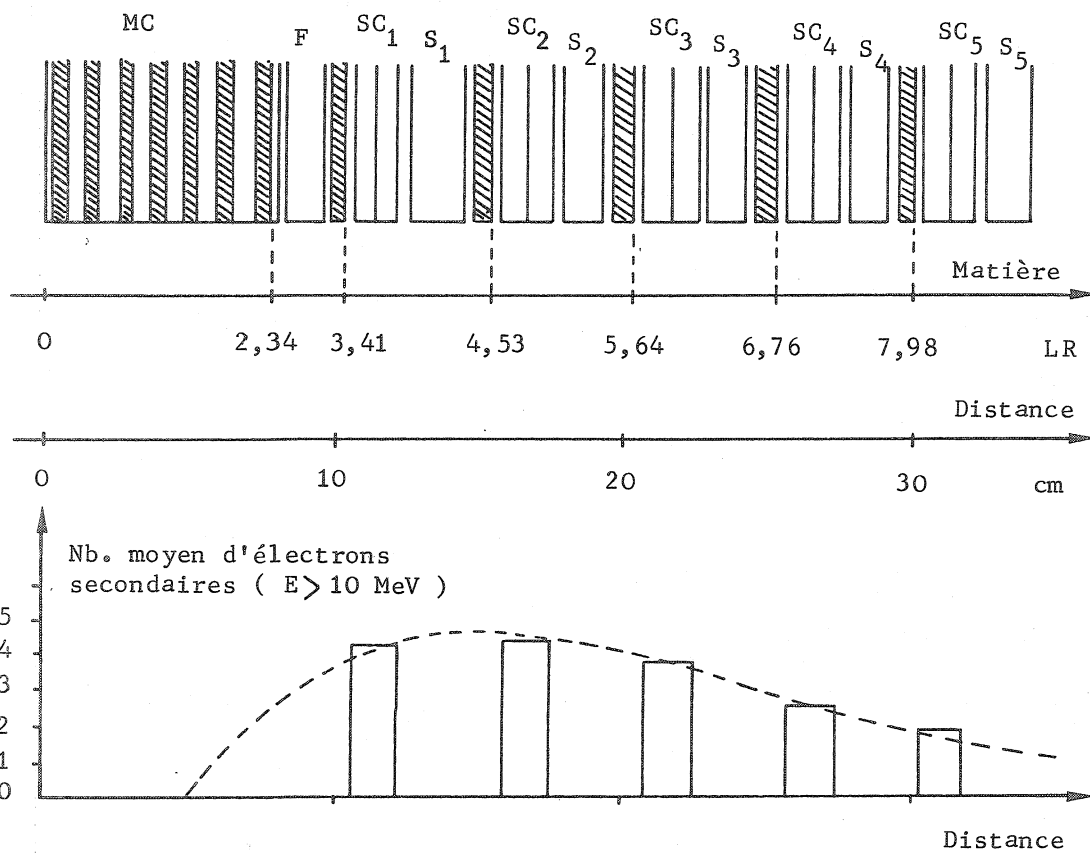


Fig . 26 a . REPARTITION MOYENNE DES ELECTRONS SECONDAIRES

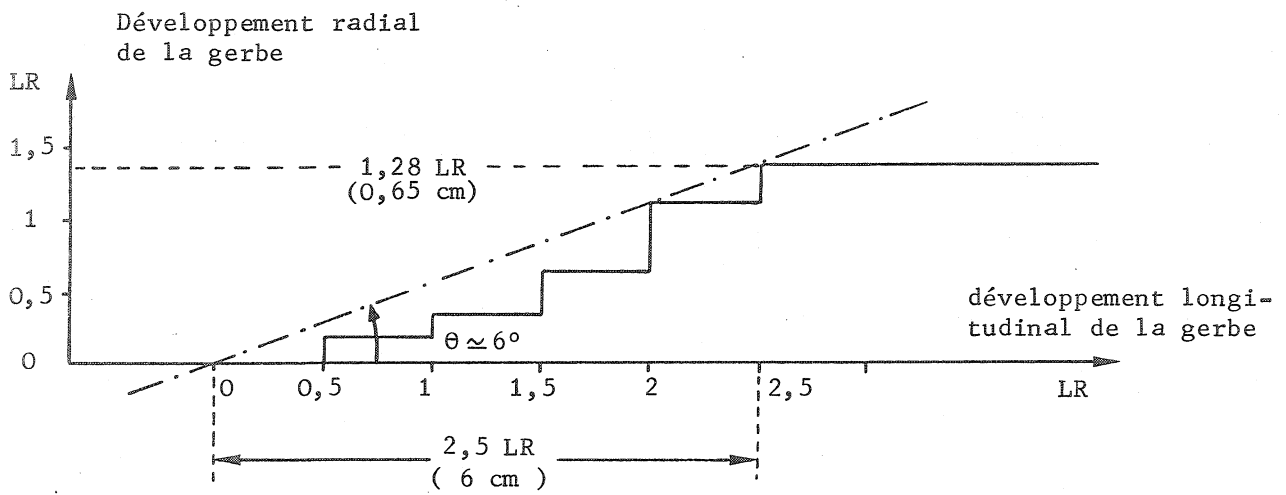


Fig . 26 b . DEVELOPPEMENT SPATIAL DE LA GERBE

Les distances en cm correspondent au développement de la gerbe lorsqu'elle a son origine au milieu de la chambre MC .

Entre deux couches de scintillateur est disposée une feuille de 103 cm x 67 cm x 0,5 cm de plomb collée entre deux feuilles d'acier de 0,5 mm pour en assurer la rigidité mécanique, et une chambre à étincelles à double gap de 8 mm de technologie semblable aux précédentes ( électrodes en aluminium de 1,5 mm d'épaisseur, surface utile 67 cm x 101 cm, hénogal et vapeurs d'alcool ).

L'ensemble de ce détecteur représente 5,6 longueurs de radiation réparties sur une profondeur de 26 cm et la gerbe présente un maximum d'électrons secondaires dans les deux premières chambres du " Sandwich ". La figure ( 26 a ) montre la répartition moyenne des électrons secondaires d'énergie supérieure à 10 MeV dans une gerbe produite par un électron de 938 MeV, lorsque celle-ci a son début au milieu de la chambre M C . Réf . ( 34 ). La figure ( 26 b ) correspond à l'angle d'ouverture de l'enveloppe de la gerbe ainsi développée . Elle représente, en moyenne, le développement radial de la gerbe ( contenant 99 % des électrons secondaires ) en fonction de la distance par rapport à son point de départ . Toute la gerbe est ainsi contenue dans un cône de 6° de demi-angle d'ouverture situé dans l'axe de l'électron primaire ; cette caractéristique est très importante pour rejeter les pions produisant des gerbes électromagnétiques par des réactions d'échange de charge .

### 1 . 3 Optique des détecteurs

L'optique utilisée pour la photographie des chambres à étincelles et de leurs références permet la prise de deux vues stéréos par quart, par la même face optique et sous un angle moyen de 28° . Chacune des deux caméras utilisée reçoit ainsi quatre vues et la figure ( 27 ) représente, en coupe, l'optique correspondante aux deux quarts Gauche et Bas, la figure ( 28 ) la détaillant pour le quart Gauche .

Une lentille plan convexe en plexiglas de 112 x 50 cm<sup>2</sup> (distance focale de 2 m, indice  $n = 1,5$ ), soutenue par un cadre en duralumin fixé aux détecteurs, face plane parallèle à la face optique des chambres à étincelles, permet d'avoir une vue de tout le volume utile de ces chambres .

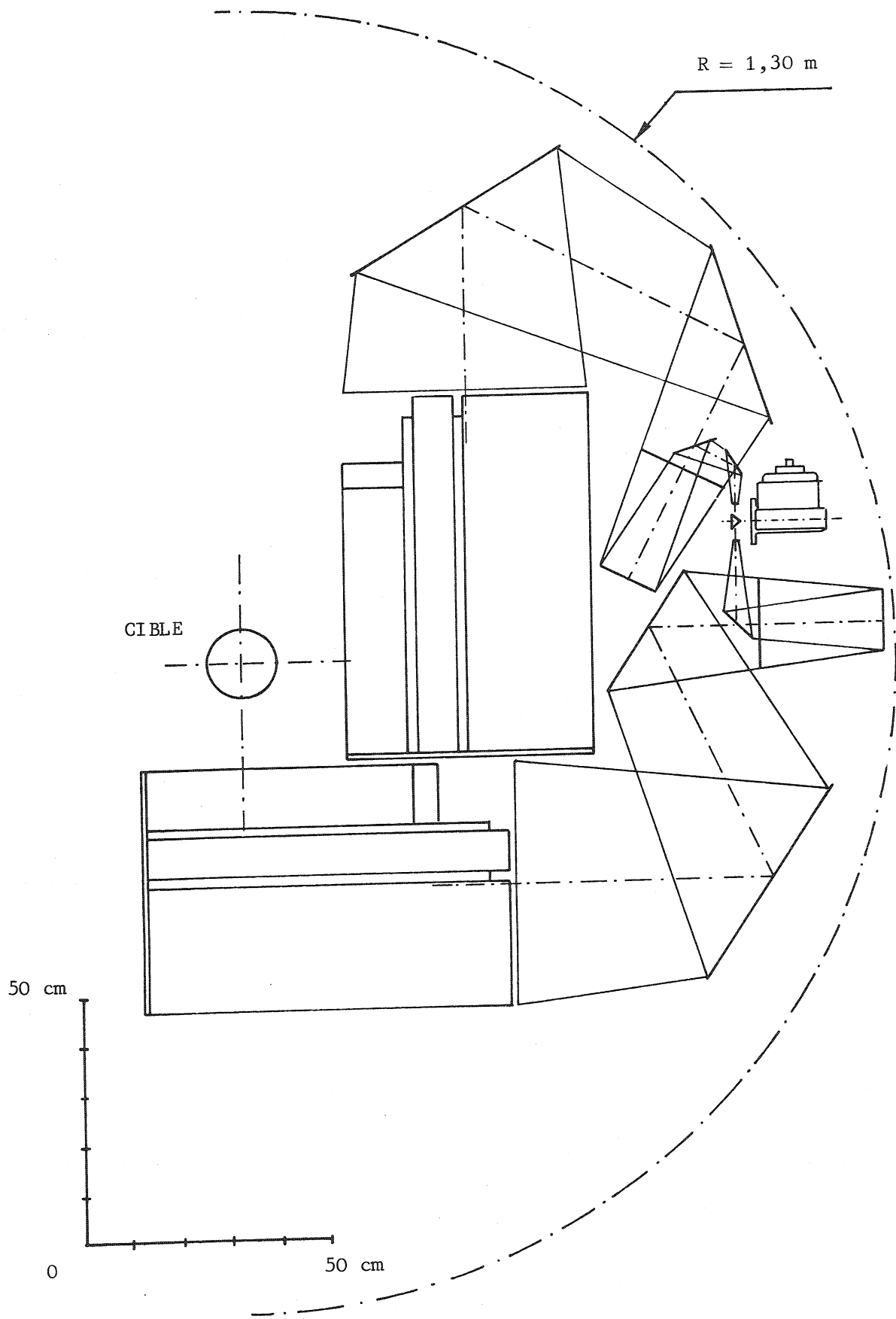


Fig . 27 . COUPE DE L'OPTIQUE POUR UNE MOITIE DES DETECTEURS



Afin d'en réduire l'encombrement, l'optique est repliée grâce à un jeu de miroirs et chaque image d'un détecteur est formée des deux vues stéréos prises au niveau des deux miroirs  $M_3$  et  $M'_3$ . Un ensemble de petits miroirs à  $45^\circ$  ( $M_4$ ,  $M'_4$ ,  $M_5$  et  $M_6$ ) amène cette image au niveau de l'objectif. Placé devant ce dernier, un prisme permet de regrouper l'image du quart adjacent sur la même photographie.

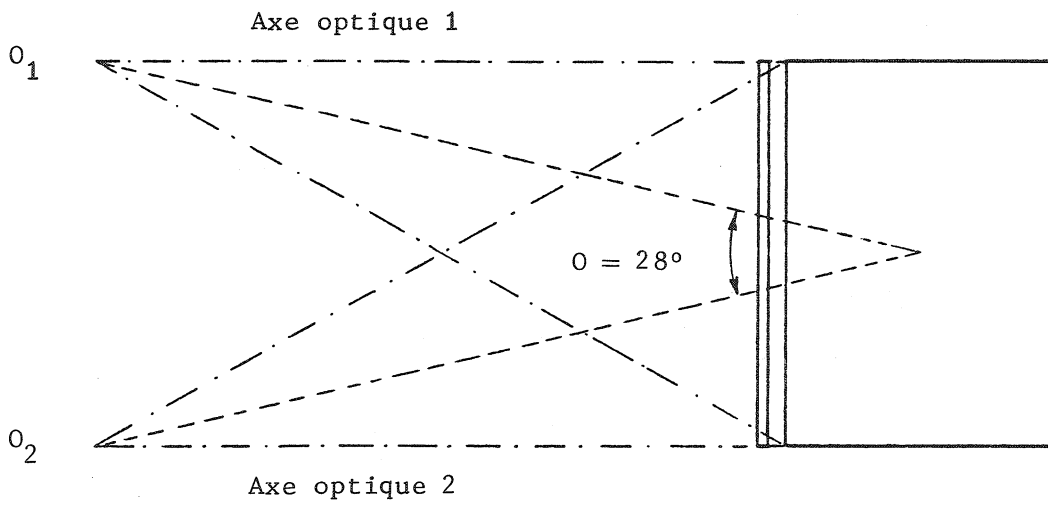
Les deux caméras ( Beatie Coleman CS48 type 10356) sont équipées d'objectifs Schneider Kreuznach, type Componon Normal de 60 mm de distance focale, ouverture  $f / 5,6$ . Le film utilisé en rouleau de 45 m est du type Kodak 2479 RAR ESTAR AH BASE, non perforé, de 35 mm de largeur, spécialement conçu pour les photographies d'étincelles (sensibilité étendue vers le rouge à 500 ASA).

Chacune des quatre vues forme une image de dimension  $33 \times 15 \text{ mm}^2$ , disposée pour avoir les étincelles perpendiculaires au sens du déplacement de film, afin d'éviter toute confusion avec d'éventuelles rayures de la pellicule. Dans ces conditions, environ 630 photographies sont utilisables par film.

Le volume englobant l'optique tient dans un cylindre de 1,30 m de rayon entourant la cible et il est fermé par des tôles d'aluminium et des toiles de plastique opaques, chaque caméra étant accessible par une trappe.

#### - Références pour la reconstruction

La reconstruction des trajectoires des électrons dans l'espace demande des marques de références précises, de grandeur et de luminosité comparables à celles des étincelles. Ces marques sont réalisées dans des plaquettes de plexiglas ( $20 \times 20 \times 5 \text{ mm}^3$ ) dans lesquelles deux traits fraisés en V définissent une croix. Cette dernière est illuminée par un voyant encastré dans l'épaisseur de la plaquette ( ampoule miniature de 2,8 mm de diamètre et de 12 V nominal mais alimenté par la tension ajustable de la Data Box ).



ANGLE STEREO MOYEN , OPTIQUE DEPLIEE

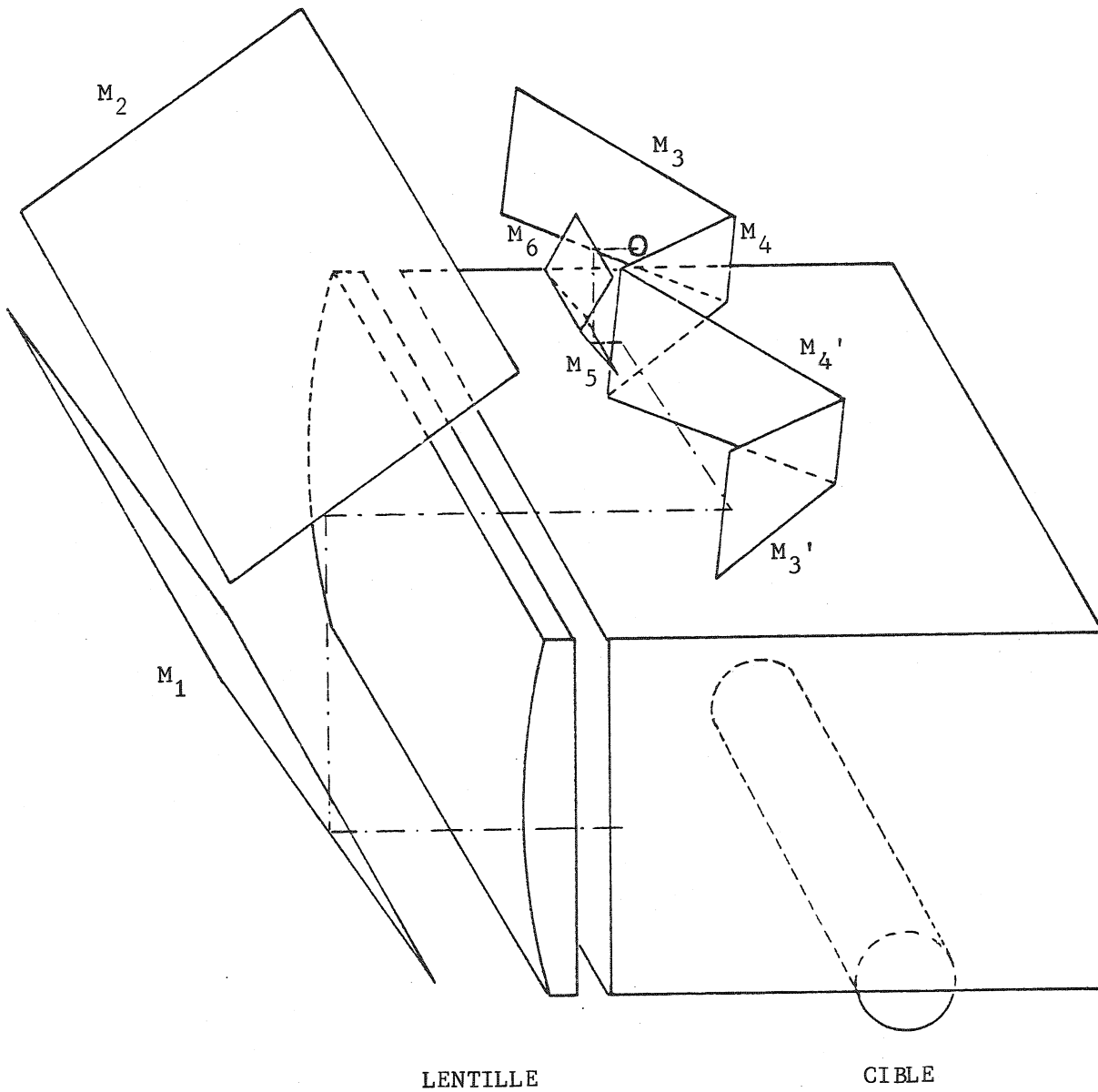


Fig . 28 . SEPARATION DES DEUX VUES STEREO POUR LE QUART " GAUCHE "

Douze croix, réparties au niveau des faces optiques des chambres, forment le premier plan des marques fiducielles. Elles sont fixées sur un cadre métallique solidaire du châssis et leur emplacement par rapport aux différentes chambres du détecteur de gerbe est représenté sur la photographie de la figure ( 29 ) qui représente un de nos événements  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  au repos . Cette disposition est identique pour les quatre modules et chacun d'eux est repéré par une lettre placée au niveau de la première rangée de marques fiducielles .

Des marques disposées à l'arrière des chambres (non représentées sur la figure) définissent le deuxième plan de référence et permettent la reconstruction de la position virtuelle des objectifs dans l'espace .

La mesure des trajectoires à partir des photographies est faite dans un système propre au "Sandwich", leur reconstruction devant être réalisée dans le système du laboratoire. On utilise, pour ce faire, des marques de référence externes aux plans fiduciels et non coplanaires, fixées sur le châssis.

Lorsque l'optique est démontée, toutes les marques de références (des plans fiduciels et du châssis) sont mesurées par deux théodolites. Le système " Sandwich" est alors défini à partir de quatre points du plan fiduciel et les coordonnées de toutes les autres références sont calculées dans ce système.

En position de prise de données, les références externes sont mesurées, dans le système du laboratoire, à partir de deux stations de théodolites permanentes. Lors de la reconstruction des événements, les trajectoires d'électrons sont d'abord définies dans le système "Sandwich" par la mesure de quatre points des traces visibles dans les chambres cinématiques et quelques marques fiducielles voisines. La reconstruction dans le système du laboratoire se fait alors par l'intermédiaire des références externes définies dans les deux systèmes.

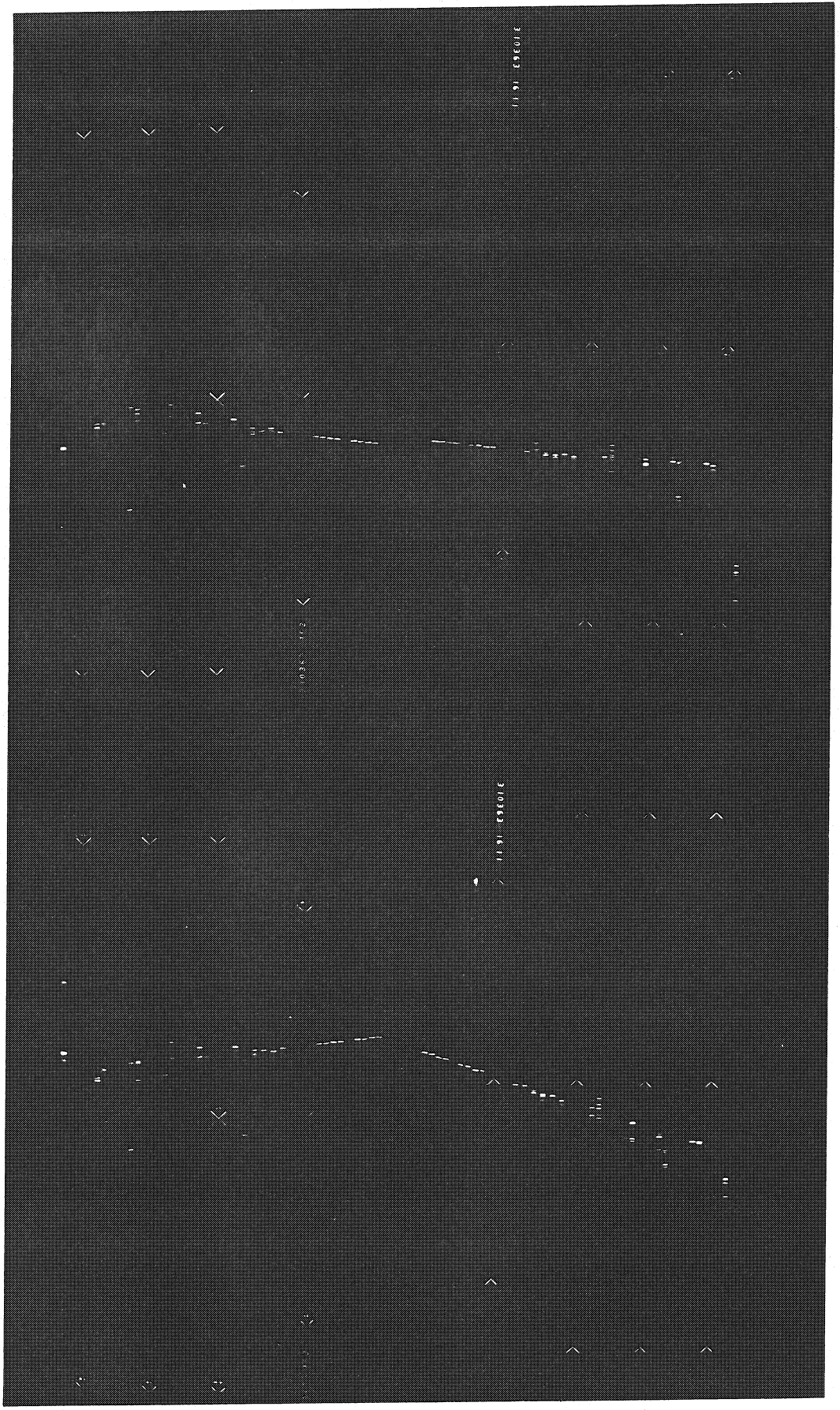


Fig . 29 . PHOTOGRAPHIE D'UN EVENEMENT pp → e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> AU REPOS

#### 1 . 4 Mécanique des détecteurs

L'ensemble de cette mécanique représente un système à trois degrés de liberté :

- rotation autour d'un axe vertical passant par le centre de la cible
- rotation autour de l'axe horizontal de la cible, ce dernier étant confondu avec l'axe du faisceau
- translation perpendiculairement à l'axe du faisceau

Les détecteurs sont fixés dans deux cages indépendantes , une petite contenant les deux quarts Gauche et Bas , une plus grande pour les quarts Haut et Droite . En position normale , ces deux cages s'emboîtent l'une dans l'autre de façon à former un ensemble de détecteurs régulièrement répartis autour de la cible . Chaque cage est maintenue à ses deux extrémités dans un châssis en acier profilé par l'intermédiaire de deux paliers creux ( diamètre intérieur 190 mm ) par lesquels pénètre normalement le faisceau d'antiprotons pour aller dans la cible , les compteurs 2 , 3 , 4 ,  $\bar{A}$  ,  $\bar{Q}$  ainsi que le modérateur se trouvant à l'intérieur du châssis . Chaque cage est ainsi suspendue dans son châssis par deux cables d'acier qui permettent de l'orienter correctement autour de la cible à partir d'un treuil manuel .

Le positionnement et le maintien des compteurs et des chambres à étincelles dans les cages est réalisé au moyen de peignes métalliques très rigides de façon à obtenir des modules compacts contenus dans un volume de  $250 \times 50 \times 95 \text{ cm}^3$  par quart. Tout ce qui est associé aux détecteurs de gerbes est fixé à ces cages : bases PM, éclateurs, optique, asservissements de pression.

Les deux châssis reposent sur deux rails perpendiculaires à la direction du faisceau, eux-mêmes fixés sur une grande roue horizontale, mobile autour d'un axe vertical passant par le centre de la cible. Ce dispositif nous permet de placer chacun des détecteurs perpendiculairement au faisceau durant les phases de calibrations .

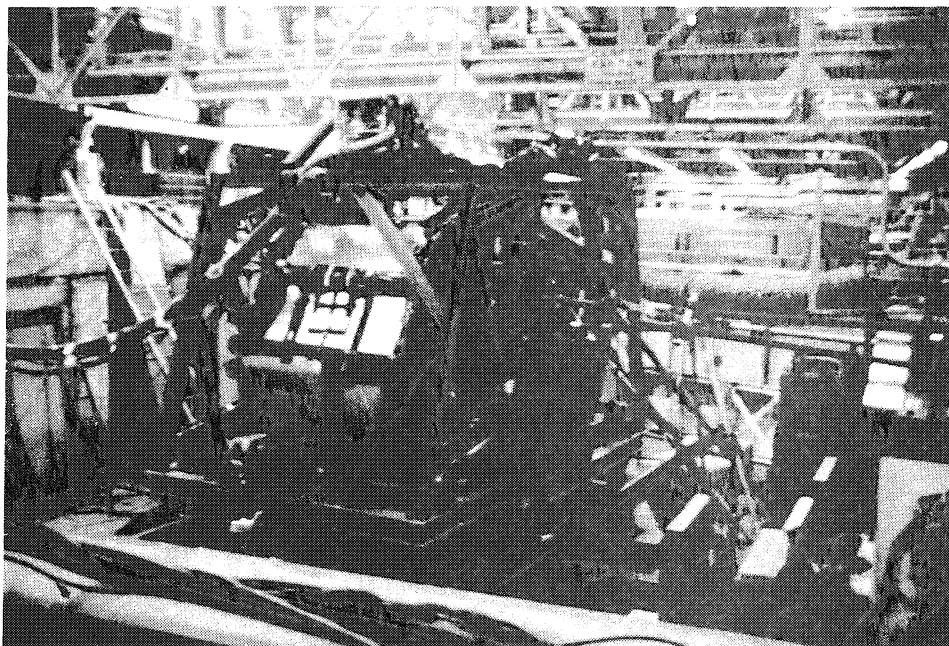


Fig . 30 a . ENSEMBLE DE L'APPAREILLAGE EN POSITION DE PRISE DE DONNEES

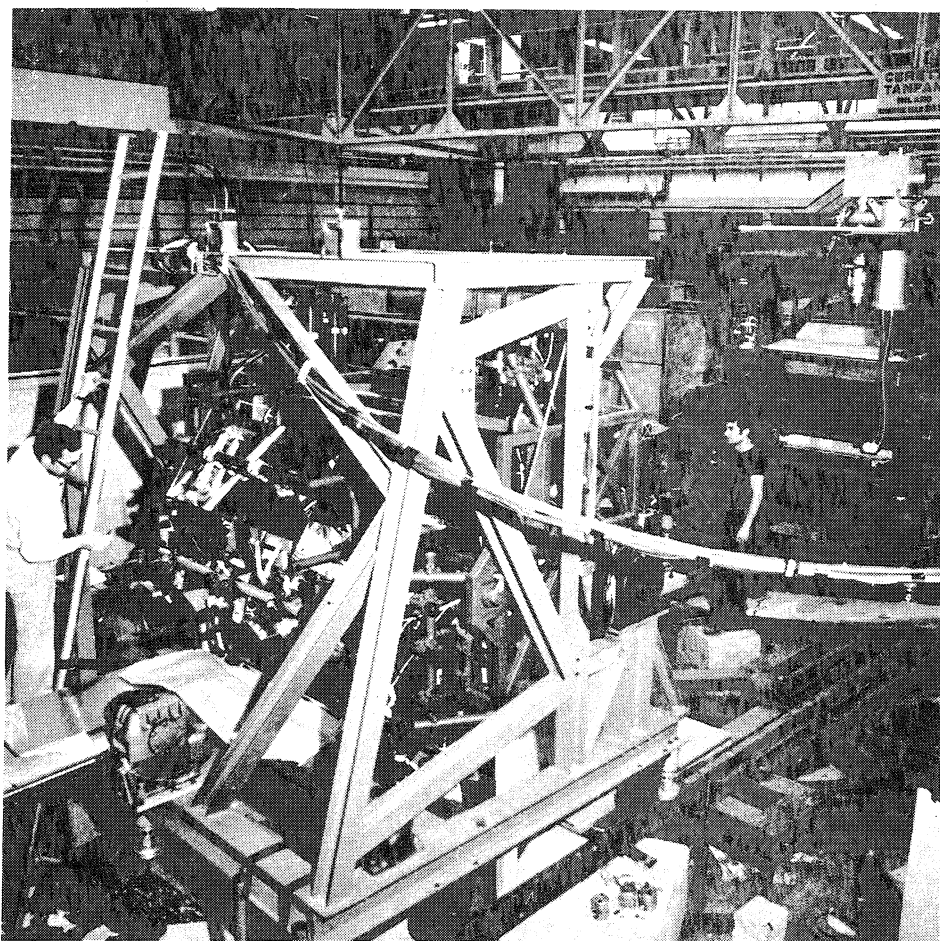


Fig . 30 b . VUE D'UNE DES DEUX CAGES EN COURS DE MONTAGE

Les photographies de la figure ( 30 ) montrent l'ensemble de l'appareillage en position de prises de données ainsi qu'une des deux cages supportant les deux quarts Haut et Droite , en cours de montage , l'optique n'étant pas encore installée .

### III . 2 . ELECTRONIQUE DE L'APPAREILLAGE

#### 2 . 1 Electronique des détecteurs d'électrons

Cette électronique ( standard NIM ) comporte tous les circuits associés aux différents compteurs et permet de détecter des paires d'électrons colinéaires ou proches de la colinéarité grâce aux différentes logiques " M " , " F " et " S " .

Tous les circuits sont identiques pour les quatre modules entourant la cible et nous allons la décrire pour le module Haut .

#### - Electronique des compteurs " M "

Le mélange des signaux des deux photomultiplicateurs de chaque compteur M est réalisé par un mélangeur actif donnant ainsi les deux signaux  $M_{H1}$  et  $M_{H2}$  comme le représente la figure ( 31 ) .

Chacun d'eux sert à trois fonctions différentes :

a) mis en forme par un discriminateur à seuil bas , ils fournissent les impulsions  $M_{H1\ low}$  et  $M_{H2\ low}$  indiquant qu'une ou plusieurs particules chargées a traversé un de ces compteurs . L'addition logique de ces deux signaux donne la voie  $M_{H1}$  qui participe au déclenchement final avec les signaux  $S_H$  et  $F_H$  . Le produit logique de ces deux signaux fournit le signal " 2 M adjacent " et indique que  $M_{H1}$  et  $M_{H2}$  sont touchés simultanément . Cela ne pouvant se produire dans le cas de deux particules colinéaires , le signal " 2 M adjacent " est utilisé pour inhiber le déclenchement final et permet ainsi la réjection électronique de certaines réactions du genre :



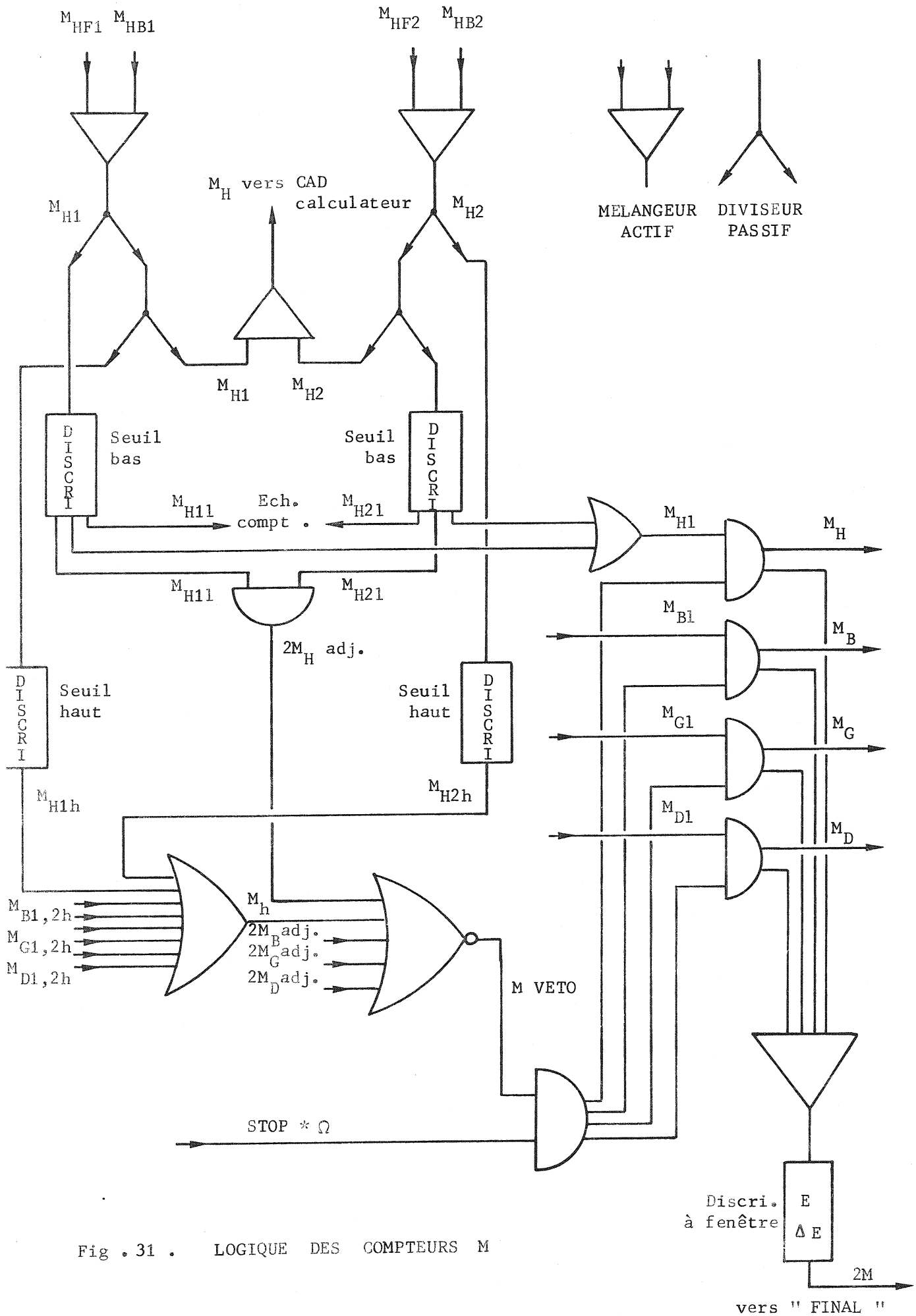


Fig . 31 . LOGIQUE DES COMPTEURS M



b) mis en forme par un discriminateur à seuil haut , (  $M_{H1 \text{ high}}$  et  $M_{H2 \text{ high}}$  ) légèrement inférieur à 2 minimums ionisants , ils rejettent la plupart des cas où un des compteurs  $M$  est touché par plus d'une particule chargée ; additionnés avec les signaux analogues des trois autres modules , ils constituent la voie  $M_{Hh}$  participant , comme le signal " 2 M adjacent " à l'inhibition du déclenchement final par la voie  $M_{Veto}$  . Finalement , sont utilisés pour le déclenchement final , les quatre signaux  $M_H$  ,  $M_B$  ,  $M_G$  et  $M_D$  tels que

$$M = STOP * \Omega * \overline{M_h} * \overline{2 M \text{ adj}} * M_1$$

Les  $\gamma$  ayant une très faible probabilité de conversion dans l'enveloppe de la cible et les chambres cinématiques ( inférieure à 5‰ ) ne peuvent participer au déclenchement final par  $M_1$  . Cependant , dans le cas d'une conversion du  $\gamma$  avant les détecteurs de gerbes électromagnétiques , la réjection des électrons ainsi créés ( deux au minimum ) peut être réalisée en partie par  $\overline{M_h}$  et  $\overline{2 M \text{ adj}}$  .

c) les signaux analogiques  $M_{H1}$  et  $M_{H2}$  , envoyés dans les convertisseurs analogiques digitaux , sont enregistrés sur bande magnétique ainsi que les autres signaux analogiques des voies " F " et des voies " S " .

L'électronique des compteurs " M " comporte encore la logique " 2 M " . Cette dernière impose que deux modules seulement soient touchés ; le fait qu'il s'agisse de deux modules opposés est réalisé par une autre fonction que nous verrons dans la logique " Final " . Les quatre signaux  $M_H$  ,  $M_D$  ,  $M_G$  et  $M_B$  sont additionnés par un mélangeur linéaire, et un discriminateur à fenêtre ne sélectionne que les impulsions provenant simultanément de deux modules quelconques . Ce signal " 2 M " participe également au déclenchement final

- Electronique des compteurs " F " et " Sandwich "

Pour chaque module , les impulsions des trois compteurs " F " et des trois compteurs " S " ( 6 phototubes pour " F " et 6 pour " S " ) sont mélangées pour donner les signaux  $F_H$  et  $S_H$  , figure (32) .



Pour la voie " F " , un discriminateur demande une certaine amplitude du signal  $F_H$  , c'est-à-dire impose une gerbe déjà développée dans la chambre MC.

La voie " S " est semblable à la précédente et les signaux logiques  $M_H$  ,  $F_H$  et  $S_H$  , mis en coïncidence , donnent le signal  $e_H$  utilisé dans le déclenchement final. Pour le module Haut , la somme des signaux  $F_H$  et  $S_H$  indique la présence d'une gerbe électromagnétique détectée par la voie " F " ou la voie " S " . C'est le cas par exemple , des  $\gamma$  convertis dans la chambre M C , ou convertis dans le plomb du " Sandwich " après le compteur F . En groupant deux modules opposés , Haut et Bas , on obtient le signal

$$F_H + S_H + F_B + S_B = \gamma_H + \gamma_B = \gamma_{HB}$$

lorsqu'une gerbe est détectée dans une plaque quelconque de ces deux modules . Le signal  $\gamma_G + \gamma_D = \gamma_{GD}$  joue le même rôle pour les deux autres quarts . Le signal

$$e_H * e_B * \overline{\gamma_{GD}} = HB \overline{\gamma_{GD}}$$

réalisé dans un circuit de coïncidence indique donc la présence d'une particule chargée et d'une ou plusieurs gerbes électromagnétiques dans les deux modules Haut et Bas , aucune gerbe d'énergie élevée n'étant détectée dans l'un des autres modules Gauche et Droite . La voie

$$e_G * e_D * \overline{\gamma_{HB}} = GD \overline{\gamma_{HB}}$$

joue le même rôle pour les deux autres détecteurs .

L'introduction de ces deux signaux dans le déclenchement final offre une réjection supplémentaire des événements du type  $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- + n\pi^0$  ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) lorsque les  $\pi^\pm$  simulent des électrons, ou encore  $p\bar{p} \rightarrow n\pi^0$  un  $\pi^0$  donnant une paire de Dalitz . Toutes ces différentes simulations de paires d'électrons seront étudiées dans le chapitre analyse .

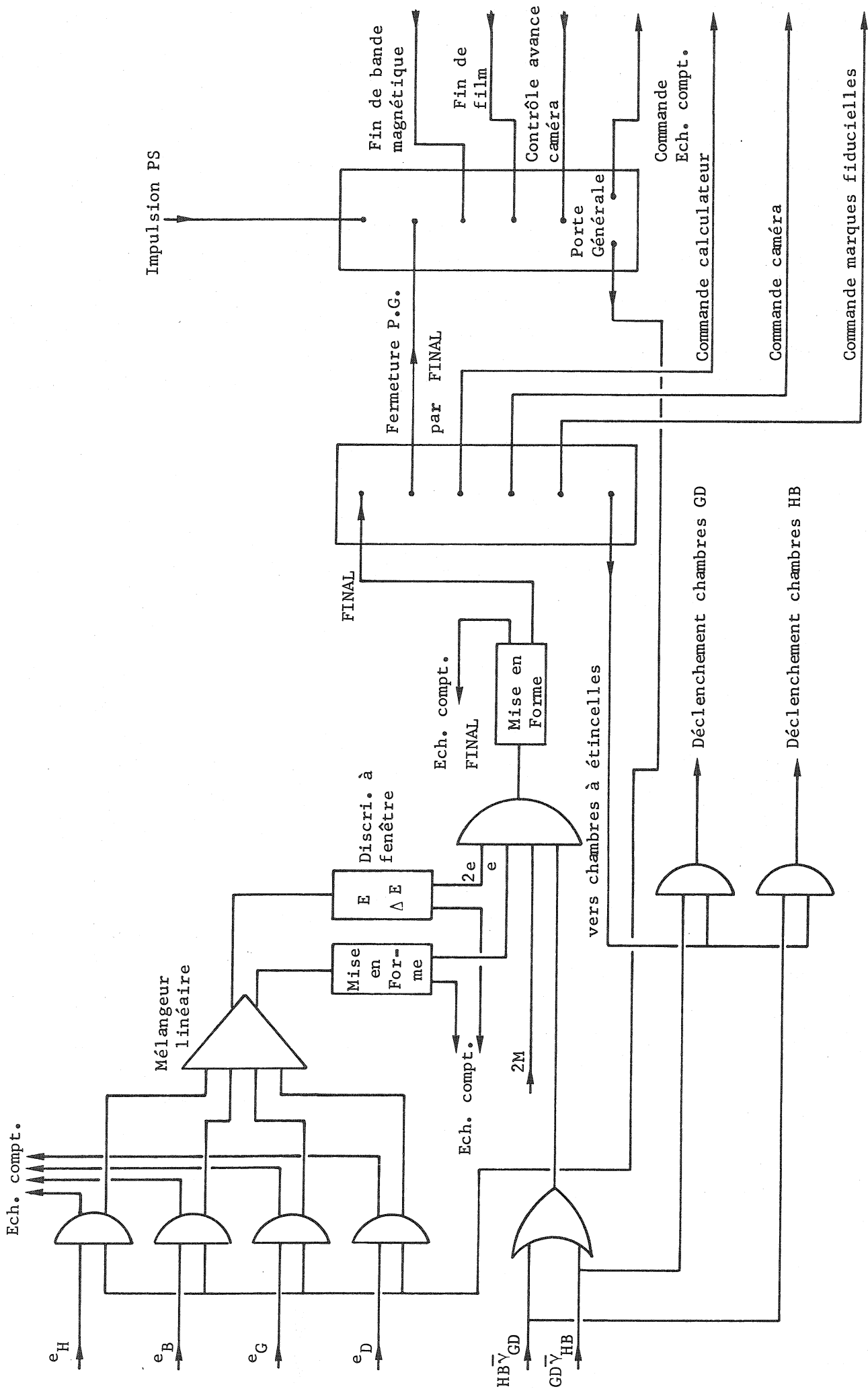


Fig. 33. LOGIQUE DU DECLENCHEMENT FINAL

## 2 . 2 Electronique du déclenchement final

Cette électronique , représentée sur la figure (33) regroupe toutes les fonctions qui favorisent deux électrons colinéaires , les différents circuits de déclenchement des chambres à étincelles ainsi que les commandes de la Data Box et du calculateur .

### - Déclenchement final

Le déclenchement final est constitué des signaux  $2^e$  ( deux modules touchés seulement ) , e , 2 M et  $HB\overline{Y}_{GD} + GD\overline{Y}_{HB}$  , mis en coïncidence dans un circuit à quatre entrées . Il y a bien sûr redondance dans l'information apportée par ces quatre voies , mais cette façon de procéder permet de modifier très rapidement le déclenchement final pour les différents tests ou calibrations .

### - Inhibitions et commandes du déclenchement final

La présence d'une impulsion du déclenchement final est liée à la présence de la bouffée d'antiprotons de la manière suivante: le P.S. délivre une impulsion de commande environ 300 ms avant chaque bouffée de particules . On utilise cette impulsion pour fabriquer un signal appelé " Porte Générale " ; ce dernier , ajusté en largeur et en temps sur la bouffée d'antiprotons autorise le passage du déclenchement final ainsi que le fonctionnement des microcompteurs servant au monitoring ( comptage des particules du faisceau et des détecteurs ) . Le déclenchement final ferme aussitôt cette porte pour permettre la commande des différentes fonctions :

- déclenchement des chambres à étincelles  
( 400 ns après le " final " )
- commande du calculateur  
( 150  $\mu$ s après le " final " )
- éclairage des marques fiducielles, numéro de photo,  
de run et date de la Data Box  
( durée 0,5 secondes )

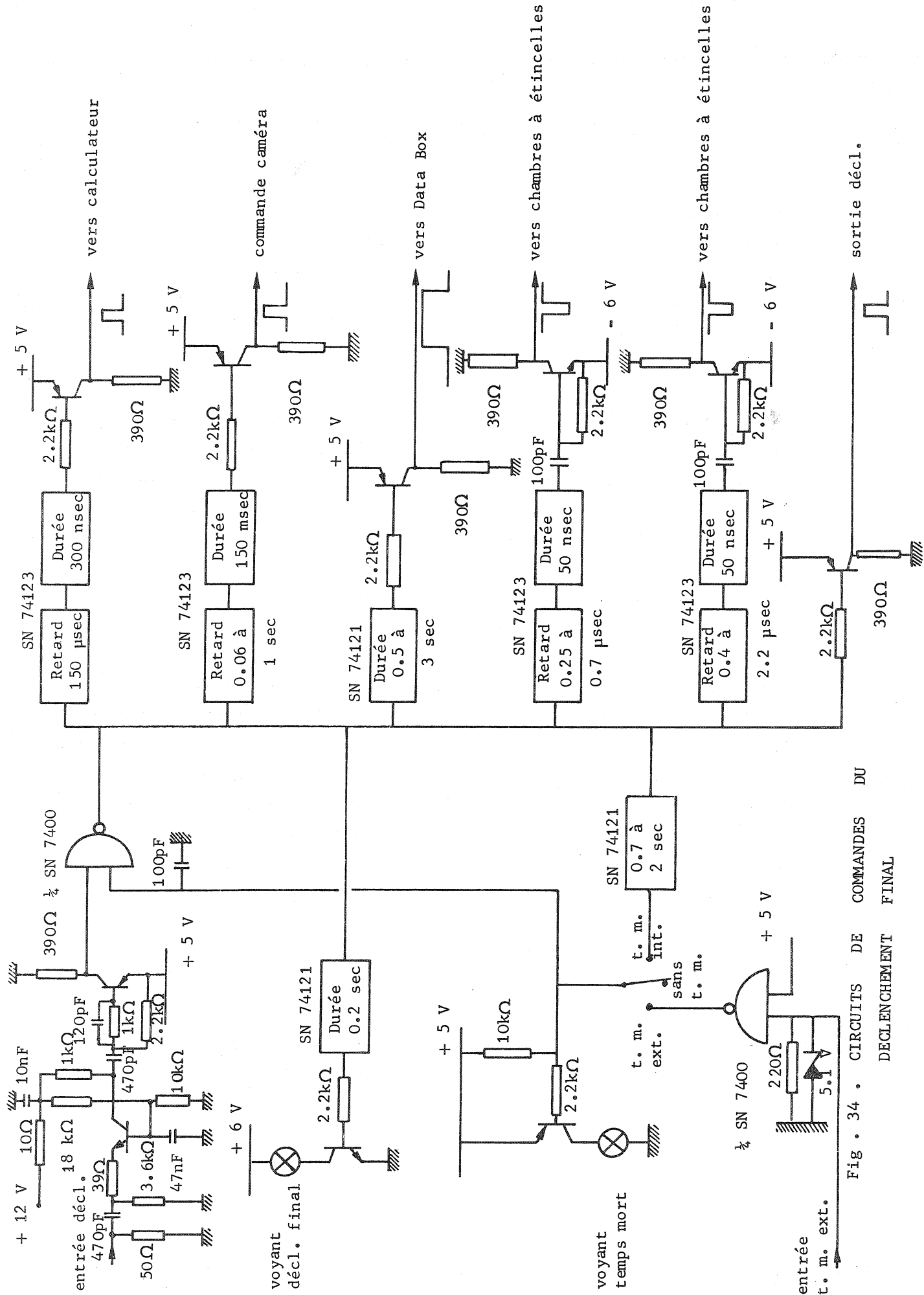


Fig. 34. CIRCUITS DE COMMANDES DU DECLIENCHEMENT FINAL

- avance de la caméra ( durée 1,5 secondes )
- avance d'une unité pour le numéro photo

La " Porte Générale " est également inhibée par le calculateur pendant l'enregistrement des données sur bande magnétique, pendant l'avance de la caméra et lorsque le film est terminé .

Toutes ces commandes sont terminées après deux secondes , le déclenchement final pouvant donc avoir lieu à chaque bouffée .

#### - Circuits du déclenchement final

Les deux fonctions commandes et inhibitions sont groupées dans deux tiroirs distincts , cela pour faciliter l'utilisation de toutes les possibilités qu'offrent ces circuits :

- prises de données, en run, avec photographies et enregistrement sur bande magnétique
- prises de données rapides, uniquement sur bande magnétique
- calibrations sans prises de données, etc...

La figure (34) représente le schéma du tiroir contenant la logique de commande. Mise en forme dans un circuit d'interface à deux transistors, l'impulsion N I M du " Final " délivre les cinq impulsions de commande précitées, chacune d'elles étant ajustable en retard et en durée par des circuits intégrés monostables. Le fonctionnement normal se fait sans temps mort, mais nous avons ajouté la possibilité de réaliser un temps mort externe ou interne ( ajustable jusqu'à 2 sec. ), très utile lors des tests des détecteurs en rayonnement cosmique. Les circuits de la logique d'inhibition sont réalisés avec la même technologie . Représentés par la figure ( 35 ) , ils délivrent l'impulsion " Porte Générale " formée par la présence simultanée des conditions suivantes :

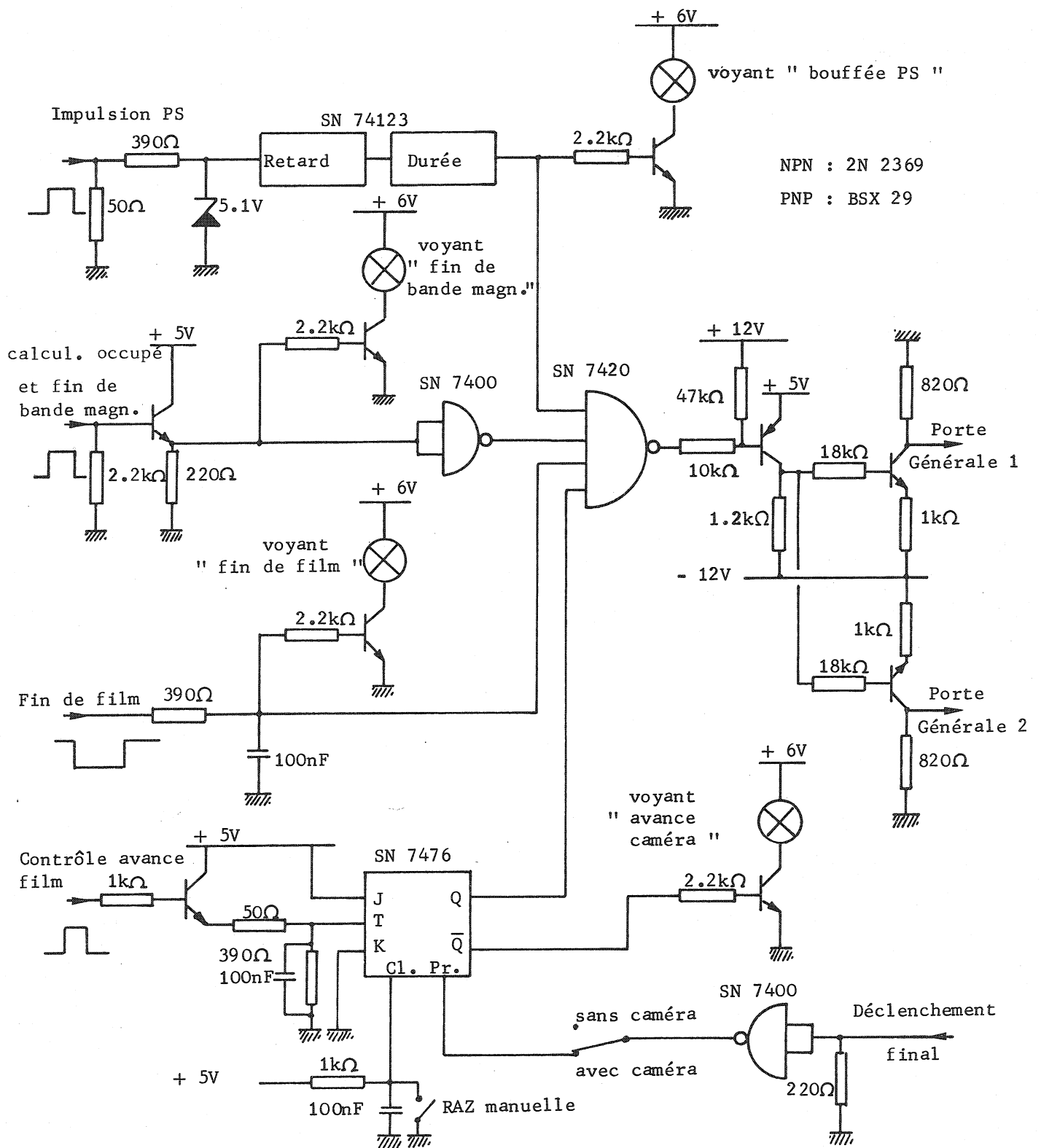


Fig. 35 .CIRCUITS D'INHIBITIONS DU DECLENCHEMENT FINAL



- l'impulsion du P.S. doit être présente
- l'enregistrement des données de l'évènement précédent doit être terminé
- le film ne doit pas être terminé dans aucune des deux caméras

Si ces trois conditions sont remplies , la porte est ouverte par l'impulsion du P.S. pendant le plateau de la bouffée d'antiprotons , l'impulsion du déclenchement final la referme immédiatement et la porte s'ouvre à nouveau lorsque les films des caméras ont avancé d'une photo , environ 2 secondes après l'évènement , toutes les autres fonctions étant terminées après ce temps mort .

#### - Data Box

Cet appareil assure la numérotation des photographies et des runs , ainsi que l'illumination des marques fiducielles durant les prises de données . L'ambiance fortement parasitée de la zone d'expérience nous a conduit à choisir des compteurs électromécaniques avec recopie ( SODECO ES 42213 ) comme le montre le schéma de l'ensemble, figure (36) . Le comptage est assuré sur six décades , la première étant déclenchée par un monostable intégré dont les filtres d'entrée lui assurent une immunité aux parasites produits par les déclenchements de l'électronique haute tension .

A chaque déclenchement sont photographiés le numéro de l'évènement et le numéro du run pour les deux quarts " Haut " et " Droite " , alors que pour les deux autres , sont photographiés le numéro d'évènement et la date ( numéro de run et date étant affichés manuellement à l'aide de roues codeuses ) . Pour ce faire , une barrette d'afficheurs à diodes électroluminescentes HP 7300 est fixée sur le cadre des marques fiducielles au niveau des faces optiques des chambres à étincelles .

A chaque déclenchement , ces afficheurs sont alimentés pendant une durée ajustable de 0,1 sec. à 2 sec. , le front de descente du monostable faisant avancer le compteur d'une unité . Pendant ce même temps , les marques fiducielles sont illuminées en alimentant les ampoules

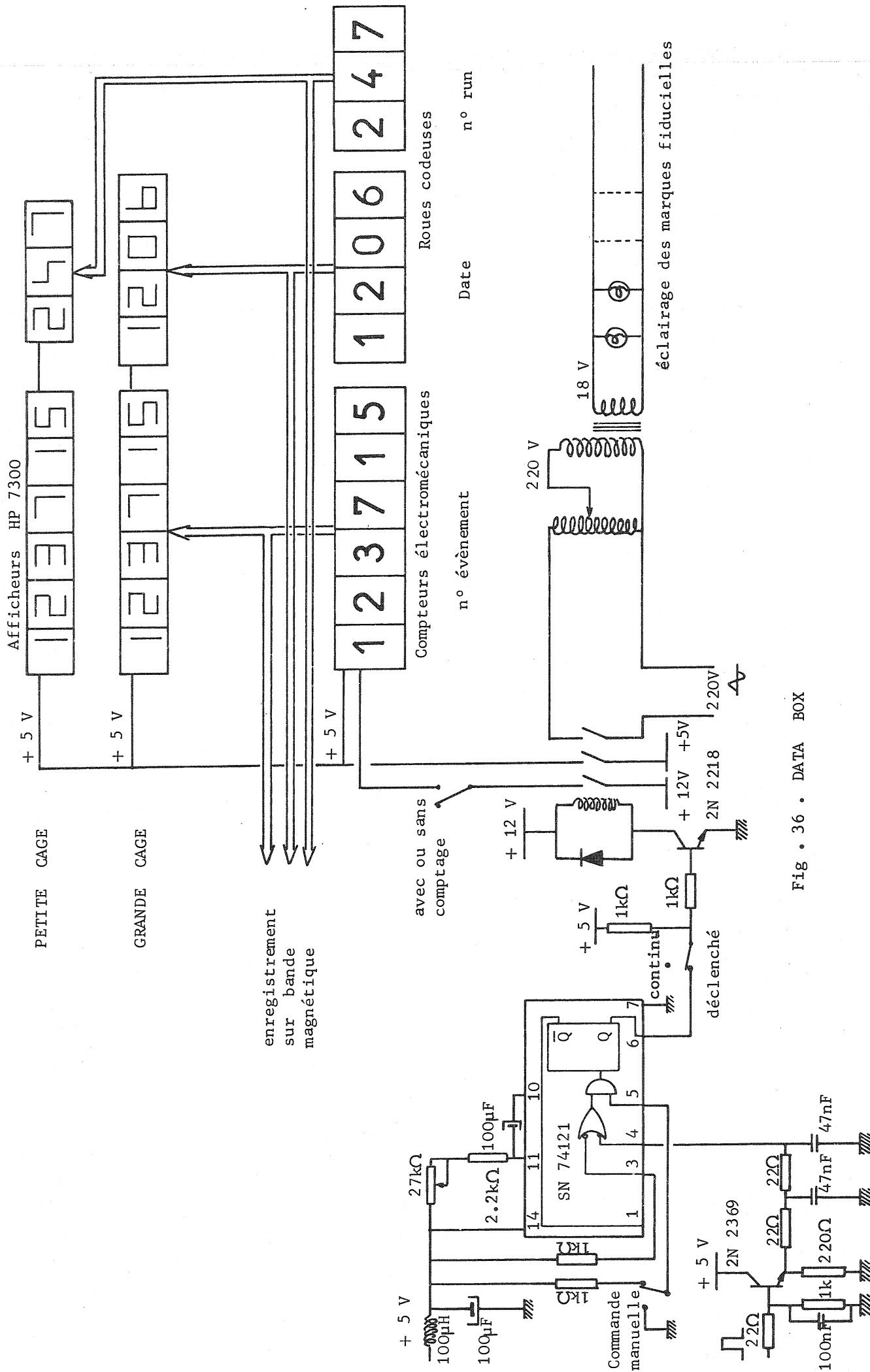


Fig. 36 . DATA BOX

correspondantes avec une tension alternative réglable de 0 V à 18 V afin d'obtenir une luminosité équivalente à celle des afficheurs .

Trois autres possibilités sont encore prévues :

- déclenchement manuel pour les réglages des éclairagements
- déclenchement sans avance du compteur
- fonctionnement permanent pour les réglages de l'optique et les mesures des références .

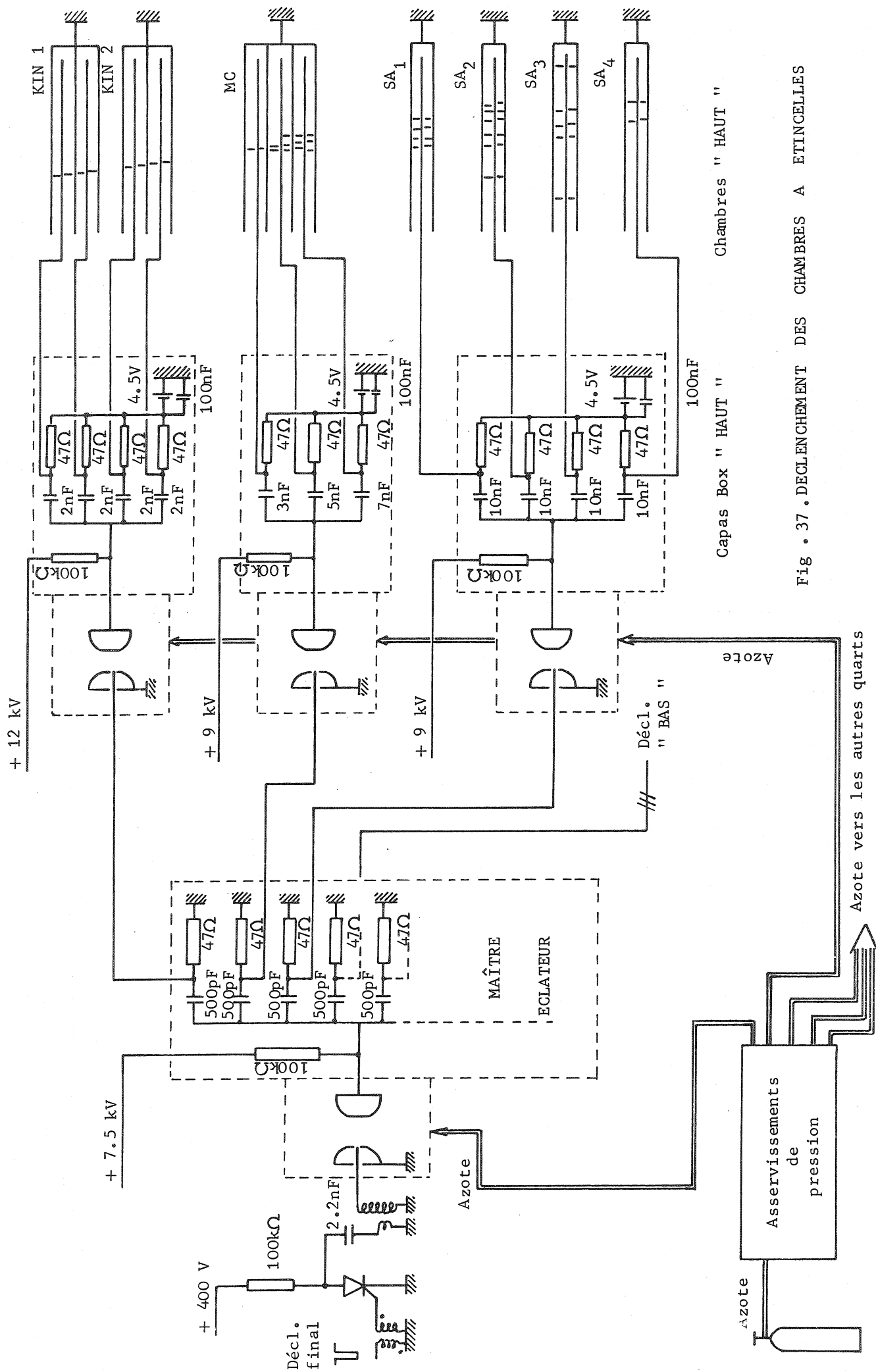
A chaque évènement , les numéros d'évènement , de run et la date sont lus par le calculateur et enregistrés sur la bande magnétique des données .

- Enregistrement des données

Avant leur enregistrement , les signaux analogiques provenant des compteurs du télescope faisceau ( mesure de la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  ) ainsi que ceux des détecteurs d'électrons ( mesure des énergies ) sont envoyés dans des convertisseurs analogique - digital rapides , placés dans un châssis CAMAC , ce dernier contenant également différentes échelles de comptage ainsi que les circuits d'interface avec le calculateur .

L'enregistrement des données est réalisé en deux temps :

- Un calculateur PDP 11/10 utilisant des programmes sur cassettes et commandé depuis une télétype TTY, effectue un traitement préliminaire des informations et garde en mémoire les données venant du télescope faisceau et des détecteurs d'électrons. Le contrôle de l'appareillage peut être fait à tout instant en visualisant les différents spectres sur une unité TEKTRONIX 613 display à mémoire, la priorité restant à la prise des données. La mesure du temps de vol est ainsi facilement vérifiée par l'observation du spectre des signaux de la voie TOF.



Chambres " HAUT "

Capas Box " HAUT "

Fig . 37 . DECLIENEMENT DES CHAMBRES A ETINCELLES

Asservissements de pression

Azote vers les autres quarts

- L'enregistrement des données ( numéro d'évènement , de run , date , hauteurs d'impulsions des compteurs 3 , 4 et des détecteurs d'électrons ) est ensuite réalisé sur bande magnétique par une unité KENNEDY Incremental 1600 .

Un comptage permanent avec sortie sur imprimante de toutes les impulsions du faisceau ( 1 , 2 , TOF , BEAM , STOP \*  $\Omega$  ) de chaque quart et du " Final " ( e , 2e , 2 M , HB  $\gamma_{GD}$  et GD  $\gamma_{HB}$  ) est effectué pour contrôler les différentes efficacités et permet un repérage rapide des éventuelles dérives de l'électronique .

### 2 . 3 Déclenchement des chambres à étincelles

Pour l'étude de l'annihilation en paires d'électrons colinéaires , il suffit de déclencher les deux quarts opposés correspondants . Par contre, l'observation d'éventuels  $\gamma$  s'ajoutant aux paires  $e^+e^-$  et étant dus à des réactions du type  $p\bar{p} \rightarrow V^0 + n\pi^0$

$$\begin{array}{c} \downarrow \\ \rightarrow e^+e^- \end{array}$$

impose un déclenchement simultané des quatre quarts détecteurs . Cependant, une fraction des prises de données a été réalisée en ne déclenchant que deux quarts, cette fonction étant réalisée par les deux coïncidences  $\overline{HB \gamma_{GD}} * \text{Final}$  ou  $\overline{GD \gamma_{HB}} * \text{Final}$  figure ( 33 ), dont les signaux, après mise en forme (10 V, positif, durée supérieure à 350 nsec.) commandent l'électronique haute tension associée aux deux modules touchés. Dans le cas général, c'est le déclenchement final qui commande l'électronique haute tension . Représentée par la figure ( 37 ) pour les quarts Haut et Bas, cette électronique est constituée des étages suivants :

- Un premier générateur à thyristor, alimenté par une tension continue de 400 V, fournit une impulsion négative de 4 à 5 kV . Le retard propre à cet étage est de 250 nsec et représente une limite inférieure pour ce type de déclencheur. Les premières données ont été prises en utilisant un générateur de Marx à transistors fonctionnant en régime d'avalanche ( 34 étages, transistors 2N2218 alimentés à 100 V )

donnant un retard inférieur à 10 nsec. Cependant, des raisons de fiabilité et de facilité d'emploi nous ont conduit à choisir le système à thyristor, le temps de mémoire des chambres permettant ce délai supplémentaire.

- Un générateur à condensateur utilisant un éclateur comme élément de commutation, appelé " Maître Eclateur ", délivre en parallèle les six impulsions de commande des générateurs propres aux différents types de chambres à étincelles. Chaque impulsion est ainsi obtenue par la décharge rapide d'un condensateur de 500 pF chargé sous 7,5 kV . L'éclateur utilisé est constitué de deux électrodes de type Rogowski en acier inoxydable. L'écartement est ajustable pour le réglage de la tension de claquage en autonome et le déclenchement se fait au centre de la cathode par une électrode en tungstène entourée d'un diélectrique à forte constante diélectrique ( titanate de baryum, alumine ).

- Les générateurs des chambres à étincelles , appelés " Capa Box " de même structure que le " Maître Eclateur " , sont fixés au chassis à proximité des détecteurs ( liaisons par cables coaxiaux HT de longueur inférieure à 0,5 m, C parasite < 50 pF ).

Quatre condensateurs de 2 nF chargés sous 12 kV alimentent les huit gaps des chambres cinématiques alors que dans les chambres où sont développées les gerbes électromagnétiques ils sont respectivement de 3 , 5 et 7 nF , chargés sous 9 kV pour les chambres " M C " , et de 5 x 10 nF chargés sous 9 kV pour les chambres du " Sandwich " .

Règlés à 1 kV sous leur tension de claquage en autonome, les éclateurs fonctionnent dans l'azote pur et apportent un retard total ( Maître Eclateur + Capa Box ) inférieur à 100 nsec avec un " jitter " de l'ordre de 50 nsec .

Afin d'assurer la stabilité des retards et des efficacités des éclateurs, un asservissement permet de les alimenter en azote à pression constante . Ce système est conçu pour régler la pression entre la pression atmosphérique et 10 bars avec une précision meilleure que 20 mbars. L'appareil est constitué de quatre unités d'asservissement

identiques comprenant chacune un capteur de pression à membrane de durinval associée à un transformateur différentiel servant à la conversion pression - tension, une électronique de commande et deux électrovannes pour l'admission et l'échappement du gaz. Seuls sont accessibles à l'opérateur, les boutons d'affichage de la pression, l'électronique et les électrovannes étant placées au voisinage immédiat des éclateurs .

A chacune des chambres à étincelles est appliqué un champ de balayage afin de diminuer leur temps de mémoire. Pour des raisons de commodité, ce champ est obtenu à partir de piles de 4,5 V et les temps de mémoires, mesurés dans ces conditions, sont compris entre 3 et 5  $\mu$ sec pour toutes les chambres des détecteurs d'électrons.

### III . 3 . CALIBRATIONS DES DETECTEURS

Les calibrations représentent une phase importante de l'expérience, les détecteurs de gerbes électromagnétiques jouant des rôles multiples.

Il est donc nécessaire de connaître avec précision, pour les parties électroniques et optiques des détecteurs :

- les efficacités de détection en électrons et en  $\gamma$  de 400 MeV à 1 GeV

- les taux de réjection des mésons  $\Pi$  par rapport aux électrons

- les linéarités et les résolutions en énergies pour les électrons et les  $\gamma$  .

Pour notre étude , nous ne développerons que la partie concernant la production d'électrons dans l'annihilation  $p\bar{p}$  .

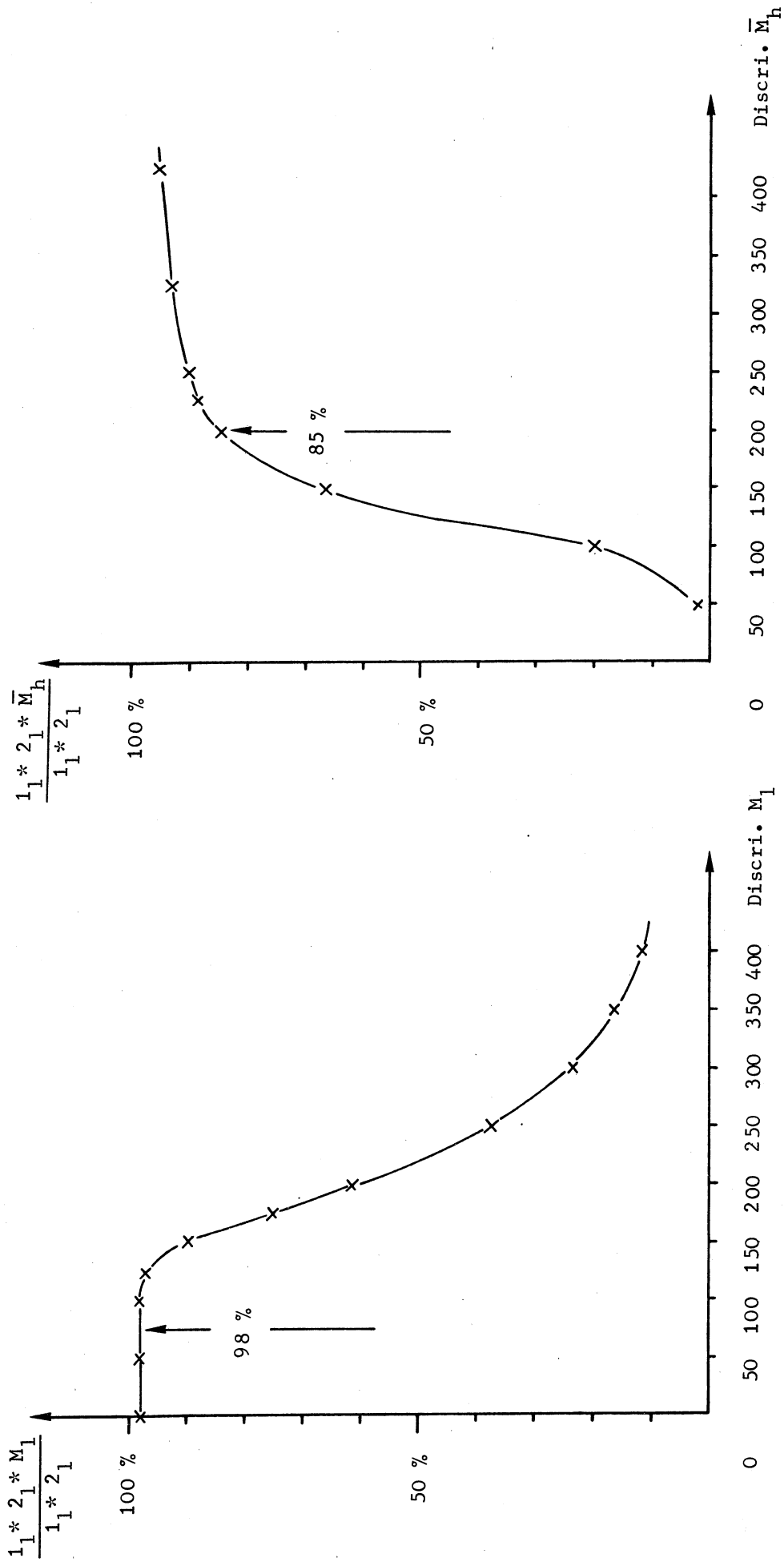


Fig. 38. COURBE DE DISCRIMINATION  $M_1$  ET  $\bar{M}_h$

Les flèches correspondent aux seuils standards utilisés en prises de données.



- Calibrations en électrons de 900 MeV

Réalisées dans le faisceau M 14 avant chaque prise de données , le plus souvent en intensité réduite , elles se décomposent en deux parties : calibrations électroniques et calibrations photographiques .

Pour ce faire , les deux châssis sont écartés perpendiculairement au faisceau . Le châssis à calibrer reste sur la roue porteuse tandis que le châssis qu'on ne calibre pas est amené à l'aide d'un " tire-fort " sur des rails fixés à l'extérieur de cette roue . Avant la séparation des châssis , la cible et son support sont transférés sur le châssis qui ne sera pas en position de calibration. Dans ces conditions , le treuil manuel permet d'orienter chacun des deux modules du châssis à calibrer dans le faisceau , et chaque compteur présente alors aux électrons incidents , les mêmes angles qu'il présente , en moyenne , aux particules produites dans la cible d'hydrogène liquide .

Un compteur Cerenkov à seuil à éthylène ( $3 \text{ kg/cm}^2$ ) est inséré entre le dernier aimant de déviation horizontale  $M_2$  et le quadrupôle  $Q_7$  , à la place du tube à vide normalement utilisé pendant les prises de données , et le signal C qu'il délivre , mis en coïncidence avec le signal  $1_1 * 2_1$  du télescope faisceau , permet la sélection des électrons de 900 MeV . Le faisceau étant constitué essentiellement de pions , il suffit , pour les sélectionner, d'utiliser le compteur Cerenkov en anticoïncidence .

3 . 1 Calibrations électroniques

Dans un premier temps , les tensions d'alimentations des photomultiplicateurs sont ajustées de façon à égaliser les hauteurs d'impulsions délivrées par les compteurs identiques de chaque partie des détecteurs d'électrons , en faisceau de pions au minimum ionisant ( compteurs F = 80 mV , compteurs S = 60 mV ) .

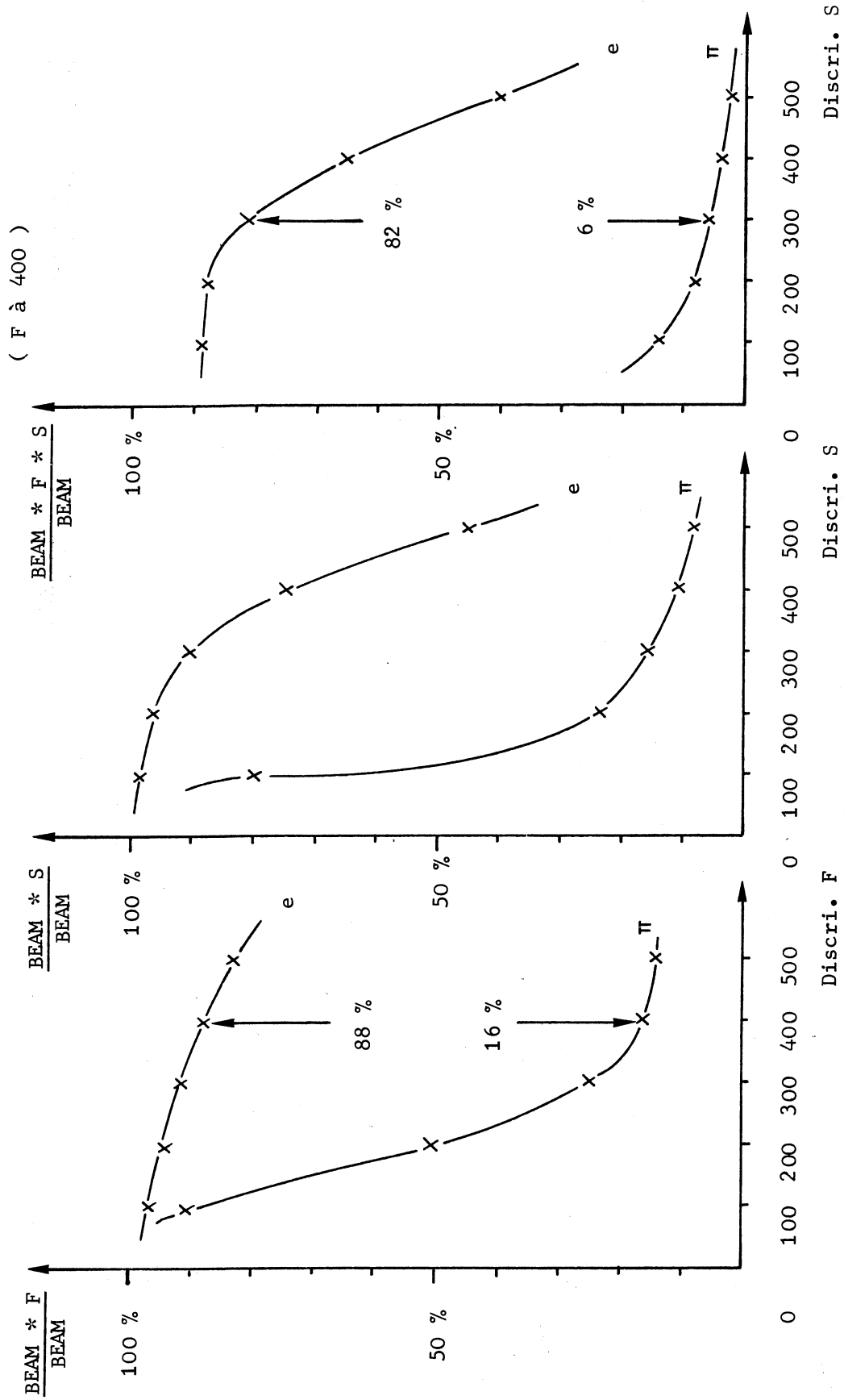


Fig . 39 . COURBES DE DISCRIMINATION F ET S

Dans un deuxième temps , nous avons vérifié l'homogénéité de détection des différents compteurs de chaque quart , particulièrement pour les modules S . Ces mesures ont montré une réponse constante à moins de 5 % près . A ce stade , on peut alors commencer l'optimisation des efficacités et des taux de réjection des pions par rapport aux électrons de 900 MeV . Ces mesures se font dans l'ordre des différents compteurs :

- compteurs M ( 1 et 2 ) , voie à seuil bas  $M_1$  et à seuil haut  $\bar{M}_h$  pour la réjection des particules multiples . La figure ( 38 ) représente ces deux courbes de discrimination pour l'un des compteurs M .

- compteurs F ( 1 , 2 et 3 ) ; pour les calibrations de ces compteurs ainsi que pour les compteurs S , le faisceau est défini par le signal  $C * 1_1 * 2_1 * M_1$  .

- compteurs S ( 1 , 2 et 3 ) ; deux mesures sont faites avec ces compteurs , la première pour obtenir la réjection des "Sandwich" seuls , la deuxième lorsqu'ils sont associés aux compteurs F . La figure ( 39 ) représente les courbes de discrimination obtenues avec l'un des " Sandwich " .

En résumé , pour un quart complet (  $M_1 * \bar{M}_h * F * S$  ) l'efficacité électronique moyenne après optimisation est de 66 % pour des électrons de 900 MeV , alors qu'elle tombe à 3,5 % pour des pions de même énergie , ce qui donne pour deux particules colinéaires : 43 % en électrons et 1,2 ‰ en pions . La contamination résiduelle de pions est due aux différentes simulations possibles d'électrons , comme nous en discuterons lors des calibrations photographiques . Cette réjection est compatible avec un taux de déclenchement inférieur à 1 par bouffée . Il n'a donc pas été jugé nécessaire de l'abaisser encore par l'utilisation de compteurs Cerenkov , étant donné la réjection complémentaire obtenue par l'analyse des photographies d'évènements .

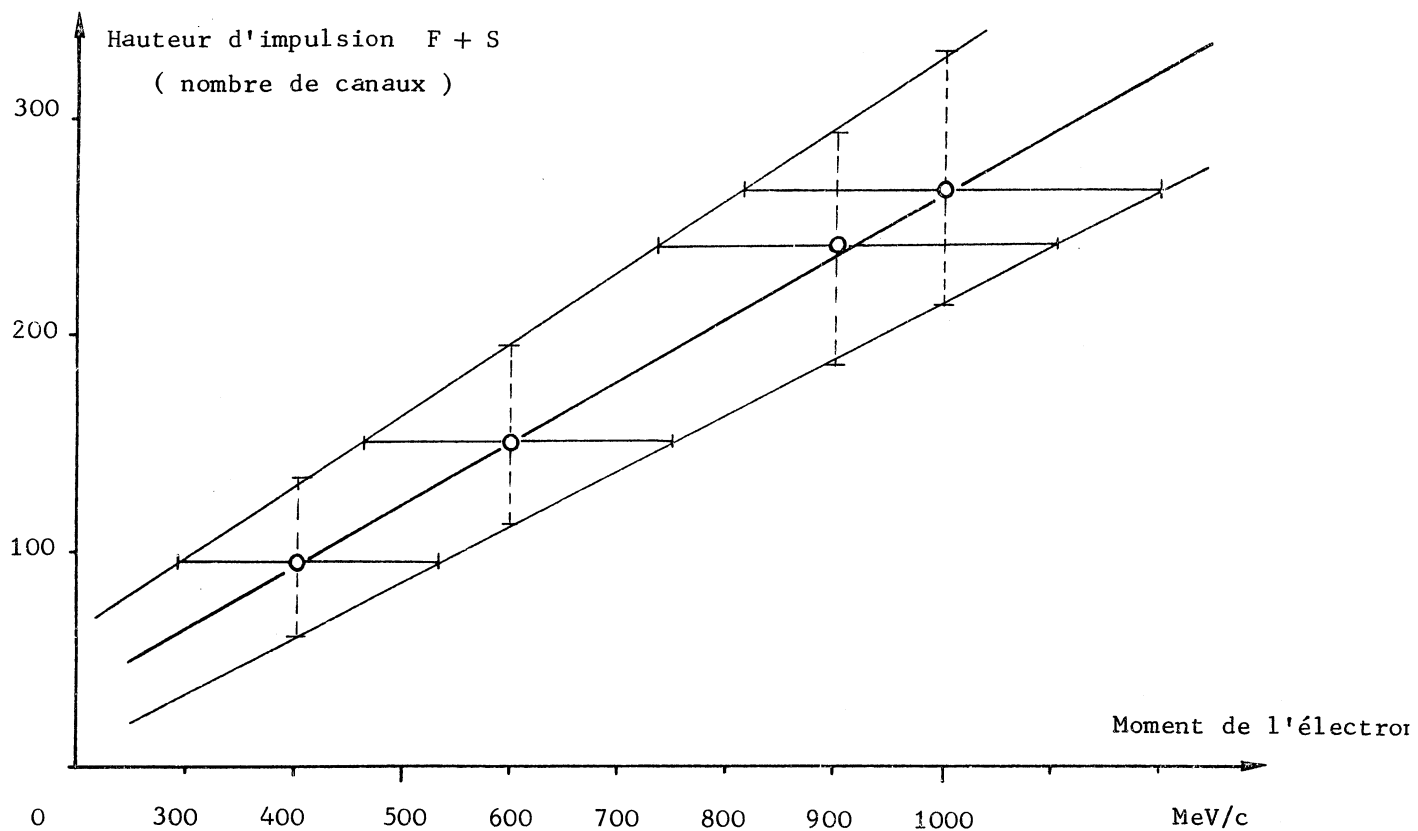


Fig . 40 a. CALIBRATION ELECTRONIQUE D'UN MODULE

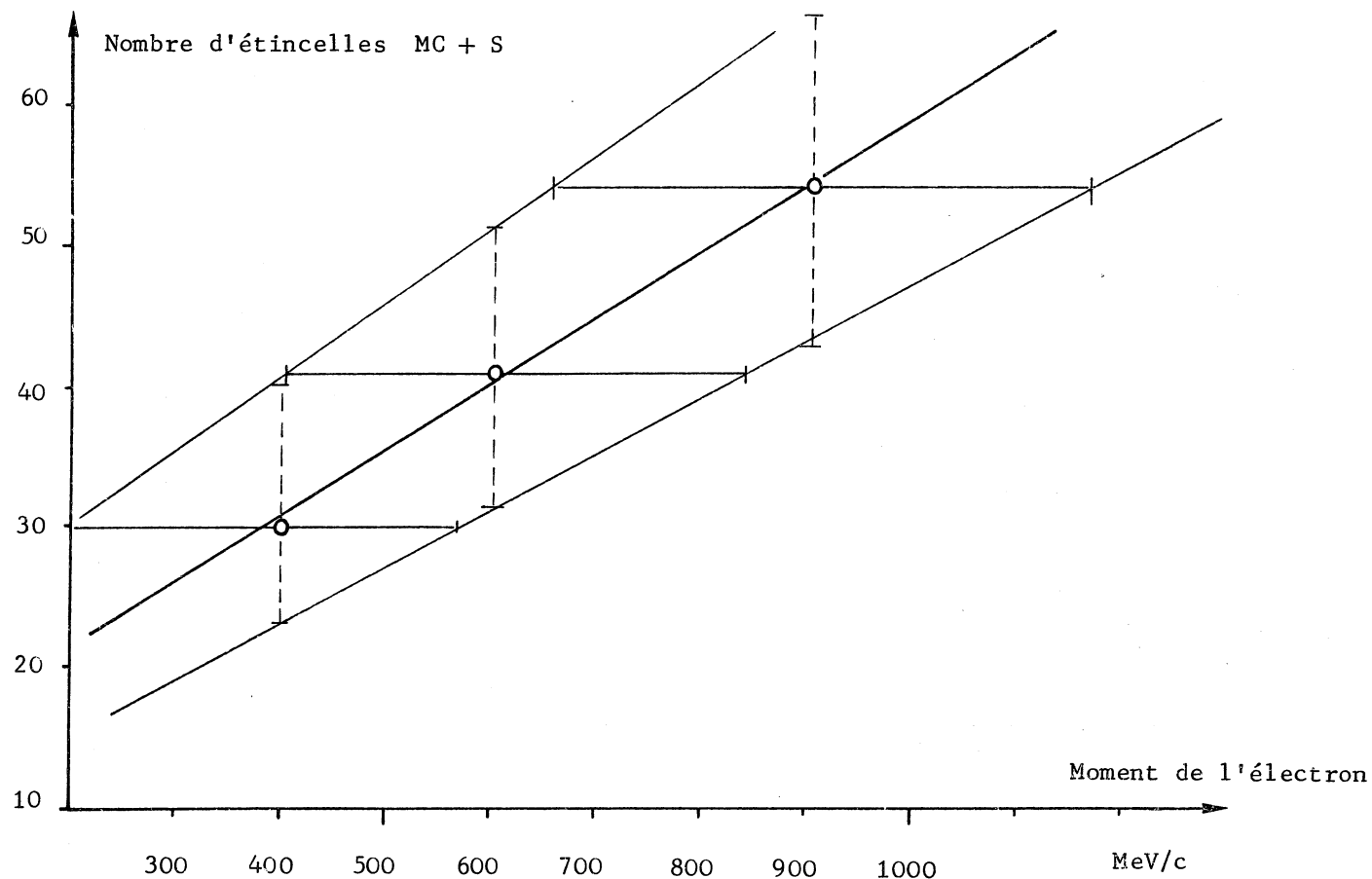


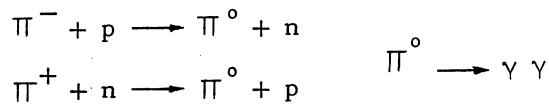
Fig . 40b. CALIBRATION PHOTOGRAPHIQUE D'UN MODULE

Nous avons mesuré les distributions en hauteurs d'impulsions des compteurs F + S et en nombre d'étincelles pour les chambres correspondantes à différents moments du faisceau d'électrons. Les variations des valeurs moyennes de ces différentes distributions et de leurs largeurs avec le moment, montrent un comportement linéaire représenté sur la figure ( 40 ). Pour 900 MeV/c, la résolution en énergie est de  $\pm 22\%$ . A titre de comparaison, un " Sandwich " composé de dix couches (10 x 1 LR) scintillateur-plomb donne une résolution deux fois meilleure ( $\frac{\Delta E}{E} = \pm 11\%$ ). Notre résolution pourrait être améliorée en remplaçant les " Sandwich " par des détecteurs au verre au plomb, mais cette technique augmenterait considérablement le prix de l'appareillage et ne permettrait pas d'atteindre les niveaux de réjection des  $\Pi$  obtenus par la visualisation des gerbes .

### 3 . 2 Calibrations photographiques

Une partie non négligeable des pions simule électro-  
niquement des électrons de 900 MeV, par les différents processus sui-  
vants :

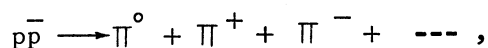
- réactions d'échange de charge



produites dans la chambre M C ou la matière du  
" Sandwich ".

La gerbe électromagnétique produite par la conver-  
sion des  $\gamma$  n'est alignée avec le pion primaire que dans le cas particu-  
lier où le neutron emporte peu d'énergie . En général, ce n'est pas le  
cas et il est facile de rejeter ces événements chaque fois que la gerbe  
présente, de façon évidente, un axe différent de celui du pion, et de  
plus, dans ces conditions, elle est souvent plus pauvre en étincelles  
que celle produite par un électron de 900 MeV .

- association d'un pion et d'un  $\gamma$  produit par la  
désintégration d'un  $\pi^0$  et converti dans la chambre M C  
ou le " Sandwich ". Dans le cas d'une réaction



il est relativement peu probable d'obtenir l'un des  $\pi^{\pm}$  aligné avec un  $\gamma$  produit par le  $\pi^0$ . En général, ces deux particules ont des directions bien distinctes et la réjection photographique en est facile.

-  $\gamma$  converti dans la cible ou la matière située avant les chambres cinématiques.

Dans ce cas, la simulation d'un électron de 900 MeV n'est possible que lorsque les deux électrons créés par le photon sont difficiles à différencier dans les chambres cinématiques. Souvent, ces électrons ont une énergie assez faible et il est possible de les rejeter par le nombre global d'étincelles dans la gerbe. Dans cette contamination, intervient celle produite par les paires de Dalitz ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  dans 1,15 % des cas) et les mêmes critères de réjection sont applicables. Cette simulation est en outre, rejetée électroniquement par la condition  $\overline{M}_h$  (ou  $\overline{M}_{adj}$ ).

Toutes ces différentes simulations seront estimées de façon précise lors de l'analyse des résultats. Cependant, on peut remarquer qu'elles sont plus importantes pour la recherche des candidats  $\rho^+$ , c'est-à-dire production de méson vectoriel, que dans le cas des électrons colinéaires, les angles d'ouverture et les tests de coplanarité permettant d'éliminer la plupart de ces événements.

Ces calibrations sont réalisées en prenant des photographies d'électrons et de pions de 900 MeV/c, pour chaque quart, les seuils électroniques étant fixés dans les conditions de l'expérience. Nous ne faisons pas de différence entre les  $\pi^+$  et les  $\pi^-$ , ces deux particules ayant montré un comportement identique lors de ces calibrations. Les photographies des électrons et des pions les simulant sont alors exploitées pour déterminer les efficacités optiques des détecteurs. Nous avons compté les étincelles dans la chambre M C et les chambres du "Sandwich", en rejetant toutes celles qui sortaient d'un cône de  $6^\circ$  de demi-angle d'ouverture, ce cône étant centré sur la trajectoire définie dans les chambres cinématiques. Nous obtenons ainsi, pour les deux vues stéréos, un nombre d'étincelles moyen de  $54 \pm 8$  pour les électrons de 900 MeV. En fixant un seuil de 40 étincelles sur le nombre global d'étin-

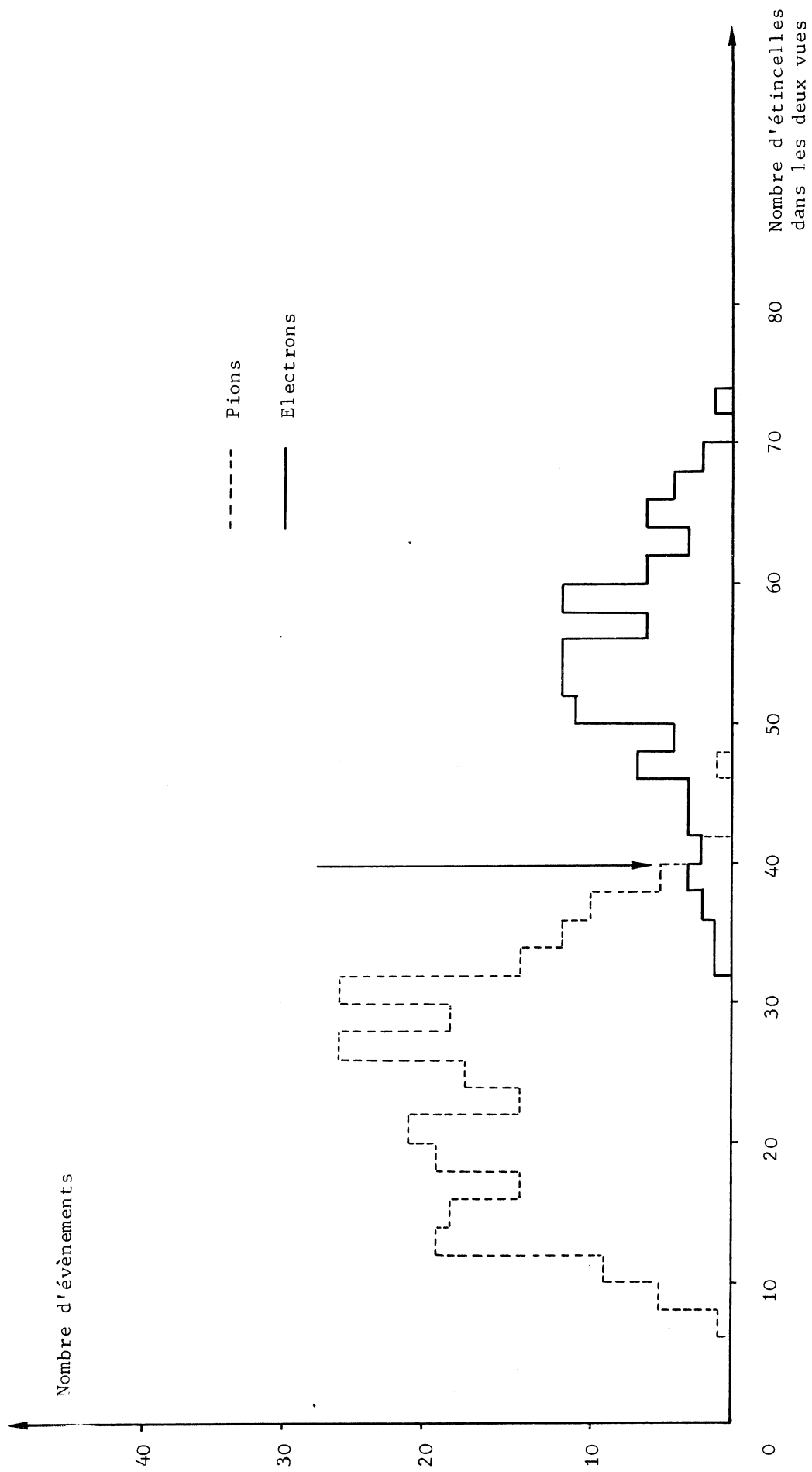


Fig. 41 • CALIBRATION PHOTOGRAPHIQUE D'UN MODULE A 900 MeV/c

celles dans les deux vues , nous obtenons une efficacité de 93 % pour les électrons alors qu'elle est de 8% pour les pions comme le montre la figure ( 41 ) , et la résolution en énergie par le comptage des étincelles est de  $\pm 32$  % .

En résumé , pour des électrons et des pions de 900 MeV/c , par quart nous avons obtenu les efficacités moyennes et les résolutions en énergies suivantes :

Efficacité	électronique	photographique	globale
Electrons	65 %	93 %	60,5 %
Pions	3,5 %	0,8 %	0,028 %
Résolution	électronique	photographique	globale
Electrons	$\pm 22$ %	$\pm 32$ %	$\pm 22$ % *

\* Nous avons préféré ne pas tenir compte de la résolution photographique, les efficacités des chambres à étincelles n'étant pas restées constantes dans le temps à cause de leur vieillissement et de la dégradation du gaz au cours de l'expérience .

Dans ces conditions , la réjection totale des paires de pions par rapport aux paires d'électrons est voisine de  $2,1 \cdot 10^{-7}$ .

### 3 . 3 Acceptance de l'appareillage

L'acceptance géométrique de l'appareillage pour des pions ( que nous supposons identique en électrons ) est calculée en utilisant un programme de génération d'évènements aléatoires . Pour ce faire , on procède de la façon suivante : la cible est décomposée en différents plans verticaux espacés de 1 cm . Dans chacune de ces tranches , on génère cent évènements  $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^-$  dont les distributions angulaires



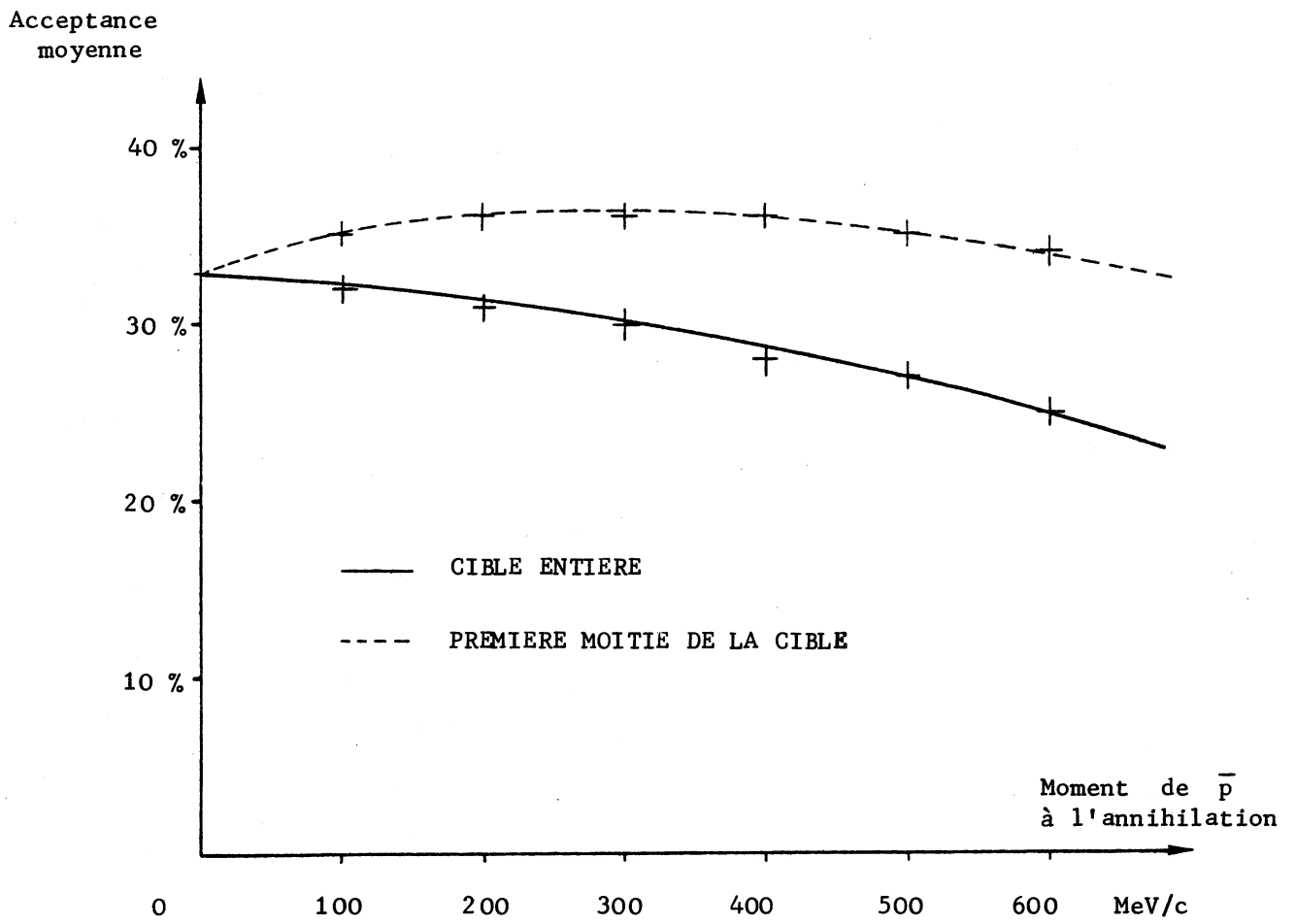


Fig . 42 . ACCEPTANCE GEOMETRIQUE DE L'APPAREILLAGE

sont isotropes dans le centre de masse . Les évènements sont rejetés lorsque l'un ou les deux pions ne traversent pas les compteurs des " Sandwich " . Pour chacune des cinquante tranches de cible , on donne à l'antiproton un moment initial variable par pas de 100 MeV/c .

L'acceptance est variable avec la position du vertex d'annihilation dans la cible et la figure ( 42 ) représente la valeur moyenne en fonction du moment de l'antiproton . Pour des électrons colinéaires , elle est donc de 33 % .

En tenant compte des efficacités électroniques et photographiques , l'acceptance globale est d'environ 12 % pour les paires d'électrons de 938 MeV , et elle est pratiquement la même pour les paires d'électrons créés par des annihilations en vol , (  $p < 500$  MeV/c ) , celles-ci se faisant préférentiellement dans la première moitié de la cible .

CHAPITRE IV

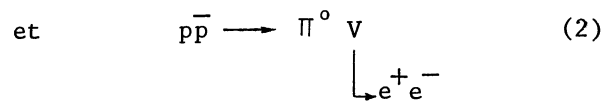
ANALYSE DES RESULTATS

C H A P I T R E I V

ANALYSE DES RESULTATS

IV . 1 . PRISES DE DONNEES

Les prises de données sur les réactions



ont été réalisées simultanément , avec les mêmes conditions de déclenchement . Réparties sur six périodes , les prises de données relatives à la réaction (1) se décomposent de la manière suivante :

PERIODE	NOMBRE DE PHOTOS	NOMBRE D'ANTIPROTONS INCIDENTS ( $1_1 * 2_1 * \text{TOF}$ )
Mars 1975	65 500	$14 \cdot 10^8$
Juin 1975	81 900	$33,1 \cdot 10^8$
Juillet 1975	41 600	$18,4 \cdot 10^8$
Octobre 1975	46 600	$17,4 \cdot 10^8$
Juillet 1976	54 800	$14,6 \cdot 10^8$
Novembre 1976	58 600	$23,7 \cdot 10^8$
TOTAL	350 000	$121 \cdot 10^8$

D'une période à l'autre , les efficacités électroniques de chaque quart sont restées constantes à  $\pm 5\%$  près . Les conditions sur les seuils sont celles définies lors des calibrations : les seuils des compteurs M , F et S ont été choisis pour avoir une efficacité supérieure à 65 % pour des paires d'électrons d'énergie  $E \geq 870$  MeV, ce qui revient à avoir moins de 50 % en dessous de 700 MeV .

La durée d'un film , c'est-à-dire l'enregistrement de 630 évènements acceptés par l'électronique , représente en moyenne quatre heures pour un total de  $3,5 \cdot 10^6$  antiprotons s'annihilant dans la cible , ce qui correspond à un évènement toutes les 15 - 20 secondes , c'est-à-dire toutes les 6 - 7 bouffées , soit encore un taux de déclenchement d'environ 2,5 pour  $10^5$  antiprotons du faisceau .

Pour 100 bouffées d'antiprotons (  $6 \cdot 10^5$  antiprotons ) ,  $8,7 \cdot 10^4$  s'annihilent dans l'hydrogène liquide et chaque quart détecte environ 300 électrons vrais ou simulés électroniquement . La logique 2 e en compte 25 , les conditions  $\overline{HB\gamma_{GD}}$  et  $\overline{GD\gamma_{HB}}$  8 à 10 chacunes , ce qui donne une moyenne de 15 déclenchements finaux .

#### IV . 2 . RECHERCHE DES PAIRES D'ELECTRONS

##### 2 . 1 Critères de sélection

Nous recherchons des électrons dont les énergies extrêmes vont de 870 MeV à 1,1 GeV . Compte tenu de la résolution en énergie provenant du nombre d'étincelles (  $\pm 32\%$  ) , la recherche des électrons pouvant être attribués à la réaction (1) se fait d'après les critères suivants :

- Pour chaque électron , il doit y avoir une trace unique dans les chambres cinématiques et on demande que la gerbe soit déjà développée dès le début des chambres du " Sandwich " , son développement se poursuivant dans les chambres du " Sandwich " .

- D'après les calibrations , le nombre d'étincelles dans la gerbe et pour les deux vues stéréos , doit être au moins de 40 ( 600 MeV ) , ce nombre étant compté dans un cône centré sur la trajectoire définie dans les chambres cinématiques et le début des M C , et présentant un demi-angle d'ouverture de  $6^\circ$  .

- Sont rejetés tous les évènements présentant une asymétrie marquée dans la gerbe , ainsi que ceux accompagnés d'une autre particule chargée ou d'un  $\gamma$  de faible énergie .

Tous les films obtenus ont fait l'objet d'un double scanning dont l'efficacité globale a pu être estimée à  $( 89 \pm 5 ) \%$  .

## 2 . 2 Reconstruction des évènements

Les trajectoires d'électrons sont mesurées en prenant quatre points dans les chambres cinématiques . Afin d'éliminer les erreurs manuelles , la mesure définitive résulte de la moyenne de dix mesures successives du même évènement . Les résultats sont ensuite transcrits sur bande magnétique avec les autres paramètres électroniques enregistrés à partir des détecteurs d'électrons .

En utilisant les mesures des marques fiducielles correspondant à chaque période de prises de données , les trajectoires sont reconstruites par programme dans le système du laboratoire dont l'origine est le centre de gravité de la cible .

Pour chaque évènement , la reconstruction nous permet de calculer les grandeurs suivantes :

- les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  des deux électrons avec la direction du faisceau d'antiprotons

- l'angle d'ouverture de la paire d'électrons dans l'espace (  $\theta = \theta_1 + \theta_2$  dans le cas d'évènements coplanaires )

Nombre d'évènements  
par  $2,5^\circ$

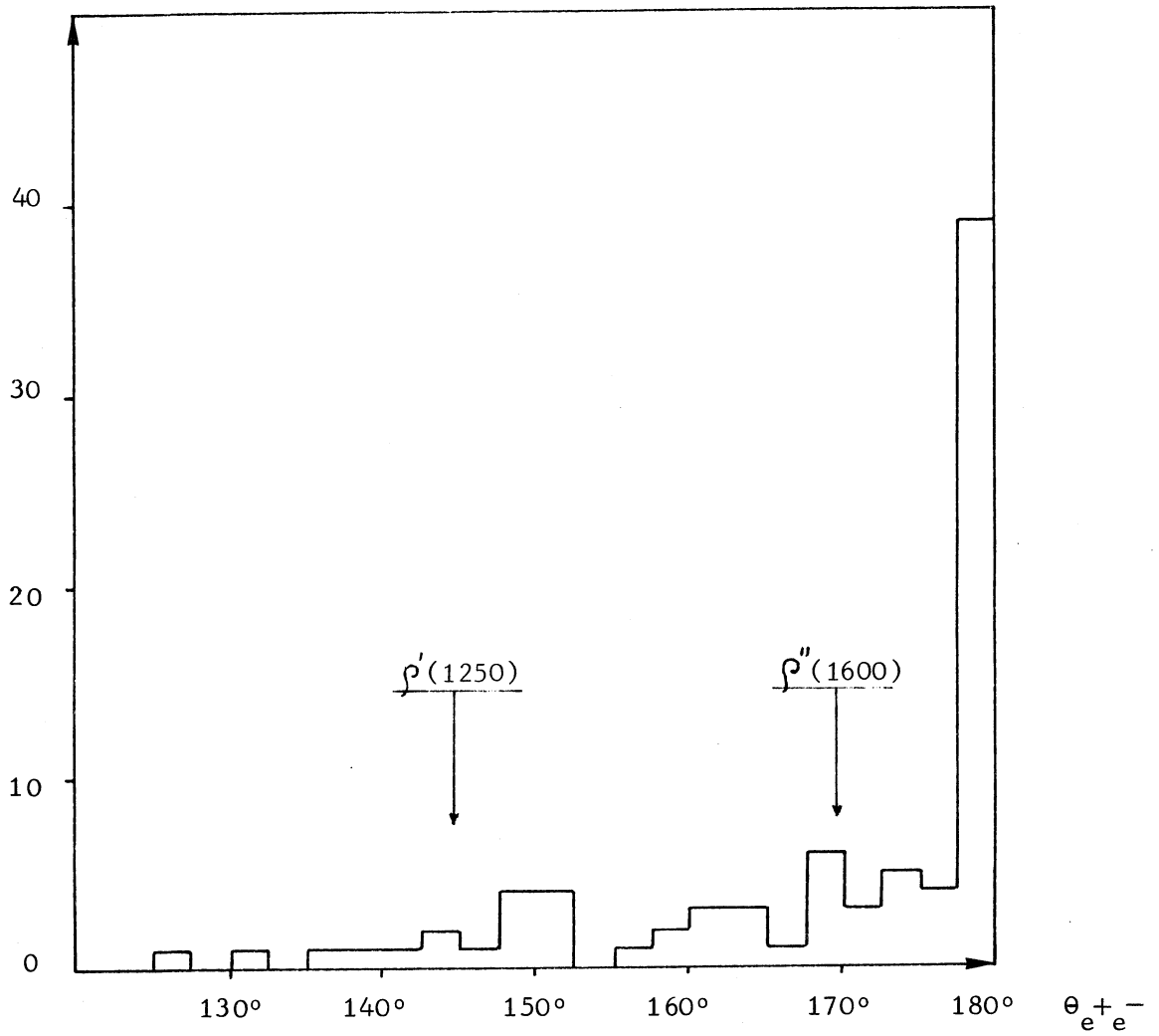


Fig . 43 . DISTRIBUTION EN ANGLE D'OUVERTURE DES PAIRES  $e^+e^-$

- l'angle du faisceau avec le plan des deux électrons , qu'on utilisera pour la sélection des événements coplanaires

- la distance minimale entre les trajectoires des deux électrons qui donne une mesure des différentes aberrations dues aux mesures et aux déformations de l'optique

- le vertex de la réaction

Le programme de reconstruction a été optimisé sur des traces produites par des rayons cosmiques traversant deux quarts opposés, et nous avons obtenu les résolutions suivantes :

$\pm 2^\circ$  en angle d'ouverture  $\theta$

$\pm 1,5$  cm en distance minimale

Lorsqu'il s'agit d'annihilations en vol ou de productions de mésons vectoriels ( $\theta < 180^\circ$ ), le point d'interaction est donné par l'intersection des trajectoires des électrons, au milieu du segment correspondant à leur distance minimale.

La reconstruction du point d'interaction est difficile à réaliser dans le cas de la réaction  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  au repos, parce que les trajectoires sont colinéaires. Dans ce cas, nous avons défini arbitrairement le vertex comme étant de plus situé à mi-distance des plans formés par le début des chambres cinématiques des deux quarts opposés.

#### IV . 3 . IDENTIFICATION DES EVENEMENTS $e^+e^-$

##### 3 . 1 Distribution en angle d'ouverture des paires d'électrons

Après sélection et reconstruction des candidats correspondants à des énergies d'électron supérieures à 600 MeV, nous avons obtenu le spectre en angle d'ouverture  $\theta$  représenté par la figure( 43 ).



Nombre d'évènements  
par 2,5°

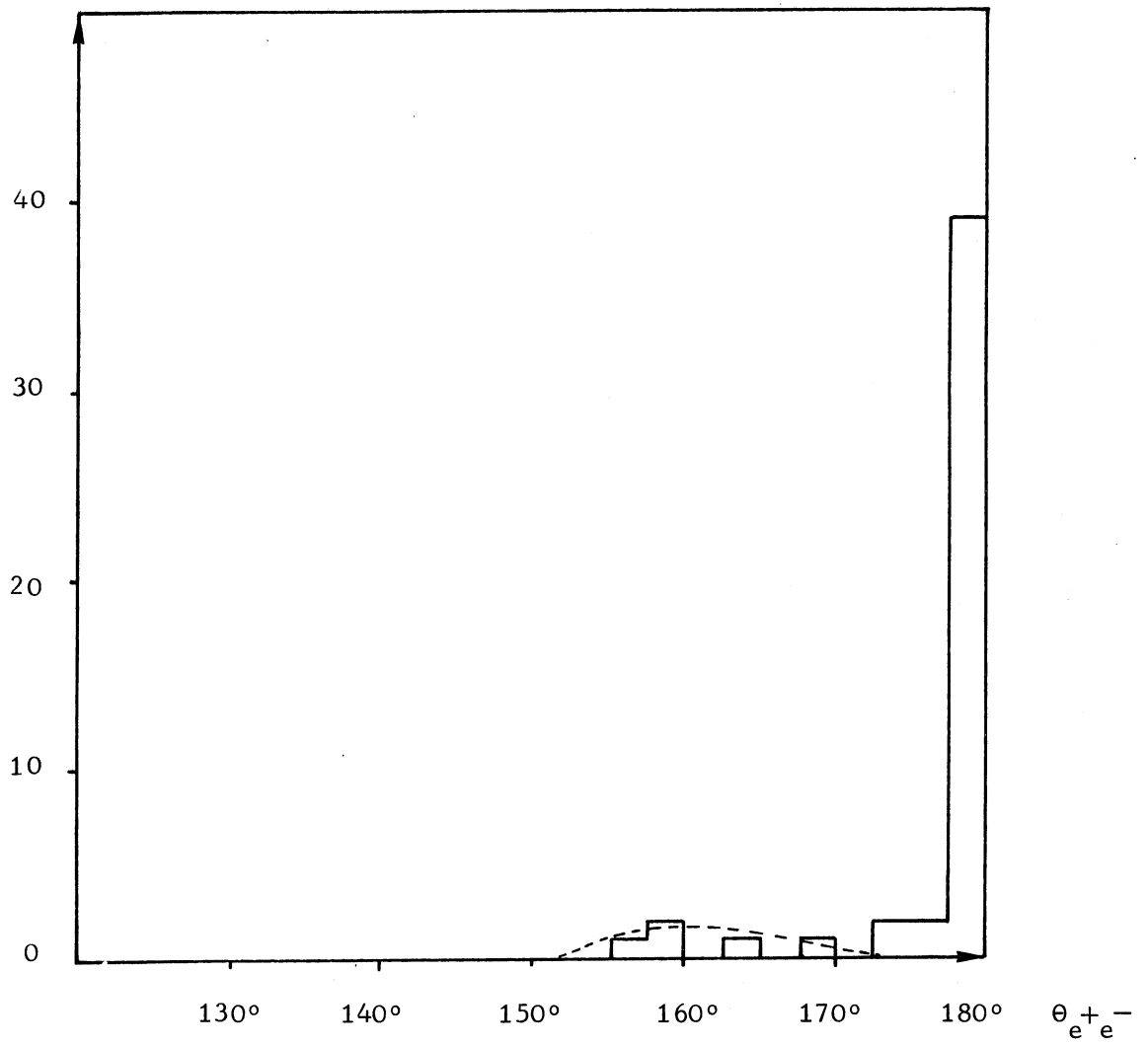


Fig . 44 . DISTRIBUTION EN ANGLE D'OUVERTURE DES PAIRES  $e^+e^-$   
COPLANAIRES AVEC L'AXE DU FAISCEAU

Ce spectre est composé du pic pouvant être attribué à des électrons colinéaires , et des paires produites entre  $120^\circ$  et  $175^\circ$  qui peuvent être dues à des évènements en vol ou être attribuées à la production de mésons vectoriels  $\rho'$  ( 1250 MeV ) et  $\rho''$  ( 1600 MeV ) par la réaction (2) Réf. ( 35 ) et Réf. ( 36 ) .

En effet , en ne conservant que les évènements coplanaires avec l'axe du faisceau ( angle faisceau-plan des deux électrons  $< 7^\circ$  ) , nous avons obtenu le spectre de la figure ( 44 ) dans lequel 42 électrons sont colinéaires et 6 présentent un angle d'ouverture compris entre  $155^\circ$  et  $175^\circ$  , et sont produits par des antiprotons ayant encore un moment élevé :  $155^\circ$  correspond à un moment initial de 425 MeV/c dans le cas de l'équipartition . De plus , nous avons vérifié qu'aucun  $\gamma$  de faible énergie n'était visible dans les photographies correspondantes . On peut estimer le pourcentage de réactions en vol en supposant la section efficace comme variant en  $\frac{1}{\sqrt{E_c}}$  (  $E_c$  : énergie cinétique de l'antiproton ) , ce qui donne  $\approx 25\%$  dans nos conditions expérimentales . La ligne en pointillé de la figure ( 44 ) donne le spectre en angle d'ouverture prévu en utilisant une expression de Bogdanova et al. Réf. ( 37 ) .

Une autre façon de mesurer le pourcentage d'annihilations en vol , consiste à étudier la réaction  $p\bar{p} \rightarrow h^+h^-$  (  $h = \pi$  ou  $K$  ) au voisinage du repos , et cette méthode sera utilisée pour nos calculs de normalisation .

### 3 . 2 Estimation des simulations d'électrons

Dans le chapitre Calibrations des détecteurs , nous avons vu les principaux processus de simulation d'électrons de 900 MeV . Dans les cas de paires d'électrons colinéaires , les probabilités de simulation sont faibles . On peut remarquer qu'entre  $170^\circ$  et  $180^\circ$  , une certaine contamination ou peut-être une perte d'évènements pour la réaction (1) en vol peut être possible par la production de mésons vectoriels parce que la séparation par la coupure en coplanarité devient imprécise dans cette région . Cette contamination est difficile à donner avec précision , on peut

Nombre d'évènements  
pour 55000 photos

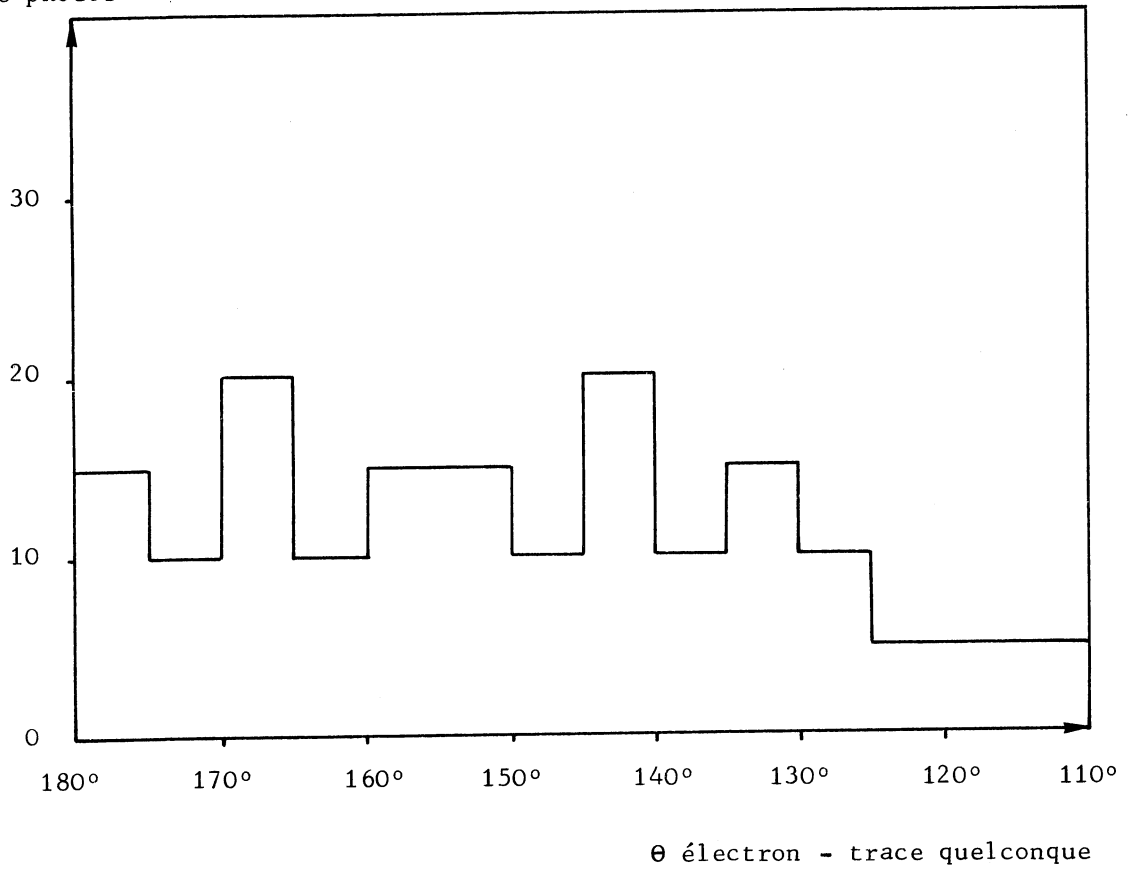


Fig . 45 . DISTRIBUTION GLOBALE DU BRUIT DE FOND

cependant lui donner une limite supérieure de deux évènements en considérant l'effet de la coupure de coplanarité en dehors de la région  $170^\circ$ - $180^\circ$ .

Il est également important d'estimer les niveaux de simulations hadroniques des paires d'électrons et nous avons étudié chacune de ces sources de bruit, par mesure à partir des calibrations et des données, ou par calcul de Monte-Carlo.

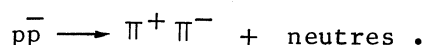
#### - Estimation globale du bruit de fond

En mesurant dans nos données, la distribution des angles d'ouverture pour les évènements constitués par un électron unique (vrai ou simulé) d'un côté, et une particule chargée quelconque de l'autre, nous pouvons faire une estimation des simulations de paires d'électrons non corrélés pour l'ensemble des contaminations possibles. Cette distribution angulaire, représentée sur la figure (45), montre une moyenne de trois électrons simples pour mille photographies, sans tenir compte de la coplanarité avec le faisceau. La probabilité pour avoir une paire simulée est alors de  $9 \cdot 10^{-6}$  pour tout le spectre ( $120^\circ < \theta \leq 180^\circ$ ) ce qui correspond à environ trois évènements pour nos 350 000 photographies.

Pour les évènements colinéaires ( $175^\circ < \theta \leq 180^\circ$ ) on peut donc estimer la contamination possible par 0,3 évènement. Dans le cas des vraies paires d'électrons et pour tous les évènements en vol ou attribuables à des mésons vectoriels ( $120^\circ < \theta \leq 175^\circ$ ) le critère de coplanarité réduit le nombre d'évènements d'un facteur 6. On peut donc supposer une contamination possible par 0,5 évènement pour les paires d'électrons produites par la réaction (1) en vol.

#### - Echanges de charges produits par les pions

De nombreux pions sont produits par les réactions du type



Si les deux pions chargés subissent une réaction d'échange de charge dans laquelle les gerbes électromagnétiques produi-

tes sont alignées avec les directions des pions incidents , ils participent aux simulations de paires d'électrons lorsqu'aucun  $\gamma$  n'est vu dans notre appareillage .

En étudiant à partir des calibrations , la distribution des angles entre  $\pi^{\pm}$  et la gerbe produite par le  $\pi^0$  créé dans l'échange de charge , nous obtenons une simulation possible par 0,4 évènement pour l'ensemble des électrons , ce qui correspond à  $4 \cdot 10^{-2}$  évènement pour les colinéaires et  $7 \cdot 10^{-2}$  évènement pour les annihilations en vol .

On pourrait supposer qu'une simulation plus importante par échange de charge provient des réactions  $p\bar{p} \longrightarrow \pi^+ \pi^-$  , du fait de la coplanarité des deux pions avec la direction de l'antiproton . En fait , le rapport de branchement  $B_{\pi^+ \pi^-} = \frac{\sigma(p\bar{p} \longrightarrow \pi^+ \pi^-)}{\sigma(p\bar{p} \longrightarrow \text{total})}$  n'est que de 0,32 % à comparer aux 42,3 % du rapport de branchement  $B_{\pi^+ \pi^- \text{ neutres}}$  , et notre appareillage ne possède ni une acceptation géométrique ni une efficacité suffisante pour rejeter tous les évènements accompagnés de  $\gamma$  . La contamination provenant des paires  $\pi^+ \pi^-$  seules reste négligeable par rapport aux autres sources de bruit . Pour s'en rendre compte d'une autre manière , il suffit de considérer l'efficacité globale de détection de notre appareillage en paires de hadrons qui est d'environ  $9 \cdot 10^{-8}$  ( contre 36 % en paires d'électrons ) . En supposant un rapport de branchement  $B_{e^+e^-} = \frac{\sigma(p\bar{p} \longrightarrow e^+e^-)}{\sigma(p\bar{p} \longrightarrow \text{total})}$  de l'ordre de  $10^{-7}$  , le nombre de paires d'électrons simulés par les paires  $\pi^+ \pi^-$  est encore cent fois plus faible que le nombre de paires  $l^+ l^-$  . Une dernière confirmation provient de la forme même de la distribution des angles d'ouverture des électrons simples de la figure ( 45 ) qui montre bien une répartition uniforme du bruit de fond , une contamination importante des paires  $\pi^+ \pi^-$  se traduirait par un pic au voisinage de  $180^\circ$  .

#### - Simulation par $\pi - \gamma$ superposés

Ces deux particules produites par les réactions d'annihilations dans la cible peuvent simuler un électron lorsqu'elles ont la même direction . En étudiant dans nos données , la distribution

des distances entre les axes de pions et de  $\gamma$  produits simultanément , nous pouvons en déduire une probabilité de  $2,5 \cdot 10^{-3}$  pour que cette distance soit inférieure à 5 mm , soit  $6,2 \cdot 10^{-6}$  pour avoir deux évènements semblables . Avec 350 000 photographies , la contamination globale est de deux évènements , ce qui correspond à 0,2 paires simulées pour les colinéaires et 0,3 paires pour les évènements en vol , en supposant toujours que le critère de coplanarité réduit le nombre global d'un facteur 6 . Cette contamination apparaît donc comme la plus importante .

- Simulation par  $\gamma$  converti ou paire de Dalitz

Les paires d'électrons produits par la conversion d'un  $\gamma$  avant les chambres cinématiques présentent souvent un angle d'ouverture suffisamment grand pour être rejetées lors de l'analyse photographique . On peut évaluer le nombre d'électrons simulés en étudiant la distribution en angle d'ouverture des deux électrons d'une paire de Dalitz produits visiblement par la conversion d'un  $\gamma$ , et en faisant l'extrapolation pour les angles nuls . Nous obtenons ainsi une simulation possible par 0,3 évènement pour l'ensemble de nos données , et sans tenir compte de leur coplanarité , ce qui correspond encore à 0,03 évènements colinéaires et 0,05 évènements en vol .

- Autres simulations possibles

D'autres simulations sont possibles , mais les contaminations qu'elles apportent , estimées par des méthodes de Monte-Carlo , sont encore plus faibles (  $< \text{à } 10^{-3}$  évènement ) :

- production d'une paire  $K^+K^-$  avec désintégration des  $K^{\pm}$  par la voie  $K e_3$  .

- production de paires de Dalitz à grand angle d'ouverture ( pour  $\theta_{e^+e^-} > 120^\circ$  , l'énergie des électrons produits est inférieure à 80 MeV ) .

- production d'électrons " Knock - on " par des  $\pi$  dans la matière des " Sandwich " ( le maximum d'énergie transféré à l'électron étant de 80 MeV , cette simulation est comme la précédente , tout à fait négligeable .

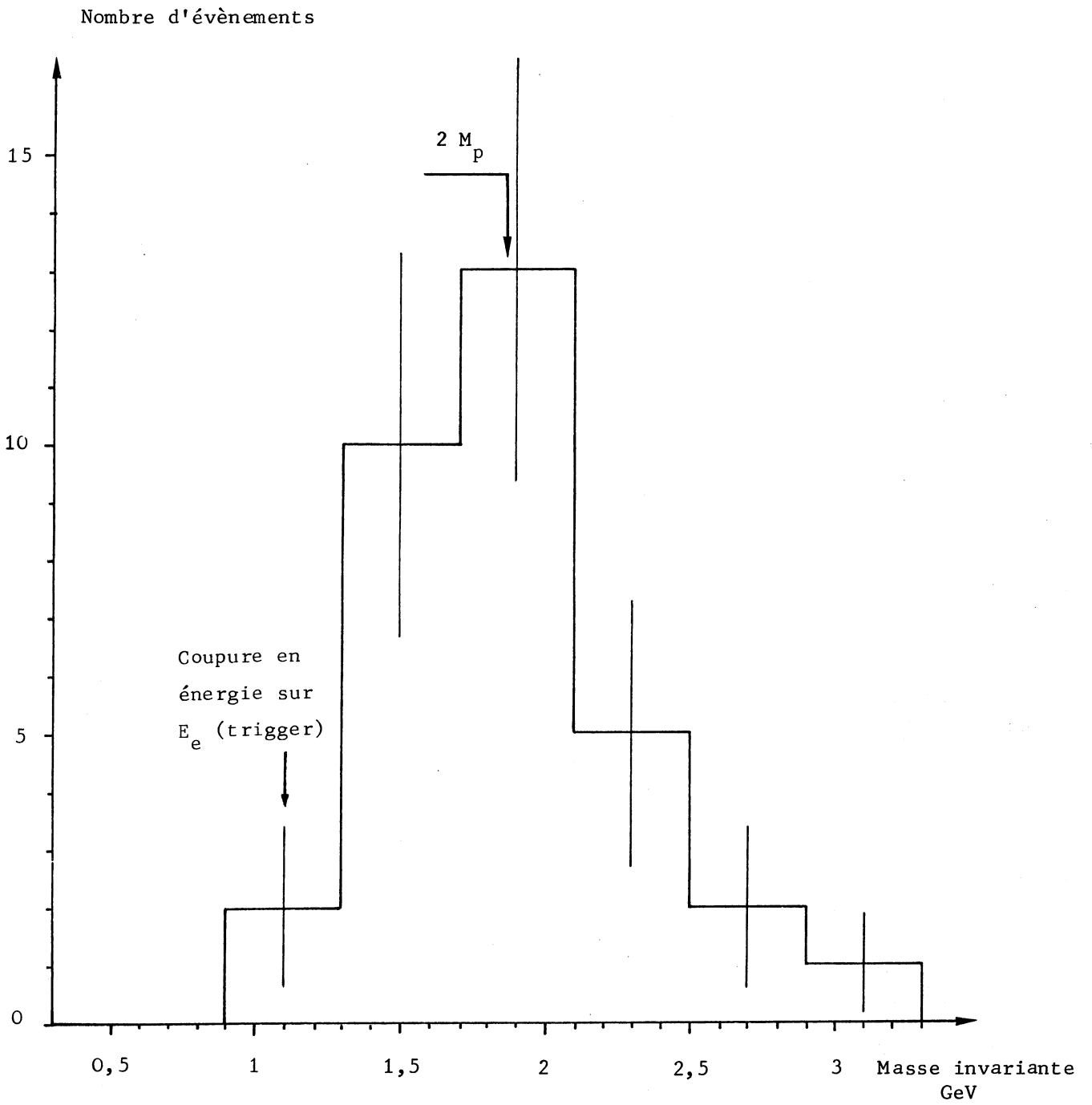


Fig . 46 . SPECTRE DE MASSE INVARIANTE

### 3 . 3 Spectre de masse invariante

La masse invariante des deux électrons

$$M_I = 2 \sqrt{E_{e^+} E_{e^-}} \sin \frac{\theta}{2}$$

peut être calculée à partir des mesures d'énergies fournies par les hauteurs d'impulsions des détecteurs " Sandwich " ainsi que par le nombre d'étincelles dans les chambres optiques . En prenant la moyenne arithmétique de ces deux informations lorsque nous en disposons , nous avons obtenu le spectre de masse invariante représenté sur la figure ( 46 ) . La mauvaise résolution (  $\Gamma \approx 300$  MeV ) provient de la résolution en énergie de nos détecteurs (  $\pm 22$  % ) et permet seulement de dire que ce spectre est en accord avec celui d'une annihilation à deux corps , la principale contribution venant des électrons colinéaires , il est centré sur 1876 MeV (  $2 M_p$  ) . Nous n'avons pas cherché à améliorer cette mesure , car pour nous , le spectre en angle d'ouverture et le taux de réjection important des pions permet de mettre en évidence sans ambiguïté les paires d'électrons venant des annihilations proton - antiproton .

### IV . 4 . MESURE DES FACTEURS DE FORME DU PROTON AU REPOS

Au seuil de la région du genre temps , les facteurs de forme du proton ,  $|G_E| = |G_M| = G$  s'expriment par la relation

$$G = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{M_p \sigma(e^+e^-) \cdot p}{\Pi}}$$

Il faut donc connaître la limite du produit  $\sigma(e^+e^-) \cdot p$  lorsque le moment  $p$  tend vers zéro . En utilisant l'égalité des rapports

$$\frac{\sigma(e^+e^-)}{\sigma(h^+h^-)} = \frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$$

dans laquelle  $h^\pm = \pi^\pm$  ou  $K^\pm$  , la section efficace  $\sigma(e^+e^-)$  s'exprime donc par

$$\sigma(e^+e^-) = \sigma(h^+h^-) \cdot \frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$$



Nombre d'évènements  
par  $2,5^\circ$

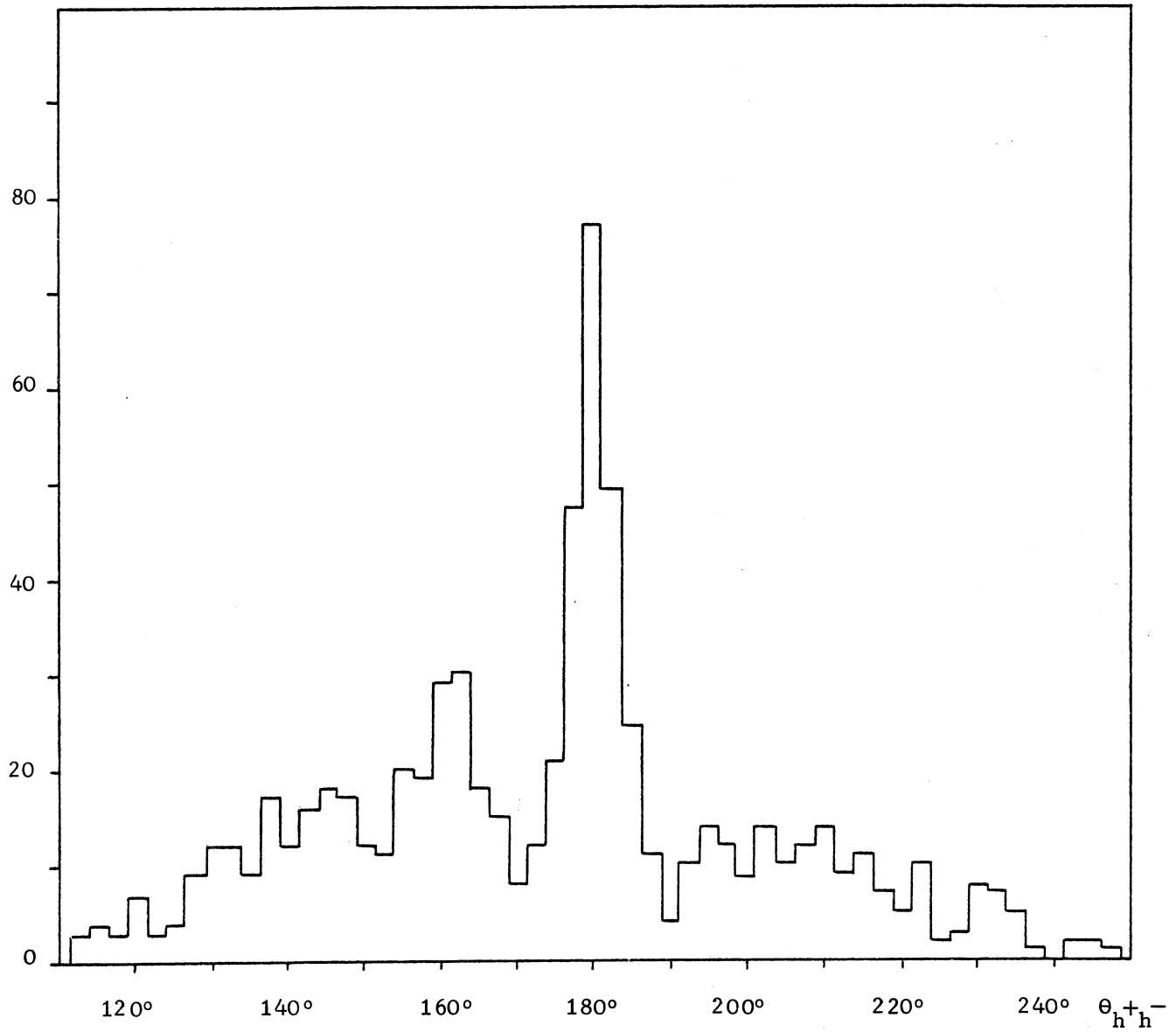


Fig . 47 . DISTRIBUTION EN ANGLE D'OUVERTURE DES PAIRES  $h^+ h^-$

L'expression  $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$ , qui représente le rapport du taux d'annihilations en deux électrons au taux d'annihilations en deux hadrons, est une grandeur que nous pouvons mesurer avec notre appareillage; la valeur de  $G$  peut alors être déduite en utilisant la limite lorsque  $p$  tend vers zéro de

$$\sigma(e^+e^-) \cdot p = \left[ \frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)} \right]_{\text{au repos}} \sigma(h^+h^-) \cdot p$$

Cependant, les données expérimentales concernant la section efficace  $\sigma(h^+h^-)$  sont assez peu nombreuses, surtout au voisinage du repos, et il est préférable d'utiliser la section efficace totale  $\sigma(\text{total}) = \sigma(p\bar{p} \rightarrow \text{total})$  par la relation suivante :

$$\sigma(h^+h^-) = \frac{\Gamma(h^+h^-)}{\Gamma(\text{total})} \cdot \sigma(\text{total}) = B_{h^+h^-} \cdot \sigma(\text{total})$$

où  $B_{h^+h^-}$  représente le rapport de branchement de l'annihilation en deux hadrons au repos. Cette dernière grandeur peut être tirée des résultats de Baltay et al. Réf. (38), ou mesurée directement à partir de notre appareillage. L'étude des réactions  $p\bar{p} \rightarrow h^+h^-$  nous permet également de déterminer le rapport  $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$  pour un moment moyen de 300 MeV/c à l'instant de l'annihilation en considérant les événements produits en vol.

#### 4.1 Etude de l'annihilation $p\bar{p} \rightarrow h^+h^-$

En baissant les seuils électroniques des détecteurs d'électrons, nous avons pris des données sur la réaction  $p\bar{p} \rightarrow h^+h^-$  et cela pour un total de  $5,12 \cdot 10^6$  antiprotons détectés par la mesure du temps de vol, c'est-à-dire environ  $7,4 \cdot 10^5$  antiprotons s'annihilant dans la cible. Nous obtenons ainsi le spectre en angle d'ouverture des deux hadrons de la figure (47). Ce spectre correspond plus exactement aux annihilations  $p\bar{p} \rightarrow \begin{pmatrix} h^+h^- \\ h^+h^- + \text{neutres} \end{pmatrix}$  et fait ressortir sans ambiguïté les événements deux corps produits au repos. Les événements deux corps créés en vol se répartissent entre  $150^\circ$  et  $170^\circ$  d'angle d'ouverture ( $p < 500$  MeV/c), et sont superposés à un fond dû aux réactions à plus de deux corps.

Nombre d'évènements  
par 2,5°

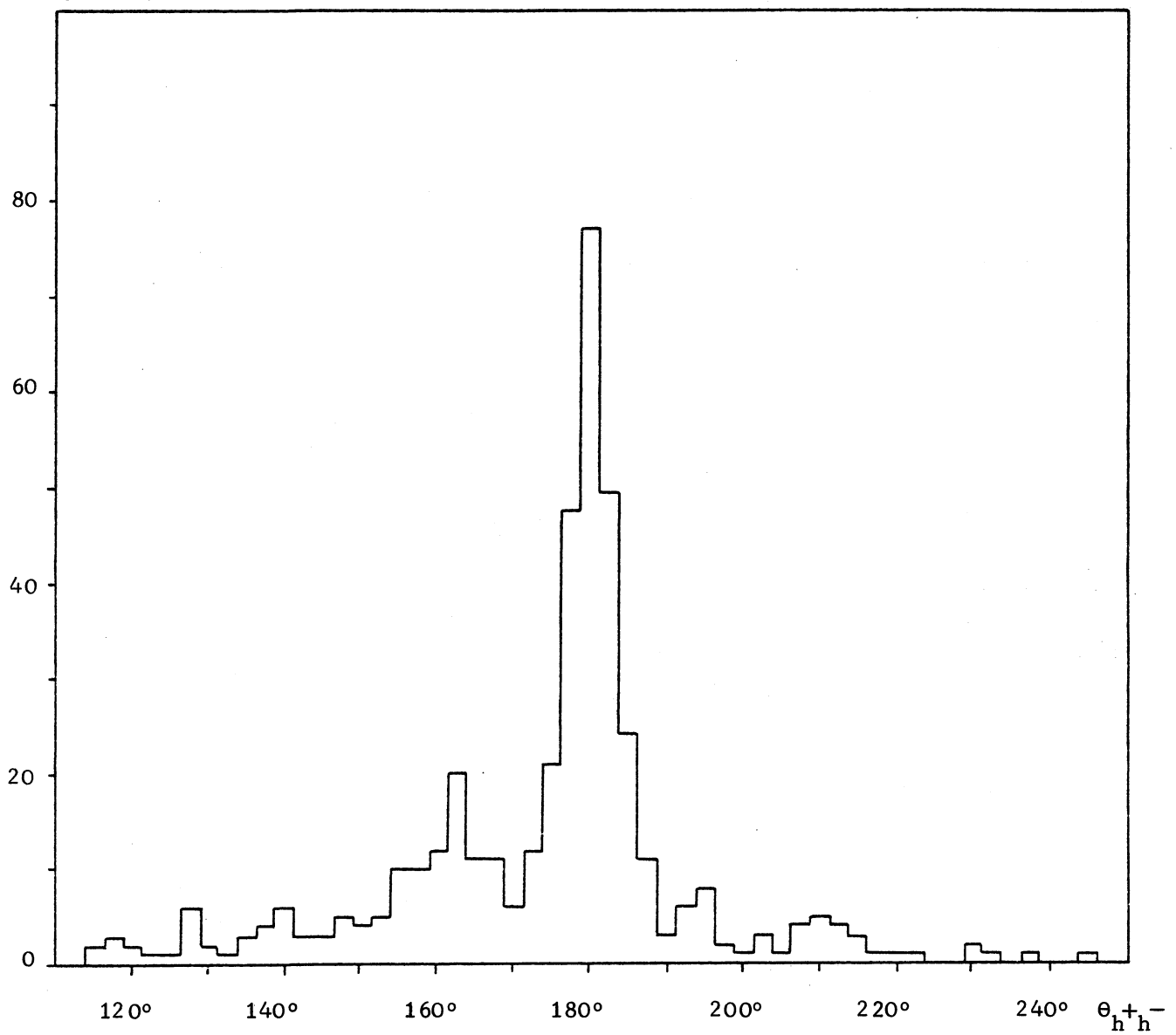


Fig . 48 . DISTRIBUTION EN ANGLE D'OUVERTURE DES PAIRES  $h^+h^-$

COPLANAIRES AVEC L'AXE DU FAISCEAU

Lorsqu'on retranche ce fond en demandant la coplanarité avec l'axe du faisceau ( $\pm 10^\circ$ ), il nous reste le spectre de la figure ( 48 ) dans lequel  $220 \pm 16$  paires de hadrons sont produites au repos et  $80 \pm 10$  proviennent des réactions en vol . De nombreuses sources d'erreurs introduites par l'appareillage sont communes à l'étude des annihilations en électrons et en hadrons , comme par exemple les erreurs dues à l'acceptance géométrique , au nombre d'antiprotons stoppés dans la cible , aux compteurs M , et de ce fait elles n'interviennent pas pour la mesure du rapport  $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$  . Elles interviennent par contre , lorsqu'on calcule directement les sections efficaces  $\sigma(e^+e^-)$  et  $\sigma(h^+h^-)$  en vol à partir des nombres d'antiprotons détectés par le télescope faisceau .

#### 4 . 2 Mesure du rapport de branchement $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$ au repos

En tenant compte des mesures communes aux électrons et aux hadrons , ce rapport de branchement est défini par la relation

$$\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)} = \frac{N(e^+e^-)}{N(h^+h^-)} \cdot \frac{\text{Efficacité}(h^+h^-) \cdot \Omega_h}{\text{Efficacité}(e^+e^-) \cdot \Omega_e}$$

$N(e^+e^-)$  et  $N(h^+h^-)$  sont les nombres de paires colinéaires normalisés au nombre d'antiprotons correspondant . L'efficacité globale en hadrons ou en électrons est le produit des différentes efficacités électroniques , optiques , de scanning et de mesure :

	$e^+e^-$	$\pi^+\pi^-$
Efficacité électronique	$0,42 \pm 0,012$	$0,42 \pm 0,02$
Efficacité photo x scanning	$0,77 \pm 0,06$	$0,75 \pm 0,04$
Efficacité mesure	$0,97 \pm 0,01$	$0,90 \pm 0,05$
Efficacité globale (sans l'acceptance géométrique)	$0,31 \pm 0,03$	$0,28 \pm 0,03$

On supposera que l'acceptance géométrique ( $\Omega = 0,33 \pm 0,015$  , est identique pour les électrons ( $\Omega_e$ ) et les hadrons ( $\Omega_h$ ) , et de ce fait n'intervient pas .

En tenant compte des erreurs introduites dans l'estimation de ces différentes efficacités, nous obtenons :

$$\left[ \frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)} \right]_{\text{au repos}} = (0,74 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$$

#### 4.3 Mesure du rapport de branchement $B_{h^+h^-}$ au repos

Ce rapport peut être obtenu directement à partir du nombre de hadrons produits au repos : en effet, si on suppose constant le rapport de branchement  $B_{h^+h^-}$  entre le repos et 500 MeV/c, on peut en déduire que  $(73 \pm 8) \%$  des annihilations ont lieu à l'arrêt, ce qui est donc le cas pour  $(10,6 \pm 1,3) \%$  des antiprotons du faisceau.

$$B_{h^+h^-} = \frac{\Gamma(h^+h^-)}{\Gamma(\text{total})} = \frac{N(h^+h^-) / \text{Efficacité}(h^+h^-) \cdot \Omega_h}{N(\bar{p} \text{ stoppés dans la cible})}$$

ce qui donne  $B_{h^+h^-} = (0,43 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$

Ce résultat est en parfait accord avec les valeurs données par Baltay et al. Réf. ( 38 ) :

$$B_{\pi^+\pi^-} = (0,32 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$$

et  $B_{K^+K^-} = (0,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-2}$

#### 4.4 Mesure du rapport de branchement $B_{e^+e^-}$ au repos

Des deux précédentes mesures, on peut tirer le rapport de branchement au repos :

$$B_{e^+e^-} = \frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(\text{total})} = \frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)} \cdot B_{h^+h^-}$$

soit  $B_{e^+e^-} = (0,32 \pm 0,08) \cdot 10^{-6}$

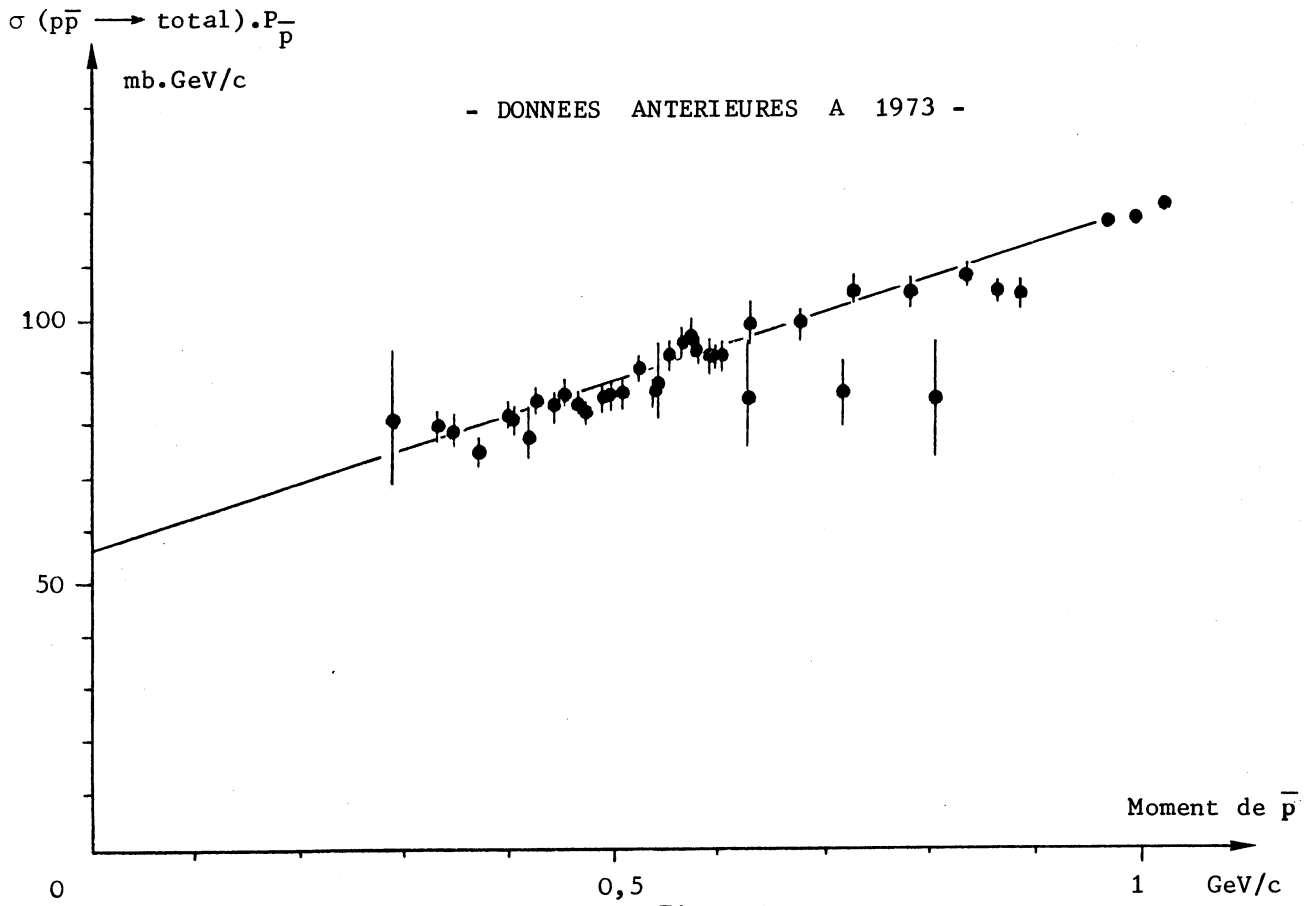


Fig . 49 a .

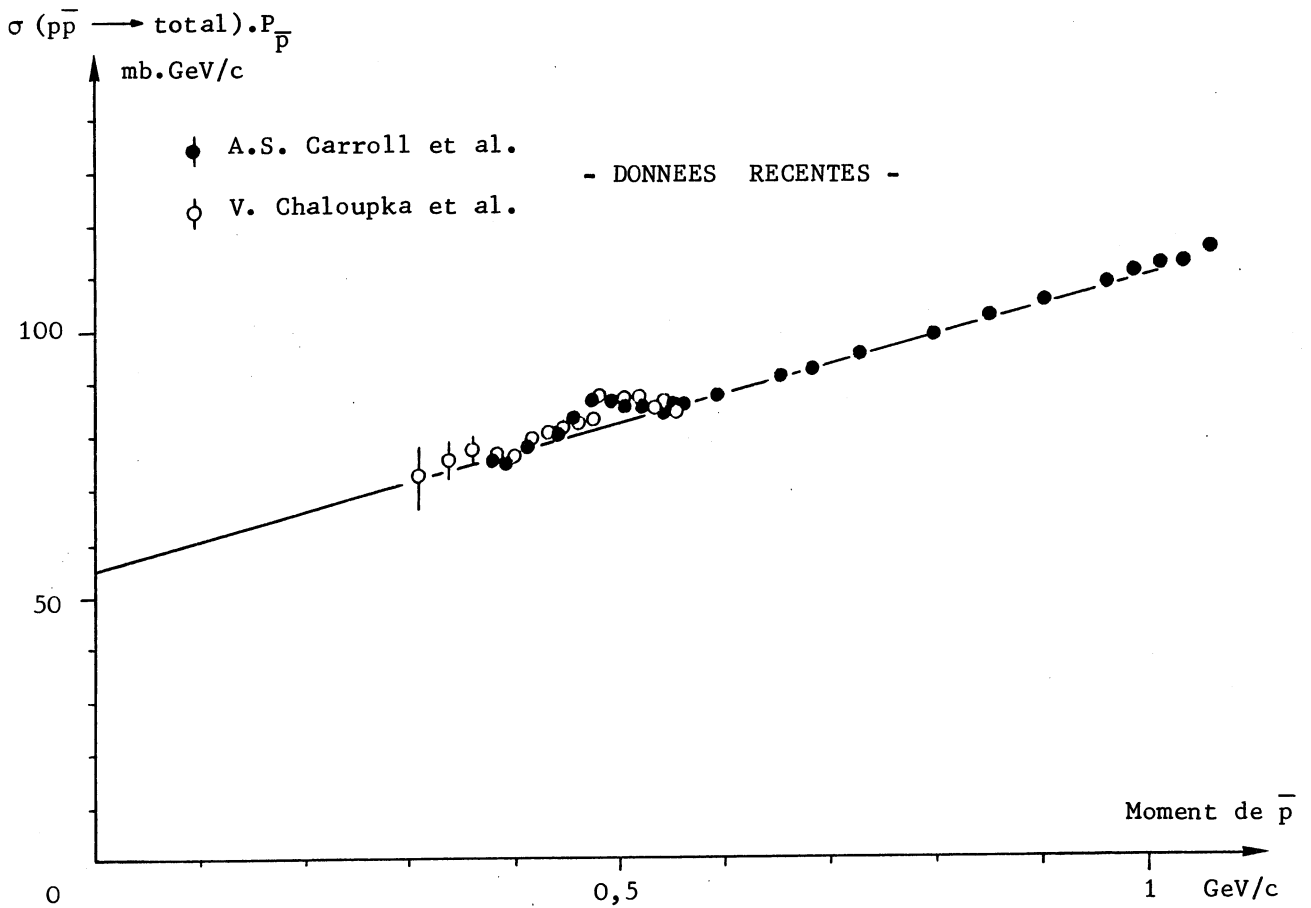


Fig . 49 b .

Ce nombre peut être également tiré directement à partir du rapport

$$B_{e^+e^-} = \frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(\text{total})} = \frac{N(e^+e^-) / \text{Efficacité}(e^+e^-)}{N(\bar{p} \text{ stoppés dans la cible})}$$

qui donne évidemment la même valeur puisque le rapport de branchement  $B_{h^+h^-}$  donné par Baltay est le même que le nôtre et que l'on suppose une acceptation géométrique identique pour les électrons et les hadrons.

#### 4 . 5 Calcul du facteur de forme au seuil de la région temps

Les données expérimentales concernant la section efficace  $\sigma(\text{total}) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \text{total})$  sont nombreuses au dessus de 400 MeV/c, et nous pouvons calculer la limite du produit  $\sigma(\text{total}) \cdot p$  en faisant une extrapolation des mesures existantes entre 300 MeV/c et 850 MeV/c . Cette extrapolation repose sur l'hypothèse d'un comportement régulier de  $\sigma(\text{total}) \cdot p$  , c'est-à-dire qu'en particulier , il n'existe pas au seuil d'états résonants ou liés au système proton - antiproton . Nous avons réalisé l'approximation de ce produit par une droite , en séparant les données expérimentales antérieures à 1973 Réf. ( 39 ) et les plus récentes Réf. ( 40,41 ) , ces dernières faisant apparaître une structure résonante entre 450 MeV/c et 520 MeV/c .

Dans le premier cas , figure ( 49 a ) , la meilleure approximation donne une variation en

$$\sigma(\text{total}) \cdot p = a + bp$$

avec  $a = ( 56,4 \pm 2 ) \text{ mb} \cdot \text{GeV/c}$  et  $b = 61,2 \text{ mb}$  pour  $\chi^2/n_D = 1,0$  .

Dans le second cas , figure ( 49 b ) , lorsqu'on ne tient pas compte de la structure résonante , nous obtenons

$$\sigma(\text{total}) \cdot p = a' + b'p$$

avec  $a' = ( 56 \pm 0,7 ) \text{ mb} \cdot \text{GeV/c}$  et  $b' = 55,7 \text{ mb}$  pour  $\chi^2/n_D = 0,8$  .

Et si nous faisons intervenir cette structure en superposant une fonction

de Breit - Wigner avec les paramètres mesurés par Chaloupka et al.  
 Réf. ( 41 ) ,  $M_r = (1935,9 \pm 1) \text{ MeV}$  et  $\Gamma_r = (8,8 \begin{smallmatrix} + 4,3 \\ - 3,2 \end{smallmatrix}) \text{ MeV}$  ,  
 l'approximation linéaire donne

$$\sigma(\text{total}) \cdot p = a'' + b''p$$

avec  $a'' = (56,1 \pm 0,6) \text{ mb} \cdot \text{GeV}/c$  et  $b'' = 55,5 \text{ mb}$  pour  $\chi^2/n_D = 1,3$  .

La valeur de  $\sigma(\text{total}) \cdot p$  à l'origine est pratiquement constante malgré la légère différence de pente qu'on peut constater entre ces droites , le terme quadratique rajouté ayant peu d'influence sur l'approximation linéaire . Sous réserve de l'hypothèse formulée précédemment, nous pouvons donc conclure que la limite de  $\sigma(\text{total}) \cdot p$  est :

$$\lim_{p \rightarrow 0} \sigma(\text{total}) \cdot p = (56 \pm 2) \text{ mb} \cdot \text{GeV}/c$$

De là , nous pouvons également déduire la limite de  $\sigma(e^+e^-) \cdot p$  en utilisant notre mesure du rapport de branchement  $B_{e^+e^-}$  :

$$\begin{aligned} \lim_{p \rightarrow 0} \sigma(e^+e^-) \cdot p &= B_{e^+e^-} \lim_{p \rightarrow 0} \sigma(\text{total}) \cdot p \\ &= (18 \pm 5) \text{ nb} \cdot \text{GeV}/c \end{aligned}$$

ce qui donne pour les facteurs de forme au repos :

$$G = |G_E| = |G_M| = \frac{1}{\hbar c} (1,0 \pm 0,12) \cdot 10^{-11} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$$

soit  $G = 0,51 \pm 0,06$  pour  $q^2 = -3,52 (\text{GeV}/c)^2$  .



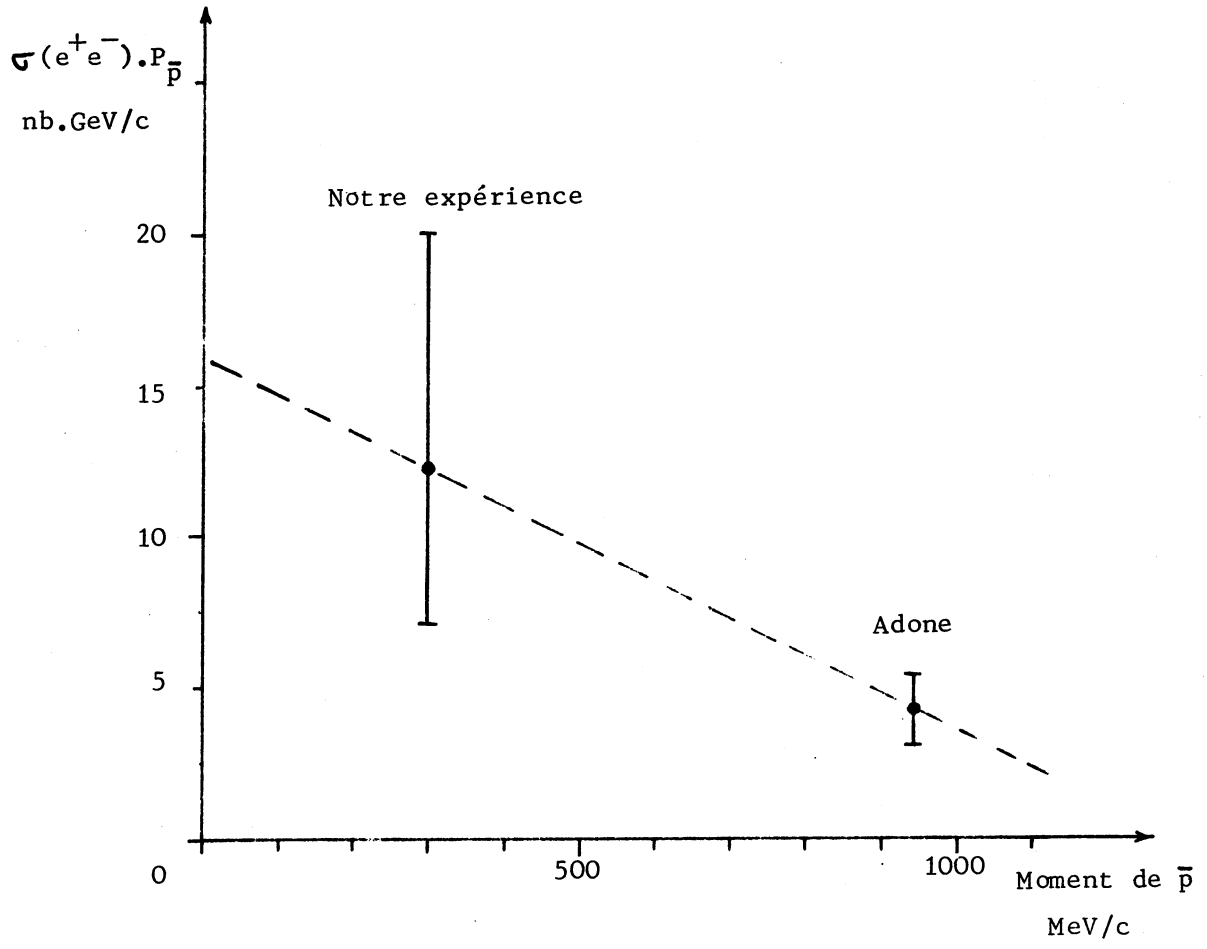


Fig . 50 .

- REMARQUE

Il faut souligner que la détermination des facteurs de forme au seuil de la région temps présente une certaine ambiguïté due à l'existence du protonium lorsque  $p \lesssim 7 \text{ MeV}/c$ . En raison du mécanisme de Day, Snow et Sucher, Ref.(42), dans l'hydrogène liquide, c'est à dire aux dépeuplement des états S par les effets combinés de l'annihilation et de l'effet Stark, nous mesurons une valeur moyenne des facteurs de forme sur une population de niveaux du protonium, cette valeur moyenne pouvant alors dépendre de l'état physique (gaz ou liquide) de l'hydrogène. Cependant, dans une étude parallèle, Ref (43,44,45) nous avons mesuré la contribution d'onde P dans les réactions  $P \bar{P} \rightarrow \pi^+ \pi^-$  par l'étude de la réaction  $P \bar{P} \rightarrow \pi^0 \pi^0$  au repos. Cette contribution ( $11 \pm 4$ ) %, nous permet de penser que la dépendance des facteurs de forme sur l'état physique de l'hydrogène est peu importante et reste comprise dans nos erreurs. De plus, un argument supplémentaire justifiant notre procédure d'extrapolation est donné par la limite pour des moments p nuls, du produit  $\sigma(e^+e^-).p$  à partir des données d'Adone et de nos données à 300 MeV/c (voir page 89), figure (50). Ce résultat :

$$\lim_{p \rightarrow 0} \sigma(e^+e^-).p = 16 \text{ nb} \cdot \text{GeV}/c$$

est compatible avec la valeur précédemment estimée.

Nous pouvons remarquer aussi que s'il existe des états quasi-nucléaires (états résonnants ou liés du système  $P - \bar{P}$ ) au seuil, cette valeur moyenne va également dépendre des caractéristiques de ces états, mais dans ces conditions, ces états contribuent à la structure électromagnétique du proton dans cette région du quadrimoment  $q^2$ , ref (49).

IV . 5 . MESURES DES FACTEURS DE FORME DU PROTON à  $q^2 = -3,61 \text{ (GeV/c)}^2$

Les six électrons produits en vol proviennent d'annihilations à des moments d'environ 300 MeV/c en moyenne . Il est donc nécessaire de connaître la section efficace  $\sigma(e^+e^-)$  à ce moment pour déterminer les facteurs de forme électromagnétiques du proton . En effet , on peut montrer qu'au voisinage du seuil de la région temps , les facteurs de forme électriques et magnétiques possèdent encore des modules semblables , tels que  $|G_E| = |G_M| = G$  , valeur qu'on peut de nouveau tirer de l'expression

$$G = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{M_p \sigma(e^+e^-) \cdot p}{\pi}}$$

Comme précédemment , on calculera la section efficace  $\sigma(e^+e^-)$  à partir du rapport de branchement  $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$  à 300 MeV/c .

On peut remarquer que dans le cas général , la détermination univoque de  $|G_E|$  et  $|G_M|$  requiert la connaissance de  $\frac{d^2 \sigma(e^+e^-)}{d \cos \theta d \phi}$  c'est à dire des distributions angulaires des paires d'électrons . Une telle analyse nécessite une statistique d'au moins plusieurs centaines d'évènements ainsi qu'une grande acceptance .

5 . 1 Mesure du rapport de branchement  $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$  à 300 MeV/c

En tenant compte du spectre des antiprotons pénétrant dans la cible , les annihilations produisant des électrons ou des hadrons en vol ( $153^\circ < \theta < 172^\circ$ ) correspondent , en moyenne , à des moments de l'antiproton de  $(300 \pm 20)$  MeV/c . En supposant des distributions angulaires semblables pour ces deux types d'interaction et une même acceptance , il est alors possible de mesurer le rapport de branchement  $\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)}$  pour ce moment moyen :

$$\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)} = \frac{N(e^+e^-) \cdot \text{Efficacité}(h^+h^-)}{N(h^+h^-) \cdot \text{Efficacité}(e^+e^-)}$$

en supposant identique à 300 MeV/c et au repos , le rapport des efficacités en paires d'électrons et de hadrons .

Avec  $N(e^+e^-) = 6 \pm 3$  paires d'électrons /  $121 \cdot 10^8$  antiprotons

et  $N(h^+h^-) = 80 \pm 10$  paires de hadrons /  $5,12 \cdot 10^6$  antiprotons

nous obtenons

$$\frac{\Gamma(e^+e^-)}{\Gamma(h^+h^-)} = (0,33 \pm 0,20 - 0,13) \cdot 10^{-4} .$$

### 5 . 2 Mesure de la section efficace $\sigma(h^+h^-)$ à 300 MeV/c

La section efficace de cette réaction s'exprime par la relation classique

$$\sigma(h^+h^-) = \frac{N(h^+h^-) \cdot A}{N(\bar{p}) \cdot \epsilon \cdot \mathcal{N}^o \cdot \rho \cdot \bar{l}}$$

dans laquelle :

$N(h^+h^-)$  = nombre de paires de hadrons produits en vol (  $80 \pm 10$  )

A = poids atomique de l'hydrogène ( 1g / mole )

$\epsilon$  = efficacité  $(h^+h^-) \cdot \Omega_h$  = efficacité moyenne en paires de hadrons à 300 MeV/c soit (  $9 \pm 1$  ) %

$N(\bar{p})$  = nombre d'antiprotons s'annihilant dans la cible :  $5,12 \cdot 10^6 \cdot (14,5 \pm 0,72) \cdot 10^{-2}$

$\mathcal{N}^o$  = nombre d'Avogadro :  $6,02 \cdot 10^{23}$  atomes / mole

$\rho$  = densité de l'hydrogène liquide (  $0,071$  g / cm<sup>3</sup> )

$\bar{l}$  = parcours moyen des antiprotons avant arrêt obtenu par reconstruction des vertex pour des antiprotons au repos , soit  $\bar{l} = 22,5 \pm 2$  cm

Nous obtenons ainsi :

$$\sigma(h^+h^-) = (1,25 \pm 0,23) \text{ mbarns}$$

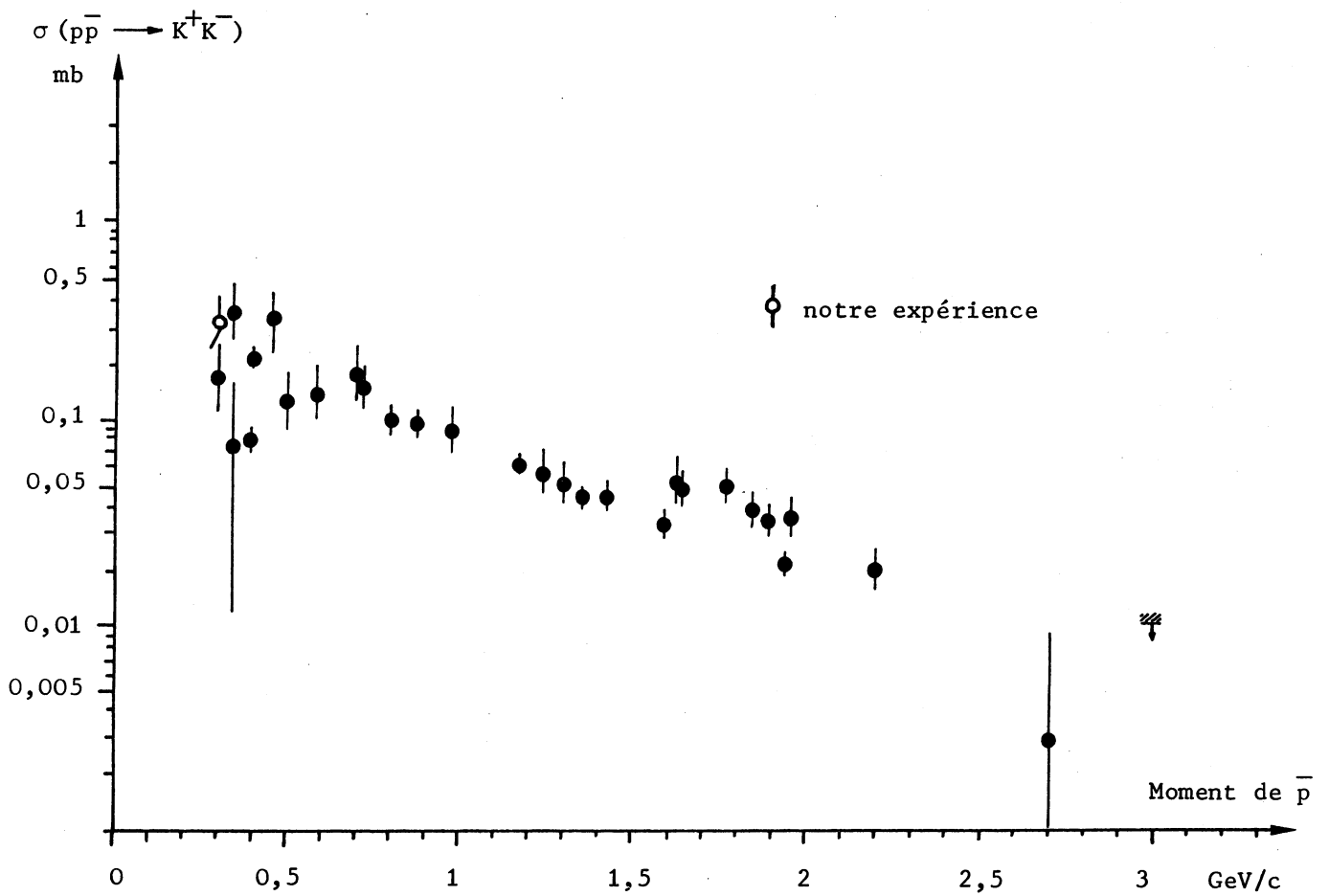
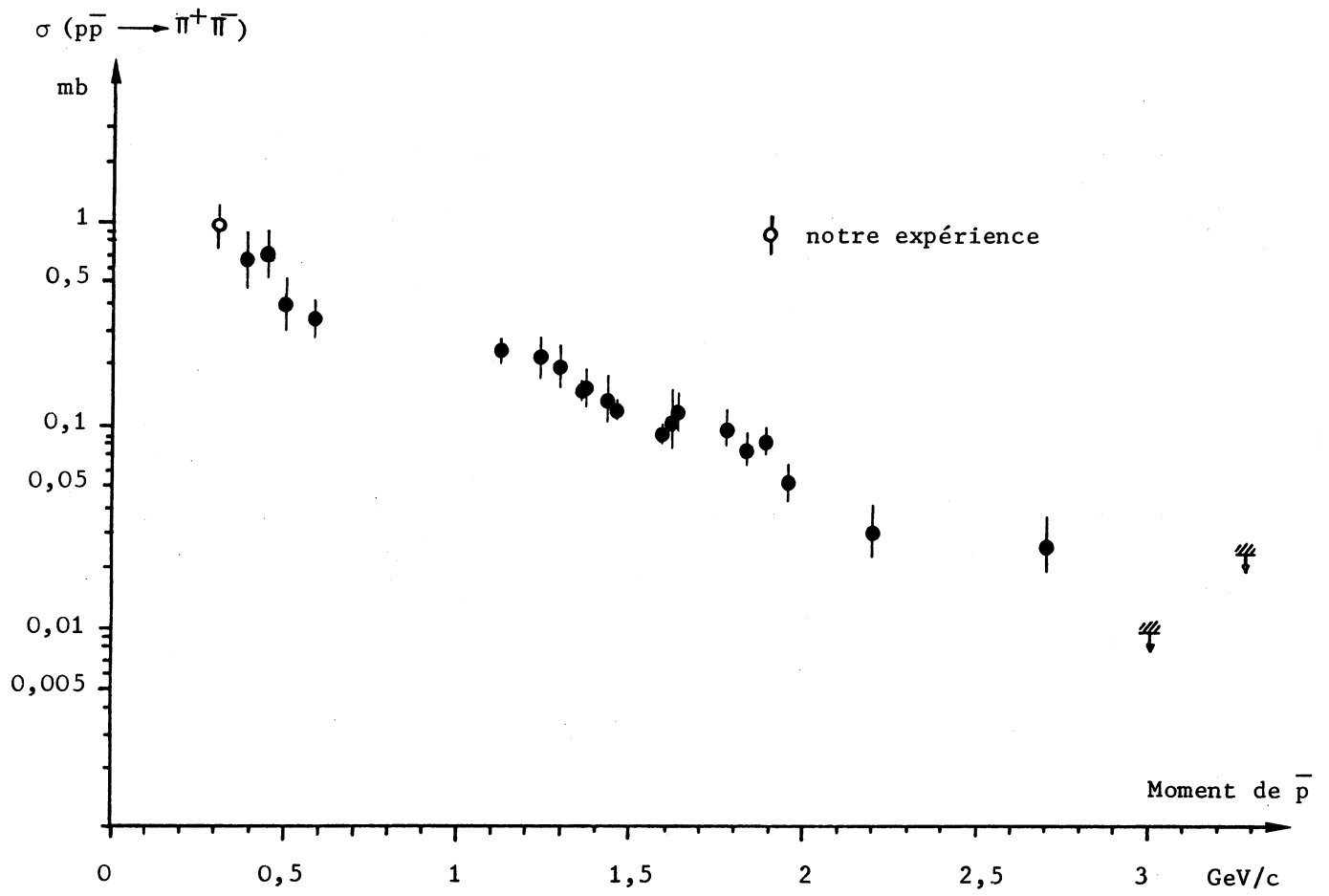


Fig . 51 .

Cette valeur est en accord avec les données expérimentales existantes pour cette réaction Réf. (39,46) . Par exemple , lorsqu'on suppose une variation de la section efficace  $\sigma(h^+h^-)$  en  $a/p$  pour les faibles valeurs de moments , la constante "a" résultant du lissage de ces données correspond à environ 300 mbarns . MeV/c , ce qui donne 1 mbarn pour  $\sigma(h^+h^-)$  à 300 MeV/c . En prenant un rapport  $\frac{\sigma(K^+K^-)}{\sigma(\pi^+\pi^-)}$  de  $0,33 \pm 0,05$  , valeur estimée pour des moments de 500 MeV/c Réf.( 38 ) et Réf. ( 46 ) , nous pouvons en déduire les deux sections efficaces :

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^+\pi^-) &= (0,94 \pm 0,18) \text{ mbarns} \\ \sigma(K^+K^-) &= (0,31 \pm 0,07) \text{ mbarns} \end{aligned}$$

que nous avons représentées sur la figure ( 51 ) avec les données expérimentales correspondantes .

On peut également tirer de ces résultats , une grandeur intéressante qui est le rapport de branchement en deux hadrons :

$$B_{h^+h^-} = \frac{\Gamma(h^+h^-)}{\Gamma(\text{total})} = (0,50 \pm 0,09) \%$$

et qui confirme un comportement approximativement constant de cette quantité pour les faibles moments Ref. ( 38 ) . En utilisant cette valeur de  $B_{h^+h^-}$  , on peut tirer le rapport à 300 MeV/c :

$$B_{e^+e^-} = (1,65^{+1}_{-0,7}) \cdot 10^{-7}$$

### 5 . 3 Mesure de la section efficace $\sigma(e^+e^-)$ à 300 MeV/c

La section efficace  $\sigma(e^+e^-)$  peut être déduite des résultats précédents :

$$\sigma(e^+e^-) = \sigma(h^+h^-) \cdot \frac{(e^+e^-)}{(h^+h^-)}$$

soit  $\sigma(e^+e^-) = (41^{+26}_{-18}) \text{ nbarns}$

valeur qu'on retrouve évidemment lorsqu'on fait la détermination directe à partir de  $(6^{+3}_{-2})$  paires d'électrons pour  $121 \cdot 10^8 \cdot (14,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$  antiprotons s'annihilant dans la cible .

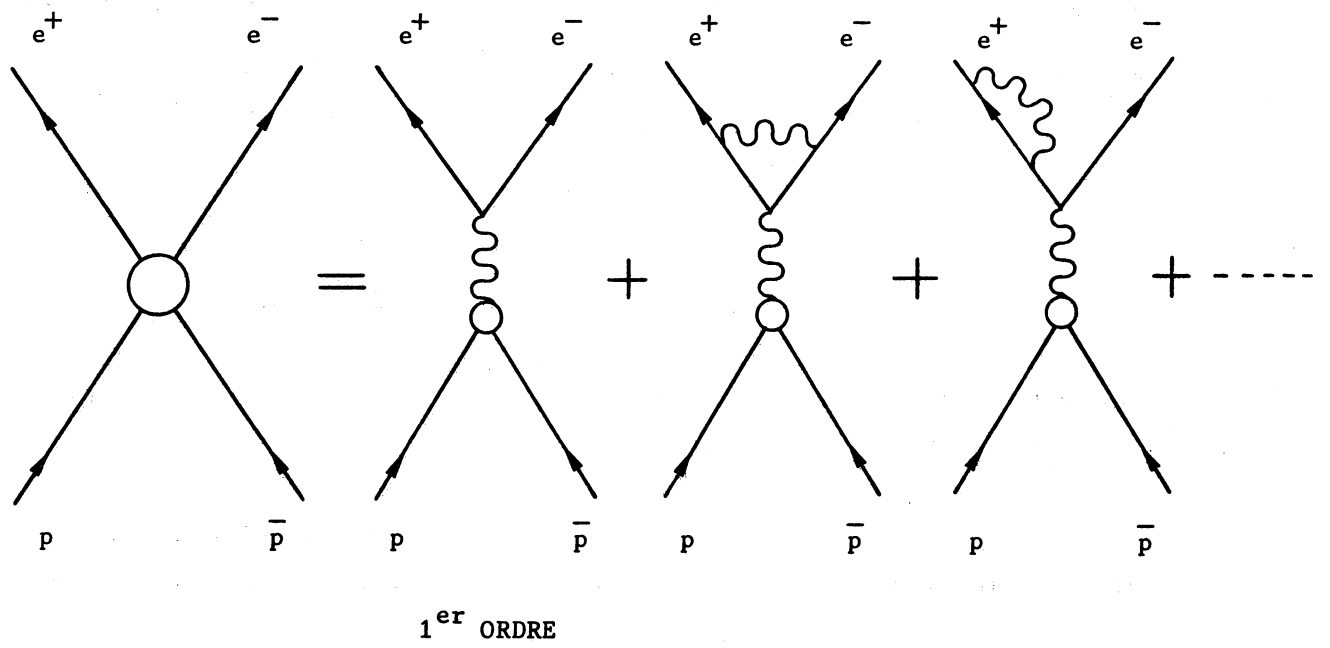


Fig . 52 . DEVELOPPEMENT DE L'ANNIHILATION PROTON-ANTIPROTON

5 . 4 Calcul des facteurs de forme à  $q^2 = - 3,61 \text{ (GeV/c)}^2$

Avec les hypothèses précédentes , et pour des moments des antiprotons voisins de 300 MeV/c , les facteurs de forme électromagnétiques du proton prennent la valeur

$$G = \frac{1}{\hbar c} ( 8,30 \begin{smallmatrix} + 2,6 \\ - 1,6 \end{smallmatrix} ) . 10^{-2} \text{ MeV.cm}$$

soit

$G = 0,42 \begin{smallmatrix} + 0,14 \\ - 0,08 \end{smallmatrix}$
---

IV . 6 . CORRECTIONS RADIATIVES

L'interaction électromagnétique  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  réalisée par l'échange d'un seul photon , n'est en fait que le premier terme du développement dans la théorie des perturbations . En effet , lorsqu'on fait la mesure de la section efficace  $\sigma (e^+e^-)$  , on y inclut obligatoirement tous les processus d'ordre élevé qui n'interviennent dans le développement de l'amplitude de diffusion , figure ( 52 ) , qu'avec des constantes de couplage  $\alpha^n$  (  $n > 1$  ) et ne présentent donc que des termes correctifs rapidement négligeables .

A cela s'ajoutent les corrections radiatives infrarouges produites par l'émission de photons d'énergie variable pouvant aller jusqu'à des valeurs très faibles , au niveau même du vertex de l'annihilation . Ces photons de basse énergie ne sont généralement pas vus par nos détecteurs et contribuent à réduire l'énergie disponible pour les deux électrons créés . Ces corrections infrarouges doivent être estimées expérimentalement puisqu'elles dépendent directement de la résolution de notre appareillage .

Il faudrait encore tenir compte des corrections radiatives dans la cible elle-même , mais étant donné le peu de matière rencontrée par les électrons , leur estimation est très inférieure à 1 % et de ce fait elles sont négligeables devant les deux précédentes .

Pour évaluer ces différents termes , nous avons utilisé une méthode développée pour estimer les corrections radiatives en anneaux de collisions d'électrons Réf. ( 47 ) .



- Corrections radiatives intinsèques

La section efficace différentielle expérimentale  $\frac{d^2 \sigma_E}{d \cos \theta d \varnothing}$  peut être reliée à la section efficace théorique correspondant au premier ordre  $\frac{d^2 \sigma_0}{d \cos \theta d \varnothing}$  par une relation simple du genre :

$$\frac{d^2 \sigma_E}{d \cos \theta d \varnothing} = (1 + \lambda) \frac{d^2 \sigma_0}{d \cos \theta d \varnothing}$$

avec

$$\lambda = \frac{\alpha}{\pi} \left( -\frac{2}{3} \pi^2 - \frac{28}{9} + \frac{13}{3} \text{Log } 2\gamma \right)$$

$$\gamma = \frac{E_e}{M_e}$$

ce qui donne  $\lambda \simeq 6\%$  pour des électrons d'un GeV .

- Corrections radiatives totales

Pour faire intervenir les corrections radiatives infrarouges , on doit tenir compte de l'énergie manquante sur les deux électrons qui est dissipée sous forme de rayonnement de basse énergie :

$$\frac{d^2 \sigma_E}{d \cos \theta d \varnothing} = N^{-1} \left( \frac{\Delta \omega}{E} \right)^\beta (1 + \lambda) \frac{d^2 \sigma_0}{d \cos \theta d \varnothing}$$

où  $N$  est une constante de normalisation proche de 1 lorsque  $\Delta \omega \ll E$  ,  $\beta$  est une grandeur estimée à 0,072 pour des électrons d'un GeV et caractérise le spectre du rayonnement de basse énergie . L'énergie manquante maximale est :

$$\Delta \omega = \sqrt{2} \cdot \Delta E \simeq 350 \text{ MeV}$$

$E$  étant l'énergie d'un électron et  $\Delta E$  la résolution en énergie de l'appareillage (  $\frac{\Delta E}{E} = \pm 22\%$  ) . Ces valeurs conduisent à  $\sigma_E \simeq 0,98 \sigma_0$  , ce qui correspond donc à des corrections radiatives de l'ordre de 2% .

Comme  $G$  est proportionnel à  $\sqrt{\sigma(e^+e^-)}$  , l'erreur introduite par les corrections radiatives est donc négligeable devant les erreurs expérimentales .

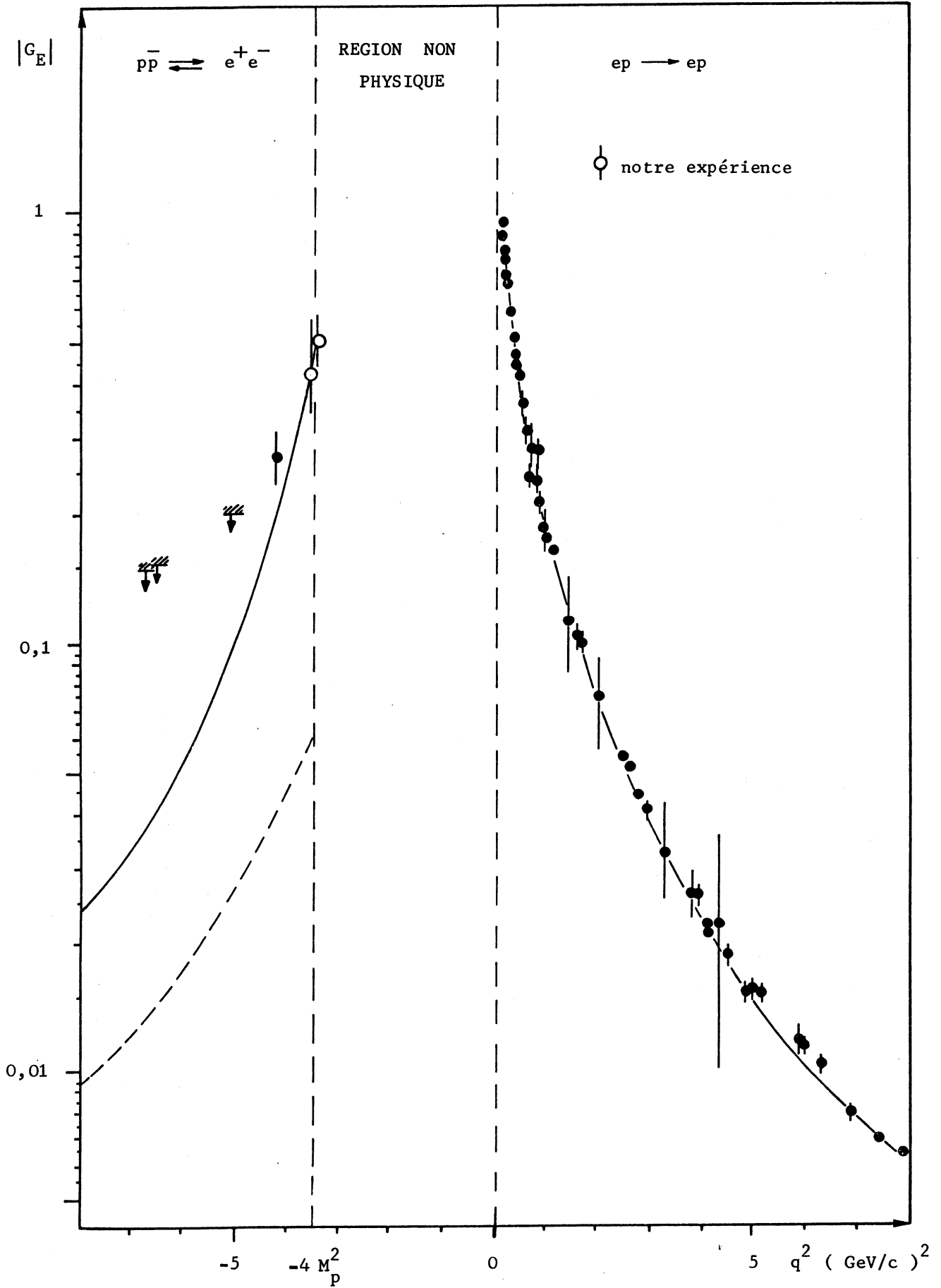


Fig . 53 . LISSAGE DES DONNEES EXPERIMENTALES

IV . 7 . LISSAGE DES DONNEES EXPERIMENTALES DES FACTEURS DE FORME

A partir du formalisme de Zovko , (voir chapitre I) , nous avons réalisé un lissage par la méthode des moindres carrés , des données expérimentales concernant  $|G_E|$  dans la région espace jusqu'à 8  $(\text{GeV}/c)^2$  , ( 45 points , poids 1 ) , en y associant nos résultats pour  $q^2 = - 3,52 (\text{GeV}/c)^2$  et  $q^2 = - 3,61 (\text{GeV}/c)^2$  ainsi que celui d'Adone , ( 3 points , poids 20 ) . Ce lissage à deux paramètres  $C^S$  et  $C^V$  a été obtenu en utilisant les trois résonances connues :  $\rho$  ( 765 MeV ) ,  $\omega$  ( 783 MeV ) et  $\phi$  ( 1020 MeV ) et les trois résonances  $\omega'$  ( 1200 MeV )  $f'$  ( 1250 MeV ) et  $f''$  ( 1600 MeV ) , ces deux dernières déjà mises en évidence dans plusieurs expériences dont la nôtre Ref. ( 35 ) .

Cette courbe représentée sur la figure ( 53 ) pour les deux valeurs  $C^S = 1,39$  et  $C^V = - 1,73$  (  $\chi^2/n_D = 2$  ) montre bien qu'un modèle à six mésons vectoriels comprenant des mésons vectoriels lourds , peut donner une représentation valable des facteurs de forme , alors qu'il est très difficile de prendre un modèle à trois pôles ( VDM restreint ) . En effet , à titre de comparaison , nous avons représenté en pointillé le lissage réalisé par Massam et Zichichi Réf. ( 14 ) pour les données du genre espace , en ne tenant compte que des trois mésons  $\rho$  ,  $\omega$  ,  $\phi$  : le résultat est identique au précédent pour les valeurs de  $q^2$  positives , mais par contre , il est très différent pour la région temps et varie assez peu lorsqu'on introduit les trois nouvelles valeurs de  $|G_E|$  pour  $q^2$  négatif ( pour avoir un changement significatif , on est obligé d'augmenter considérablement la pondération des données du genre temps ) . La contribution des mésons vectoriels très lourds (  $J/\psi$  ,  $T$  , ... ) peut être négligée près du seuil . Sous l'hypothèse  $|G_M| = 0$  , la valeur de  $|G_E|$  pour le méson vectoriel  $J/\psi$  , obtenue à partir du rapport de branchement  $\frac{\Gamma(e^+e^- \xrightarrow{J/\psi} p\bar{p})}{\Gamma(e^+e^- \xrightarrow{J/\psi} \text{total})}$  Réf. ( 48 ) , a été portée sur la figure( 54 ) .

Remarquons qu'une grande valeur du facteur de forme  $G$  implique une très forte attraction dans le système proton - antiproton . L'existence de mésons vectoriels  $1^{--}$  lourds n'est donc pas étonnante . Ces états n'étant d'ailleurs pas incompatibles avec une interprétation en termes de baryonium ou états quasi-nucléaires , figure ( 55 ) , ( masses

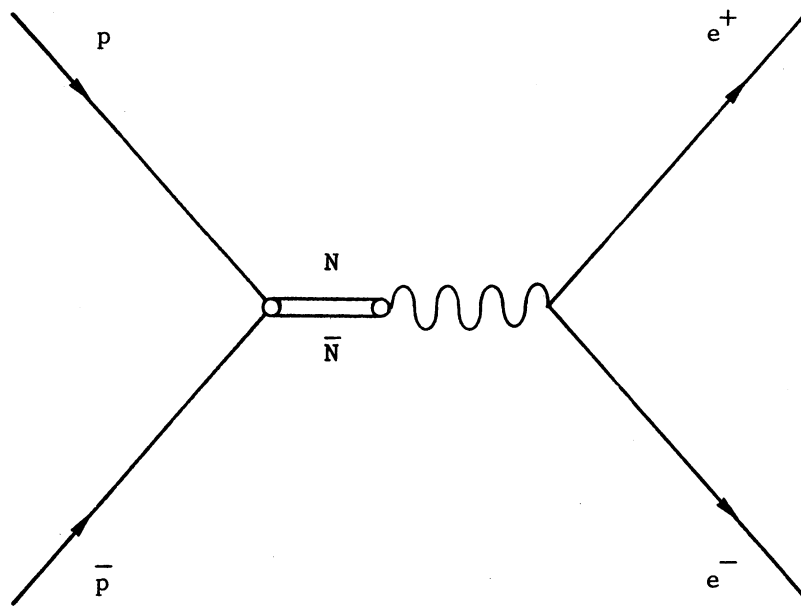


Fig . 55 . ETAT BARYON ANTIBARYON DANS L'ANNIHILATION  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$

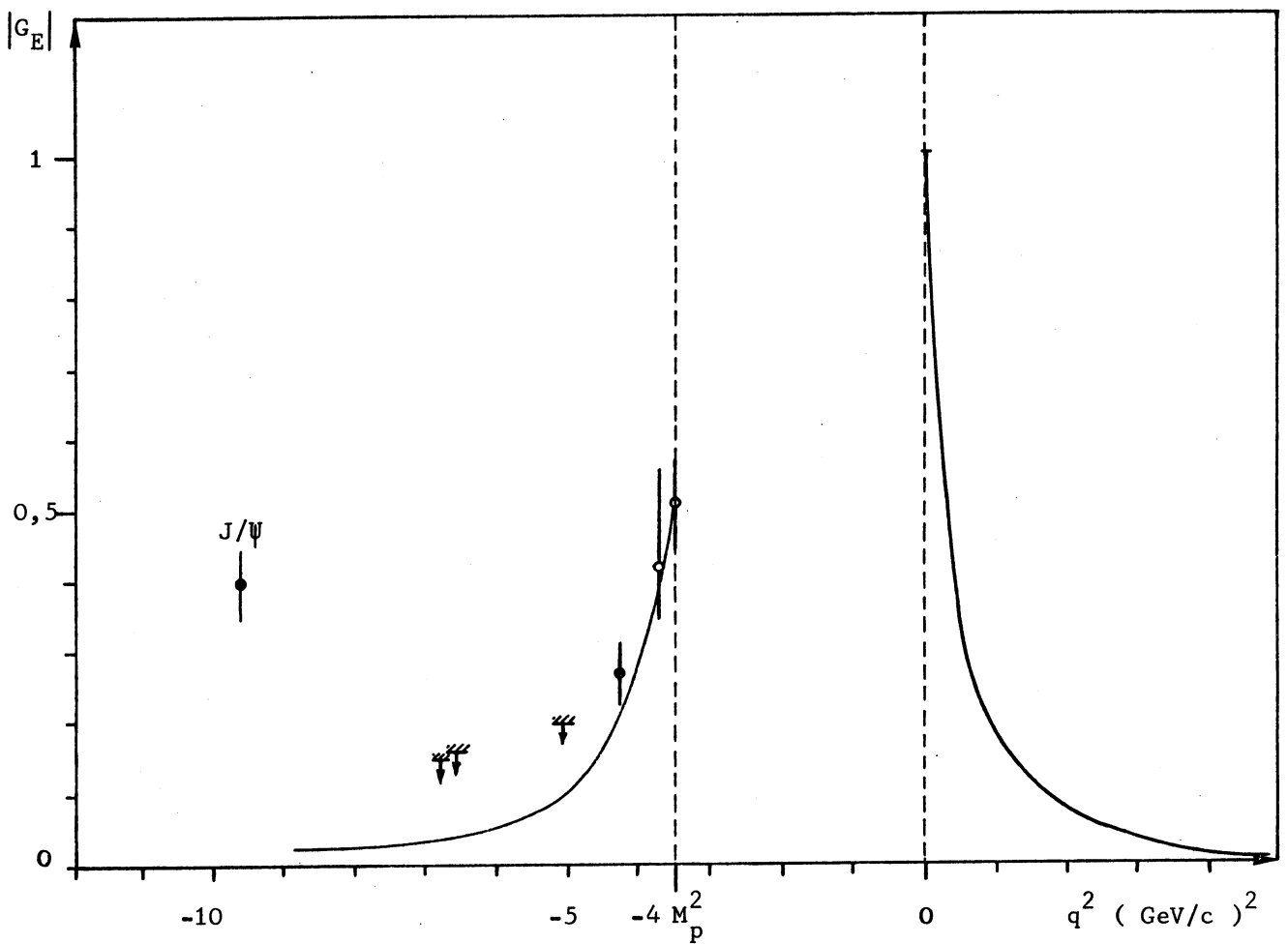


Fig . 54 .

de l'ordre de  $2 M_p$ , peu couplés aux voies  $2\pi$  ou  $3\pi$ , Ref. ( 49 ) )  
pourraient , dans cette interprétation , éventuellement fausser l'extra-  
polation de  $\sigma(\text{total})_p$  ( Chapitre IV , 4,5 ).

Nous pouvons également remarquer ( Chapitre I )  
en utilisant ce modèle de pôles , qu'une très grande connaissance de  
 $|G_E|$  dans la région espace renseigne très peu sur la structure du facteur  
de forme dans la région temps car  $|G_E|$  pour  $q^2 > 0$  est peu sensible aux  
pôles ou résonances vectorielles situées sur la coupure  $[-\infty, -4 M_\pi^2]$  .  
La réciproque , par contre , conduira à des représentations stables pour  
 $|G_E|$  dans la région espace .

Il faut considérer l'approche précédente comme une  
tentative d'interprétation , les données de la région temps n'étant pas  
assez nombreuses . En particulier , les constantes de couplage des diffé-  
rents mésons n'ont qu'une signification relative et subissent de trop  
grandes variations en fonction des nouvelles données , elles peuvent être  
considérées comme des constantes de couplage effectives . En outre , les  
largeurs des mésons vectoriels ont toutes été négligées . Pour avoir une  
situation plus stable , il faut accroître considérablement la précision  
des mesures de  $|G_E|$  et élargir le spectre vers les grandes valeurs négatives  
de  $q^2$  . D'autre part , pour éviter les problèmes dûs au protonium ,  
il faut limiter les mesures aux moments  $p \geq 10 \text{ MeV}/c$  .

CONCLUSION

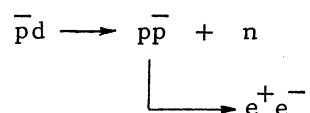
## C O N C L U S I O N

Notre expérience a pour la première fois et sans ambiguïté permis l'observation directe de paires d'électrons créés dans les annihilations proton - antiproton dans la région temps, la contamination étant négligeable pour les paires colinéaires produites au repos.

Les valeurs élevées au seuil de la région temps, des facteurs de forme électromagnétiques du proton corroborent l'hypothèse d'une forte attraction dans le système proton - antiproton à très basse énergie. L'analyse, à l'aide du modèle de la dominance vectorielle montre clairement qu'il est nécessaire de faire intervenir des mésons vectoriels lourds ( $M \simeq 1$  à  $2$  GeV) pour rendre compte de la structure électromagnétique du proton, les modèles restreints à trois mésons se révélant insuffisants. L'existence d'états de baryonium n'est d'ailleurs pas incompatible avec celle de ces mésons lourds. Cependant, le peu de données dans la région temps ne permet pas d'en obtenir des conclusions décisives sur les facteurs de forme qui sont, rappelons-le, d'une importance fondamentale quant à la structure du nucléon.

On peut espérer un développement considérable des expériences dans la région temps par la mise en oeuvre, au CERN en particulier, de faisceaux d'antiprotons "refroidis" de très forte intensité Réf. ( 50 ). On estime en effet, pouvoir réaliser des faisceaux de  $10^7$  antiprotons par bouffée, pratiquement sans contamination de pions, avec des dispersions en moment  $\frac{\Delta P}{P} < 10^{-3}$  et cela pour des moments pouvant descendre jusqu'à  $100$  MeV/c. Il devient alors possible de faire une étude systématique des facteurs de forme du proton depuis le seuil de la région temps jusqu'à des valeurs importantes de  $q^2$ . On pourrait obtenir  $6 \cdot 10^4$  évènements  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  au repos par jour, et on pourrait encore compter sur  $50$  évènements par jour à  $q^2 = -6,8$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

A partir de cette recherche systématique , il sera possible d'affiner les modèles de représentation des facteurs de forme du nucléon et de préciser les caractéristiques des mésons vectoriels déjà mis en évidence , ou même de découvrir de nouvelles structures résonnantes . En outre , l'étude des réactions du type



où le module au carré du quadrimoment transféré peut être inférieur à  $4 M_p^2$  , permettra l'évaluation des facteurs de forme dans la région non physique . Par suite , les relations de dispersion ou les lois de somme seront d'une grande utilité pour tester les modèles ou théories décrivant la structure du nucléon .



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

R E F E R E N C E S     B I B L I O G R A P H I Q U E S

- 1 - H. MUIRHEAD - The Physics of Elementary Particles -  
Pergamon Press . p. 509 .
- 2 - LANDAU et LIPSCHITZ - Mécanique quantique relativiste -  
Edition de la Paix . p. 211 .
- 3 - ROSENBLUTH , M.N. ( 1950 ) - Phys. Rev. 79 , 615 .
- 4 - MOTT , N.F. and MASSEY , H.S.W. ( 1949 ) - Theory of Atomic Collisions-  
Oxford .
- 5 - A. ZICHICHI and S.M. BERMAN ( 1962 ) - Nuovo Cimento - X - 24 . p. 170.
- 6 - B.E. LAUTRUP , A. PETERMAN and E. DE RAFAEL - Physics Reports 3 ( 1972 )  
193 .
- 7 - J.E. BOWCOCK and KANELLOPOULOS ( 1968 ) - Nucl. Phys. B 4 - 417 .
- 8 - R. FELST - Phenomenological Fits to the Nucleon Electromagnetic Form  
Factors based on V D M - DESY , Hamburg .
- 9 - C.R. SCHUMACHER and I.M. ENGLE - ANL / HEP 7032 .
- 10 - T.T. CHOU and C.N. YANG ( 1968 ) - Phys. Rev. 170 , 1591 .
- 11 - E. CLEMENTEL and C. VILLI ( 1958 ) - Nuovo Cimento - 4 - 1207 .
- 12 - R. JENGO , E. REMIDDI ( 1969 ) - CERN - Preprint TH. 1023 .
- 13 - P.H. FRAMPTON ( 1970 ) - Phys. Rev. D 1 , 3141 .
- 14 - T. MASSAM and A. ZICHICHI ( 1966 ) - Nuovo Cimento - 43 A - 1137 .
- 15 - T. MASSAM and A. ZICHICHI ( 1969 ) - Lettere al Nuovo Cimento - I - 1  
p. 387 .

- 16 - S.I. BILENKAYA , N.B. SKACHKOV and I.L. SOLOVTSOV ( 1977 )  
E 2 - 10404 , Dubna .
- 17 - N. ZOVKO - IX<sup>th</sup> Balaton Symposium on Particle Physics - June 1974 -
- 18 - N. ZOVKO ( 1975 ) - Fortschritte der Physik , 23 - p. 185 .
- 19 - R. HOFSTADTER ( 1963 ) - Electron scattering and nuclear and  
nucleon structure - W.A. Benjamin , New york .
- 20 - M. CONVERSI , T. MASSAM , TH. MULLER and A. ZICHICHI ( 1965 )  
Nuovo Cimento - 40 , 690 .
- 21 - D.L. HARTILL , B.C. BARISH , D.G. FONG , R. GOMEZ , J. PINE ,  
A.V. TOLLESTRUP , A.W. MASCHKE and T.F. ZIPF ( 1969 )  
Phys. Rev. 184 , 1415 .
- 22 - M. CASTELLANO , G. DI GIUGNO , J.W. HUMPHREY , E. SASSI PALMIERI ,  
G. TROISE , U. TROYA and S. VITALE ( 1972 )  
Nuovo Cimento . 14 A - N . 1 .
- 23 - G. BASSOMPIERRE , G. BINDER , P. DALPIAZ , P.F. DALPIAZ , M. FERRO-  
LUZZI , G. GISSINGER , S. JACQUEY , G. PERONI , F.M. SCHMITT , M.A.  
SCHNEEGANS and L. TECCHIO ( 1977 )  
NIM 140 - p. 251
- 24 - P.I.P. KALMUS , E. EISENHANDLER , W.R. GIBSON , C. HOJVAT , L.C.Y.  
LEE CHI KWONG , T.W. PRITCHARD , E.C. USHER , D.T. WILLIAMS , M.  
HARRISON , W.H. RANGE , M.A.R. KEMP , A.D. RUSH , J.N. WOULDLS ,  
G.T.J. ARNISON , A. ASTBURY , D.P. JONES and A.S.L. PARSONS ( 1971 )  
CERN 71 - 25 .
- 25 - CARBINCIUS and HYMAN ( 1970 )  
Phys. Rev. A 2 , 1834 .
- 26 - HANS BISCHEL  
UCRL 17538 .

- 27 - RITSON - High Energy Physics - p. 70 .
- 28 - ROSSI - High Energy Particles - Prentice Hall - (1952) p. 68 .
- 29 - C. SERRE ( 1967 ) - CERN 67 - 5 .
- 30 - L. MAZZONE ( 1973 ) - CERN MPS , MU - H - 73 . 1 .
- 31 - G. BALTAY , P. FRANZINI , G. LUTJENS , J.C. SEVERIENS , D. TYCKO  
and D. ZANELLO ( 1966 ) - Phys. Rev. vol. 145 , N 4 .
- 32 - T. MASSAM , TH. MULLER , M.A. SCHNEEGANS and A. ZICHICHI ( 1965 )  
Nuovo Cimento - 39 - p. 464 .
- 33 - A. RAMAKRISHNAN - Elementary Particles and Cosmic Rays - ( 1962 )  
Pergamon Press .
- 34 - H. MESSEL and D.F. CRAWFORD - Electron-Photon Shower Distribution  
Fonction - Pergamon Press .
- 35 - G. BASSOMPIERRE , G. BINDER , P. DALPIAZ , P.F. DALPIAZ , G. GISSINGER ,  
S. JACQUEY , C. PERONI , A. RUZZA , M.A. SCHNEEGANS and L. TECCHIO  
Physics Letters - 65 B - 4 ( 1976 )
- 36 - G.L. GISSINGER - Thèse de Doctorat d'Etat - Mulhouse ( 1977 )
- 37 - L.N. BOGDANOVA , O.D. DALKAROV , B.O. KERBIKOV and I.S. SHAPIRO  
ITEP - 27 - Moscow ( 1975 )
- 38 - G. BALTAY , N. BARASH , P. FRANZINI , N. GELFAND , L. KIRSCH ,  
G. LUTJENS , D. MILLER , J.C. SEVERIENS , J. STEINBERGER , T.H. TAN ,  
D. TYCKO , D. ZANELLO , R. GOLDBERG and R.J. PLANO ( 1965 )  
Physical Review Letters - 15 - p. 532 .
- 39 - E. BRACCI , J.P. DRULEZ , E. FLAMINIO , J.D. HANSEN and D.R.O.  
MORRISON - CERN / HERA 73 - 1 ( 1973 )
- 40 - A.S. CAROLL et al. - Phys. Letters 32 - 247 ( 1974 )

- 41 - V. CHALOUKKA et al. - Phys. Letters 61 B - 487 ( 1976 )
- 42 - T.B. DAY , G.A. SNOW , J. SUCHER - Phys. Rev. Lett. , 3 , N 1 ( 1959 )
- 43 - G. BINDER - Thèse de Doctorat d'Etat - Mulhouse ( 1979 )
- 44 - G. BASSOMPIERRE , G. BINDER , P. DALPIAZ , P.F. DALPIAZ , G. GISSINGER,  
S. JACQUEY , C. PERONI , M.A. SCHNEEGANS , L. TECCHIO  
Proceeding of the IV European Antiproton Symposium - BARR ( 1978 )
- 45 - E.G. AULD et al. - Phys. Letters 77 B , N 4,5 ( 1978 )
- 46 - R. BIZZARI , P. GUIDONI , F. MARZANO , G.C. MONETI , D. ZANELLO ,  
E. CASTELLI and M. SESSA - Lett. Nuovo Cimento , 1 , 749 ( 1969 )
- 47 - ETIM-ETIM , G. PANCHERI and B. TOUSCHEK - LNF - 66 / 38 ( 1966 )  
nota interna 331 FRASCATI .
- 48 - W. BRAUNSCHWEIG et al. ( DASP collaboration ) - DESY 75 / 14 ( 1975 )
- 49 - O.D. DALKAROV , I.S. SHAPIRO - Preprint ITEP 154 - Moscow ( 1978 )
- 50 - P. DALPIAZ , P.F. DALPIAZ , M.A. SCHNEEGANS and L. TECCHIO  
IV European Antiproton Symposium - BARR ( 1978 )

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur G. SUTTER , professeur à l'Université Louis Pasteur , Directeur de l'Ecole d'Ingénieurs Physiciens de Strasbourg de m'avoir accueilli au Laboratoire d'Electronique et d'Instrumentation Nucléaire de l'Université de Haute Alsace .

Que Monsieur F.M. SCHMITT , Professeur à l'Université de Haute Alsace , veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour m'avoir initié à la recherche scientifique et m'avoir permis de participer à cette expérience en me confiant ce présent travail .

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma gratitude envers Messieurs G. BASSOMPIERRE et M. SCHNEEGANS qui m'ont initié à la physique des particules et fait bénéficié , sans jamais compter leur temps , de leurs connaissances tant théoriques qu'expérimentales dans le domaine des Hautes Energies . C'est grâce à leurs compétences et leur patience que ce travail a pu être mené à bien .

Cette expérience a été possible grâce à la collaboration efficace et amicale des physiciens de l'Université de TURIN , Monsieur et Madame les Professeurs P. et P.F. DALPIAZ , Madame G. PERONI et Monsieur L. TECCHIO . Je les en remercie vivement .

Je remercie sincèrement Monsieur J. BAILEY , Directeur de l'Institut National de Physique Nucléaire d'Amsterdam , pour ses conseils précieux , pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et sa participation au jury de cette thèse .

Que Monsieur le Professeur R. STEIN et Monsieur J. GRESSER , Maître de Conférences, à l'Université de Haute Alsace soient remerciés pour avoir accepté de faire partie du jury de la thèse .

Je remercie Messieurs G. BINDER , J.P. CAYROU , G. GISSINGER , R. KLEIN et G. MOSSER pour leur collaboration constante et efficace .

J'exprime toute ma reconnaissance envers les personnes qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail en particulier Messieurs F. EBY , S. JANET , B. JOLICARD ainsi que l'équipe des techniciens de l'Université de TURIN .