

PH I/COM-72/27  
22 juin 1972

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051814

PHYSIQUE I  
COMITE DES EXPERIENCES ELECTRONIQUES

PROPOSITION D'EXPERIENCE

BISPECTROMETRE SYMETRIQUE  
POUR LA RECHERCHE SYSTEMATIQUE DE MASSES LOURDES\*)

F. Binon, P. Duteil, M. Gouanère, L. Hugon,  
J. Jansen, J.P. Lagnaux, J.P. Peigneux, M. Spighel et J.P. Stroot

Collaboration IISN (Belgique) - IPN-Orsay (France)

G E N E V E

1972

---

\*) Voir notre lettre d'intention sur le même sujet, PH I/COM-71/17, du 6 avril 1971.



Un exemple typique d'un tel processus est la production du dimuon telle qu'elle a été étudiée par Lederman et al. [Phys. Rev. Letters 25, 1523 (1970)], qui mentionnent la possibilité d'existence d'un dimuon d'une masse de  $3,5 \text{ GeV}/c^2$  environ.

## 1.2 Cinématique

Nous recherchons la particule X :

- a) Quand elle est produite au voisinage du repos dans le centre de masse de la collision,
- b) Quand elle émet ses deux produits de désintégration dans une direction voisine de la perpendiculaire à l'axe du faisceau incident sur la cible de production.

Dans ces conditions, la cinématique et la dynamique présentent des propriétés dont nous tirons avantage.

Quand  $X^2 \gg 2m_1m_2$ , la direction  $\theta_1$  et le rapport  $p_1/X$  de la quantité de mouvement observée à la masse X ne dépendront pas des valeurs de X,  $m_1$  et  $m_2$  (fig. 1 et 2).

$$\text{tg } \theta_1 = \sqrt{\frac{2}{\gamma_p - 1}} \cdot \frac{\sqrt{[X^2 - (m_1^2 + m_2^2)]^2 - 4m_1^2m_2^2}}{X^2 - (m_2^2 - m_1^2)} \approx \sqrt{\frac{2}{\gamma_p - 1}} .$$

$\gamma_p = E_{\text{tot}}/m_p$  est relatif au proton incident dans le laboratoire :

$$p_1 \sin \theta_1 = \frac{\sqrt{[X^2 - (m_1^2 + m_2^2)]^2 - 4m_1^2m_2^2}}{2X} \approx \frac{X}{2} ,$$

$$p_1 \approx \frac{X}{2} \cdot \sqrt{\frac{\gamma_p - 1}{8}} .$$

Les deux quantité  $\theta$  et  $p/X$ , peu sensibles aux autres paramètres, sont déterminées par la vitesse du centre de masse de la collision proton-nucléon.

Deux spectromètres observant la même cible de manière symétrique autour du faisceau incident permettent, en faisant varier systématiquement la quantité de mouvement dans chaque bras, proportionnellement à la masse  $X$  désirée, de chercher les  $X$  produits dans la région centrale dite de pionisation. L'angle d'observation de chaque bras est élevé; pour des collisions  $p$ -nucléon à 25 GeV/c il est de 272 mrad. On doit noter que le mouvement de Fermi des nucléons-cibles dans les noyaux et la présence des autres nucléons du noyau ne changent, en principe, ni la cinématique choisie, ni les conditions dynamiques. La nature de la cible de production est indifférente à ces conditions. On choisira l'hydrogène, le deutérium ou le béryllium ou l'uranium suivant les nécessités de la physique.

### 1.3 Rapport signal sur fond continu

Les conditions cinématiques ci-dessus donnent le maximum de quantité de mouvement transverse  $p_{1\perp}$  et  $p_{2\perp}$  pour les deux particules observées. C'est donc dans ces conditions cinématiques que le taux de particules "en simple" et que le fond continu en coïncidence réelle\*) et fortuite seront minima dans le bispectromètre, car les spectres inclusifs à un corps décroissent comme  $e^{-bp_{\perp}^c}$ , avec  $1 \leq c \leq 2$ . Nous sommes donc dans les conditions cinématiques d'observation les plus favorables, où la dynamique donne la valeur maximale pour le rapport pic-continuum pour une masse éventuelle.

Les fonds continus réel et fortuit décroissent très rapidement quand la quantité de mouvement augmente dans chaque bras, donc quand la masse  $X$  cherchée augmente. Cette situation est à l'opposé de celle des spectromètres de masse manquante. Elle est particulièrement favorable car elle permet la mesure de sections efficaces très petites, grâce à l'emploi des faisceaux de protons les plus intenses.

---

\*) Le fond continu en coïncidence réelle vient de la multiplicité des particules émises dans la collision  $p$ -nucléon. Son étude présente un intérêt en soi, car il représente le spectre des réactions inclusives à deux corps que nous discutons plus loin.

## 2. PHYSIQUE ETUDIEE

### 2.1 Problèmes de physique étudiés avec le bispectromètre

Nous dressons ici une liste de problèmes que nous développons ensuite

1. Recherche systématique de bosons lourds (entre 1,5 et 5 GeV/c) qui se désintègrent en deux particules chargées.
2. Détermination des nombres quantiques de ces nouveaux bosons (ou au moins, limitation des valeurs possibles de ces nombres) grâce aux différents modes de désintégration observés. Mesure de leur largeur.
3. En particulier, recherche systématique et simultanée des modes de désintégration  $e^+e^-$  et  $\mu^+\mu^-$  signant J et P, des bosons vectoriels lourds en vue de tester l'universalité  $e-\mu$  à  $q^2 \approx X^2$ . L'existence d'un boson vectoriel d'une masse proche de 5 GeV/c<sup>2</sup> serait particulièrement intéressante pour ce test. Recherche du  $\rho'$  et mesure du rapport de branchement en  $\mu^+\mu^-$ . Cette recherche des bosons lourds présente un caractère indispensable, car elle prépare l'étude plus complète qui pourra en être faite avec les nouveaux anneaux de collision à électrons de grande énergie, en indiquant la région où l'on pourra les trouver : cette recherche est impossible avec les anneaux de collision car la variation pas à pas de l'énergie dans toute la gamme possible demanderait un temps prohibitif.
4. Recherche du dilepton lourd produit dans une cible d'uranium. La possibilité, suggérée par Lederman et al., d'obtenir une "bosse" pour une masse de 3,5 GeV/c<sup>2</sup> demande à être confirmée avec une meilleure résolution en masse et un bruit de fond plus petit, que nous pensons obtenir avec le bispectromètre.
5. Un boson bien connu comme le  $\phi$ , bien qu'il soit responsable des échanges lors des interactions fortes, peut-il être produit d'une manière non périphérique? En particulier, la théorie thermodynamique de Hagedorn prévoit un comportement semblable des distributions des quantités de mouvement transverse et longitudinale : la distribution de  $p_{\parallel}$  d'un boson lourd est maximum à  $p_{\parallel} = 0$ . Feynman, avec une émission de partons type "bremsstrahlung", obtient le même résultat.
6. Les spectres inclusifs à deux corps mesurés grâce au bispectromètre permettent de mesurer les corrélations dans la région où les quantités de mouvement transverses  $p_{\perp}$  sont  $\gg m_{\pi}$ . Les corrélations dues à la frag-

mentation sont bien connues et reproduites par le calcul (Berger, Jacob, Slansky). Seules des mesures précises permettront d'aller au-delà de ces corrélations "triviales" pour fournir des indications utiles aux théories de production en cours de développement.

7. Réactions exclusives à trois corps par spectrométrie de masse manquante à deux corps observés.

8. Etude des productions de baryons excités dans une région intermédiaire entre la région de pionisation et la région de fragmentation.

## 2.2 Physique des bosons lourds : production

La production d'un boson lourd n'a aucune raison de découler d'un processus périphérique. Au contraire, si elle obéit à la phénoménologie des réactions inclusives telle qu'elle est décrite, entre autre, par les modèles de Hagedorn et Feynman, le boson lourd est formé de préférence au voisinage du repos dans le centre de masse de la collision. Sa quantité de mouvement longitudinale a une moyenne ne dépassant pas quelques centaines de MeV/c dans ce système. Dans le symbolisme d'Hagedorn, le boson lourd proviendrait directement d'une boule de feu locale. La distribution en quantité de mouvement peut s'écrire

$$W^{(cm)}(p_{\perp} p_{\parallel}) dx \approx \exp\left(-\frac{\sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}}{T}\right) F\left(\frac{2m_p \cdot x}{m + 3/2T}\right) \frac{2m_p}{m + 3/2T} dx$$

avec  $x = p_{\parallel}/E_{cm}$ . Chez Hagedorn, la fonction  $F$  est empirique et  $x$  ne peut dépasser  $(m + 3/2T)/2m_p$ . Chez Feynman,  $F$  est du type rayonnement de freinage en  $1/x$  avec un  $x_0$  très petit en limite minimale. La figure 3 représente les résultats de la théorie de Hagedorn dans le cas d'une masse de  $2 \text{ GeV}/c^2$  pour la distribution en  $p_{\perp}$  sur un axe et en  $p_{\parallel}$ . La comparaison avec une distribution uniforme sphérique montre clairement que la production du boson lourd est favorisée au voisinage du repos (fig. 3 c).

Ces théories de production justifient donc notre choix délibéré de chercher les masses lourdes produites au repos : nous avons non seulement les conditions maximales de sensibilité, mais aussi la probabilité de production est la plus grande dans ce domaine.

L'utilisation d'une cible en béryllium à la place d'une cible d'hydrogène peut être intéressante pour produire des résonances de masses élevées

par excitations successives\*) de plus en plus hautes lors de la diffusion multiple de la particule incidente dans le noyau. Dans ce mécanisme, la particule X finalement émise a une vitesse dans le laboratoire plus basse que dans la production. Dans ce cas, les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  d'ouverture du bispectromètre doivent être plus élevés et les rapports  $p_i/X$  plus faibles.

### 2.3 Physique des bosons lourds : désintégration

#### 2.3.1 Spin

Le spin d'un boson lourd est-il obligatoirement élevé? La théorie des pôles de Regge et les résultats du spectromètre de masse manquante montrent que le moment angulaire d'un boson augmente linéairement avec le carré de sa masse au sein d'une même famille de Regge définie par l'isospin I, l'hypercharge Y, le nombre baryonique B et le  $n = \pm 1$  (parité naturelle ou non). Mais il y a de forts arguments pour l'existence de trajectoires-filles de Regge qui abaisseraient le moment angulaire des bosons de masse lourds. Si de plus les trajectoires-filles pouvaient ne pas être parallèles à la trajectoire primaire et être moins inclinées, on pourrait trouver des bosons de masse lourde sans très grand moment angulaire. En particulier l'existence d'un  $\rho'(1^-)$  à 1,5 ou 2,0 GeV/c<sup>2</sup> pourrait trancher entre trajectoires parallèles ou non.

#### 2.3.2 Nombres quantiques

Dans la désintégration d'un boson en une paire de particule-antiparticule, les nombres quantiques sont donnés par le tableau 1.

Tableau 1

Réaction	Isospin	J <sup>P</sup>	G	P	C	CP
X → π <sup>+</sup> π <sup>-</sup>	0, 1, 2	0 <sup>+</sup> , 1 <sup>-</sup> , 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>-</sup> , ...	+1	(-1) <sup>L</sup>	(-1) <sup>L</sup>	+1
→ K <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	0, 1	0 <sup>+</sup> , 1 <sup>-</sup> , 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>-</sup> , ...	(-1) <sup>L+1</sup>	(-1) <sup>L</sup>		
→ π <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	} 1/2, 3/2	0 <sup>+</sup> , 1 <sup>-</sup> , 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>-</sup> , ...		(-1) <sup>L</sup>		
→ π <sup>-</sup> K <sup>+</sup>						
→ p $\bar{p}$	0,1		(-1) <sup>L+S+1</sup>	(-1) <sup>L+1</sup>	(-1) <sup>L+S</sup>	(-1) <sup>S+1</sup>
→ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup>	}	1 <sup>-</sup>				
→ μ <sup>+</sup> μ <sup>-</sup>						

\*) W.D. Walker, Phys. Rev. Letters 24, 1143 (1970).

L'étude des différents modes de désintégrations permet donc de fixer les nombres quantiques dans certaines limites. On remarquera que la désintégration en  $\overline{p}p$  n'impose aucune condition aux valeurs relatives du moment angulaire et de la parité du boson.

### 2.3.3 Largeurs partielles

La largeur partielle  $\Gamma_n$  de désintégration en deux corps dans un canal de moment angulaire initial  $L$ , si  $q_n$  est le nombre d'onde du canal et si  $R_n$  est le rayon de la région d'interaction où les particules de désintégration interagissent fortement, est donnée par

$$\Gamma_n = \gamma_n q_n \cdot R_n \cdot T_L^n(R_n/b_n) ,$$

avec  $b_n = [L(L+1)]^{1/2}/q_n =$  paramètre d'impact.  $\gamma_n$  est lié directement à la constante de couplage.  $T_L$  est le coefficient de transmission\*) à travers la barrière centrifuge. Par cette formule, on sépare les effets "cinématiques" déterminés par  $q_n$  et  $T_L^n$  dans  $q_n \cdot R_n \cdot T_L^n$ , des effets "dynamiques" déterminés par  $\gamma_n$  et  $R_n$ . Que sait-on exactement sur  $\gamma_n$  et  $R_n$ ?  $R_n$  est-il constant? A-t-il au moins des limites étroites? Van Hippel et Quigg\*\*), en se servant des prédictions de  $SU_3$  sur les largeurs partielles, pensent que le rayon plausible d'interaction se situe entre 0,25 et 0,75 fermi pour les résonances mésoniques en désintégrations fortes. Quant à  $\gamma_n$ , l'ignorance est presque complète. Si de plus on sait que, quand  $R$  varie dans ses limites (0,25 à 0,75 fermi), les autres quantités restent égales, les effets "cinématiques" peuvent varier de un à 9 ordres de grandeur suivant que  $L$  est égal à 1 ou à 10. On voit que la théorie ne peut prévoir actuellement les largeurs des bosons lourds; cette situation tient à ce que l'on ne connaît encore que très peu de résonances à moment angulaire élevé, avec tous leurs modes de désintégrations, et que ceci n'a pas permis de déterminer les lois sur  $\gamma_n$  et  $R_n$ . En particulier on ne sait pas si ces quantités ne varient pas. Par exemple, avec  $\gamma_n$  et  $R_n$  constants, on ne peut expliquer la forme de la résonance  $\Delta(1236)$ . Pour les résonances de  $J$  encore plus élevés, le modèle de barrière centrifuge prévoit un déplacement énergétique de la résonance suivant le canal de désintégration observé.

---

\*) Blatt et Weisskopf : Theoretical Nuclear Physics, p. 361.

\*\*) ANL/HEP 7129.

Néanmoins, examinons un des effets "cinématiques" prévisibles les plus importants dans le cas *improbable* où  $\gamma_n$  et  $R_n$  seraient suffisamment constants pour ne jouer aucun rôle. Pour des résonances à  $J$  élevé et parité  $n = \pm 1$  il est beaucoup plus probable d'avoir une désintégration en cascade dans laquelle une des particules de désintégration est une particule de faible masse, pion ou photon, et l'autre une résonance de masse moins élevée, de moment angulaire plus faible, de parité  $n = \mp 1$ , située sur une trajectoire fille si l'on est parti d'une trajectoire principale, ou l'inverse. On suppose cependant que  $\gamma_n$  défavorise l'émission photonique par rapport à celle d'un pion par le facteur  $\alpha/\pi$ .

Si la largeur de désintégration est faible dans un canal, la production par ce canal sera difficile et vice versa. En particulier Cline\*) prévoit que l'étude des résonances de spin faible et de masse un peu plus élevée que  $2 \text{ GeV}/c^2$  est intéressante par le canal  $p\bar{p}$ .

L'observation éventuelle d'une résonance attribuée à une trajectoire principale peut être le résultat d'une production indirecte en deux étapes. En effet une résonance "fille" de spin plus bas, donc produite peut être plus abondamment, a une probabilité importante de se désintégrer en produisant la résonance "principale".

#### 2.3.4 Largeurs totales

En supposant toujours  $R_n$  et  $\gamma_n$  constants et la relation  $J = \alpha M^2 + \alpha_0$  déduite de la théorie des pôles de Regge, on est conduit pour  $\Gamma_{\text{tot}}$  à

$$\Gamma_{\text{tot}} \approx \left[ (J/C) \ln (J/C) \right]^{-2\mu\sqrt{\alpha'J}}$$

avec  $C \approx 6$  et  $\mu =$  masse du pion.

Le modèle de Veneziano conduit à

$$\Gamma_{\text{tot}} \approx 1/\sqrt{J}.$$

Dans les deux cas, la largeur totale diminue quand  $J$  augmente. Il n'y a, à présent, aucun accord entre cette prévision et les résultats expérimentaux sur les largeurs de résonance en fonction de  $J$ .

---

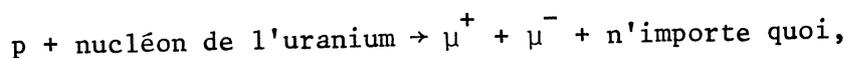
\*) ZGS, Summer Workshop on Meson Spectroscopy, July 19-21, 1971.

Pour les résonances situées sur les trajectoires filles, les largeurs cinématiques sont considérablement agrandies par rapport aux résonances de même masse situées sur les trajectoires principales. En particulier le modèle de Veneziano, qui prend un rayon R d'interaction grandissant comme  $J^{\frac{1}{2}}$  ou M (car dans ce modèle peuvent être échangés des mésons de spin arbitrairement élevés), prévoit que la largeur totale sur les trajectoires filles est environ cinq fois plus grande que sur les trajectoires principales. Pourtant la "bosse" S, qui est une résonance fille de  $1930 \text{ MeV}/c^2$ , observée dans la voie de production  $p\bar{p} \rightarrow K_S^0 K_L^0$  ainsi que dans les voies  $\pi^+\pi^-$  et  $p\bar{p}$ , est en contradiction par sa faible largeur ( $30 \text{ MeV}/c^2$ ) avec ses prédictions. La largeur des "bosses" T et U est également surprenante.

#### 2.4 Mésons vectoriels et paires de $\mu\mu$

Le facteur de forme réel observé du proton jusqu'à  $q_{\text{max}}^2 \approx 25 \text{ (GeV}/c^2)^2$  dans la diffusion de l'électron par le proton se traduit par une formule de dipole,  $G_e = 1/(1 + q^2/0,71)^2$ , et peut s'interpréter théoriquement avec les mésons vectoriels  $\rho$ , W et  $\phi$  en suggérant un  $\rho'$  entre  $0,9$  et  $1,1 \text{ GeV}/c^2$ . Depuis 1966 il manque expérimentalement un  $\rho'$  de même type, mais de masse plus élevée, entre  $1,5 \text{ GeV}/c^2$  et  $2,0 \text{ GeV}/c^2$ , pour l'analyse en pôle de Regge de l'échange de charge lors de la diffusion  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  sur cibles simple et polarisée. Ces méthodes indirectes de trouver, ou plutôt de suggérer, des mésons vectoriels sont peu sensibles et il est difficile expérimentalement d'aller plus avant. La méthode directe de recherche effective des mésons vectoriels lourds semble actuellement plus prometteuse, bien que les expériences de photoproduction n'aient encore rien donné. Le caractère vectoriel de ces mésons est mis en évidence par leur mode de désintégration en  $\mu\mu$  et/ou en  $ee$  et le rapport relatif d'embranchement est un test de l'universalité  $e\mu$  jusqu'à un moment de transfert  $q_{\text{max}}^2 = M^2$  si M est la masse du méson vectoriel le plus lourd.

L'expérience de Lederman et al., où sont détectées les paires de  $\mu$ , a mis en évidence d'une façon sûre un continuum de paires de muons dans la réaction



le continuum obéissant aux lois expérimentales :

$$a) \quad \frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}} = \frac{4 \cdot 10^{-33}}{m_{\mu\mu}^5} \text{ cm}^2/\text{GeV}/c^2 \text{ à } 25 \text{ GeV}$$

b) La section efficace totale de production augmente d'un facteur 5 quand l'énergie des protons passe de 22 à 29,5 GeV.

Aucune théorie ne parvient à expliquer cette variation avec l'énergie même si on peut expliquer la loi de  $d\sigma/dm_{\mu\mu}$  par une annihilation de partons-antipartons en  $\mu\mu$ , en prenant  $\lambda^2 \approx 2$  pour le carré de la charge d'un parton individuel.

Ce continuum n'exclut pas une bosse éventuelle vers  $3,5 \text{ GeV}/c^2$ , mais la présence de ce continuum limite la sensibilité des recherches futures de résonance par paires de  $\mu$  et d'électron. Il reste à confirmer par un dispositif plus sophistiqué un tel continuum en  $\mu\mu$  et simultanément son existence en  $ee$ . De plus, avec une meilleure résolution et un fond moindre, il reste à savoir si aucune structure en masse ne "pointe" sur ce continuum.

## 2.5 Réactions inclusives à deux corps à moments transverses élevés

Le bispectromètre permet de mesurer les réactions inclusives à deux corps dans le cas particulier où les quantités de mouvement transverses des deux particules observées sont telles que  $p_{\perp} \gg M_{\pi}$ . Le modèle de partons créé pour expliquer le creux inélastique dans la diffusion électron-proton permet d'éclairer le problème des  $p_{\perp}$  grands\*). Ces processus sont très sensibles aux petites distances transverses entre partons et constituent un test de base pour notre compréhension de la structure des hadrons. Un parton subit le phénomène de diffusion multiple dans la matière partonique; par une succession de chocs de petits  $p_{\perp}$ , un parton peut acquérir un grand  $p_{\perp}$ ; l'état final des hadrons dépend de l'état final des partons. Ainsi peut prendre naissance le processus à grand  $p_{\perp}$  par le principe de conservation des  $p_{\perp}$ . Le passage de l'état final des partons à l'état final des hadrons peut être décrit dans le modèle de nova proposé par Jacob et Slansky. Les masses élevées excitées seraient produites par une partie du mouvement longitudinal des partons.

Jusqu'à maintenant, la forme des spectres inclusifs à un corps a été étudiée en supposant l'absence de corrélations entre les quantités de mouvement transverses des diverses particules produites simultanément :

$$F(p_{1\perp}, p_{2\perp}) = f(p_{1\perp}) \times f(p_{2\perp}) .$$

---

\*) S.M. Berman, J.D. Bjorken et J.B. Kogut, Phys. Rev. D4, 3388 (1971).  
I. Montvay, rapport interne CERN/TH/1486.

On peut se poser la question fondamentale suivante : y a-t-il des corrélations à longue portée entre les  $p_{\perp}$ ? Les modèles de partons et de nova supposent, par conservation globale de  $p_{\perp}$ , une corrélation du type :

$$F(p_{1\perp}, p_{2\perp}) = f(\vec{p}_{1\perp} + \vec{p}_{2\perp}) ,$$

dans laquelle deux  $p_{\perp}$  forts, mais vectoriellement opposés, sont fortement favorisés. Ceci ne peut être mis en évidence que dans les spectres inclusifs à deux corps à grands  $p_{\perp}$  tels qu'ils sont mesurés avec le bispectromètre. Des corrélations de ce type éclaireraient singulièrement le modèle des partons si la matière partonique favorisait celles-ci. On mettrait ainsi en évidence un couplage parton-parton fort, analogue au couplage électromagnétique suggéré par la diffusion inélastique électron-proton : dans le modèle de Wu-Yang, les partons interagiraient fortement entre eux par l'intermédiaire de gluons,  $J = 1$ . L'étude de ces processus à forts  $p_{\perp}$  sont donc d'intérêt théorique considérable. La figure 4, tirée de Berman et al., illustre limpiment ces propos et démontre l'intérêt de l'étude proposée ici. Dans ce schéma, les partons resteront la base d'une dynamique justifiant la thermodynamique de Hagedorn.

## 2.6 Réactions exclusives à trois corps

Les réactions exclusives à trois corps, c'est-à-dire

$$p + p \rightarrow a + b + c ,$$

sont bien entendu un cas particulier de la réaction générale qui est étudiée avec le bispectromètre :

$$p + p \rightarrow a + b + \dots .$$

Dans le cas des réactions exclusives à trois corps, le bispectromètre agit comme un spectromètre de masse manquante : la particule  $c$ , qui peut être éventuellement une résonance, est entièrement déterminée quand on a mesuré la masse et le vecteur quantité de mouvement de  $a$  et  $b$ .

Lorsque le bispectromètre est réglé pour observer une particule  $X$  se désintégrant par le canal  $a + b$ , la paire  $(a, b)$  est quasiment au repos dans le centre de masse, donc la particule  $c$  est également au repos. De plus, la conservation du nombre baryonique impose ses propres contraintes. Dans ces conditions, les réactions exclusives à trois corps peuvent se diviser en trois cas :

- 1)  $p + p \rightarrow p + p + (\text{boson})$
- 2)  $p + p \rightarrow \pi + p + (\text{baryon})$   
 $\quad \quad \quad \left( \begin{array}{l} K + p + (\text{hypéron}) \end{array} \right.$
- 3)  $p + p \rightarrow \left. \begin{array}{l} \pi + \pi \\ K + \bar{K} \\ p + \bar{p} \end{array} \right\} + (\text{dibaryon})$

La probabilité de ces processus, quand la particule  $c$  est au repos dans le centre de masse, est sans doute très petite, surtout dans les cas (2) et (3). Tant que la masse de  $c$  ne dépasse pas elle-même quelques  $\text{GeV}/c^2$ , la masse invariante de la paire (a,b) est très élevée (de 4 à  $6,9 \text{ GeV}/c^2$ ), c'est-à-dire que  $a$  et  $b$  sont une quantité de mouvement transverse également très élevée. Toutefois, c'est dans ce domaine de mesure que la sensibilité du bispectromètre est la plus élevée.

Une étude utile des réactions à trois corps comme celle des corrélations dans les réactions inclusives à deux corps demande que le plus grand domaine d'espace de phase soit couvert. En refermant les bras du spectromètre, soit de façon symétrique, soit de façon dissymétrique, les conditions cinématiques peuvent être modifiées pour obtenir des conditions de production plus favorables. Le bispectromètre pourrait, de cette façon, apporter une contribution, entre autres, aux questions controversées du dibaryon et des résonances hypothétiques  $Z$  d'étrangeté  $+1$ .

Les paires de particules provenant d'un canal à trois corps apparaissent comme un bruit dans la recherche des masses lourdes. Pour séparer les contributions des deux processus, il est indispensable de modifier l'angle d'ouverture du bispectromètre, car la modification des conditions cinématiques change la masse apparente de la paire (a,b) du canal à trois corps alors que celle de  $X$  reste, bien entendu, invariante.

## 2.7 La recherche des bosons lourds est-elle crédible?

Le spin d'un boson lourd est-il obligatoirement élevé?

La largeur et la densité des résonances augmentent-elles avec leurs masses de telle sorte que ces résonances ne puissent plus se distinguer entre elles dans une sorte de continuum analogue au continuum des états excités du noyau? Ceci serait dû évidemment à l'augmentation du nombre de canaux ouverts.

Les désintégrations d'un boson lourd en deux particules stables  $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  sont-elles extrêmement faibles devant la désintégration en un grand nombre  $n$  de pions,  $n > 2$ , ou devant la désintégration en des mésons de masse intermédiaire conduisant par cascade finalement à ce même grand nombre  $n$  de pions?

En un mot, la recherche de bosons lourds détectables expérimentalement par leurs désintégrations en deux particules stables est-elle crédible?

Les contradictions expérimentales et théoriques relevées à la section 2.3 nous semblent prometteuse pour la méthode proposée, car elles montrent que la voie reste ouverte : tout apport expérimental sur des résonances de masse élevées permettra la détermination des rayons  $R_n$  d'interaction et des valeurs  $\gamma_n$  des largeurs partielles dynamiques.

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les conditions d'indépendance de l'angle  $\theta$  d'ouverture de chacun des spectromètres n'est remplie de façon satisfaisante que dans le cas des masses  $X \gtrsim 1 \text{ GeV}/c^2$  se désintégrant en  $e$ ,  $\mu$  et  $\pi$ . Il faut donc prévoir la possibilité de varier cet angle pour observer les désintégrations en  $K$  et  $p$ . De plus, il est souhaitable, si un  $X$  est observé dans les conditions décrites, de vérifier sa présence dans d'autres parties de l'espace de phase, soit en refermant de façon symétrique les deux spectromètres, dans ce cas la quantité de mouvement longitudinale de  $X$  n'est pas nulle pour  $X$ , soit en l'observant pour une position dissymétrique des bras. Enfin, l'étude des corrélations dans les réactions inclusives à deux corps, c'est-à-dire la forme du fond continu d'événements réels déjà mentionnés, peut être faite de manière utile avec le même dispositif à condition que la zone explorée soit suffisamment large.

#### 3.1 Description du bispectromètre

Nous avons dressé les plans d'un bispectromètre dont les deux bras sont mobiles entre 110 et 300 milliradians de part et d'autre de la direction incidente. Chaque bras est un simple spectromètre à focalisation à l'infini, équipé de détecteurs pour la mesure de la quantité de mouvement  $p_1$  et de l'angle d'émission  $\theta_1$ , et pour l'identification des différentes

particules :  $p^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $e^\pm$ . Une coïncidence à temps de résolution  $\tau$  court (0,4 nsec) entre les deux bras, possible grâce à la focalisation, fournit les nombres de paires entre toutes ces particules. Certaines, comme les paires  $\pi$ - $\mu$ , n'ont pas de signification physique propre, car le  $\mu$  provient en ce cas de la désintégration d'un  $\pi$  ou d'un  $K$ ; leur mesure est cependant importante car elle apporte les éléments de vérification et d'évaluation des différentes formes de bruit constituant le fond continu en  $\mu$ - $\mu$ .

La focalisation à l'infini est assurée par un système de lentilles quadrupolaires. L'analyse en quantité de mouvement se fait par une déviation magnétique de 40 milliradians dans le plan vertical, de façon à découpler la mesure de  $p$  et la mesure de l'angle  $\theta$  dans le plan horizontal. Après cette déviation, les particules traversent un mur de blindage par un collimateur long de 6 mètres et de 18,5 cm de diamètre intérieur (fig. 5). Ce blindage sépare l'expérience en deux parties : la zone "chaude" de la cible où ne se trouve aucun compteur, et la zone "froide" où sont placés les hodoscopes et les compteurs Čerenkov. Il permet de travailler effectivement avec un flux incident sur la cible de quelques  $10^{11}$  à  $10^{12}$  protons par impulsion. La déviation magnétique dans le plan vertical permet aussi d'utiliser une cible de production longue sans nuire à la précision de la mesure de la quantité de mouvement, car celle-ci est déterminée par la hauteur de la cible adaptée aux dimensions du faisceau  $\emptyset = 0,3$  à  $0,4$  cm.

### 3.2 Caractéristiques\*) de chaque spectromètre

Les caractéristiques de chacun des spectromètres sont les suivantes :

$\Delta\alpha$ horizontal	= $\pm 8,4$ mrad
$\Delta\beta$ vertical	= $\pm 40,0$ mrad
$\overline{\Delta\Omega}$ angle solide	= $1,1 \times 10^{-3}$ sr
$\overline{\Delta p}/p$ bande en quantité de mouvement acceptée	= 12,5%
Longueur utile de la cible	= 18,5 cm
Divergence intrinsèque acceptée du faisceau à la sortie du spectromètre	= $\pm 3,5$ mrad
Diamètre accepté du faisceau à la sortie du blindage	= 18,5 cm

---

\*) L'étude est faite au 3ème ordre près.

Voici la liste des figures illustrant ces caractéristiques.

- Fig. 6 : trajectoires-types dans les plans horizontal et vertical de déflexion.
- Fig. 7 : acceptances angulaires dans les plans horizontal et vertical pour différentes valeurs du décentrement  $d$  d'un point de la cible perpendiculairement au plan de déflexion et de  $\Delta p/p$ .
- Fig. 8 : valeur de l'angle solide d'acceptance  $\Delta\Omega$ , tirée de l'intégration des courbes de la figure 7 en fonction de  $\Delta p/p$  pour différentes valeurs de ce décentrement.
- Fig. 9 : largeur  $(\Delta p/p)_{\frac{1}{2}}$  de l'acceptance en quantité de mouvement, à mi-hauteur, tirée des courbes de la figure 8 pour différentes valeurs de ce décentrement  $d$ .
- Fig. 10 : produit  $\Delta\Omega \cdot (\Delta p/p)_{\frac{1}{2}}$  tirée des courbes des figures 8 et 9 pour différentes valeurs du décentrement  $d$ .

Le tableau 2 donne la résolution  $\Delta X$  sur la mesure de la masse en fonction de  $X$ , en tenant compte de la diffusion multiple dans les hodoscopes. La figure 11 est un histogramme typique de la réponse du bispectromètre dans la mesure de la masse de  $X$ .

Tableau 2

X en GeV/c <sup>2</sup>	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
$\pm\Delta X$ en MeV/c <sup>2</sup>	23	24	28	34	40	45	51	56

Tableau 3

X en GeV/c	1,5	2,7	5,1
p en GeV/c	2,8	5	9,5
Détection des $\mu$	Čerenkov à seuil		
Détection des K	DISC liquide		Compteur différentiel à gaz
Détection des p	DISC liquide		
Détection des $\pi$	Čerenkov à seuil		
Détection des e	Čerenkov à seuil		

### 3.3 Čerenkov d'identification

Le tableau 3 donne le type de Čerenkov utilisé pour l'identification des  $\mu$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\pi$ ,  $e$  dans l'ordre de placement des Čerenkov, en fonction de la masse  $X$ .

- $\gamma \leq 10$  : DISC avec radiateur liquide d'indice 1,24, de longueur de cellule 4 cm,  $\theta \approx 36^\circ$ , avec un  $\Delta\beta/\beta$  intrinsèque de l'ordre de  $10^{-3}$  avec un nouveau système de correction des aberrations.
- $20 \geq \gamma \geq 10$  : compteur différentiel à gaz  $\text{CH}_4$ ,  $\theta \approx 63,5$  mrad, longueur 1,0 m, avec un  $\Delta\beta/\beta$  intrinsèque de l'ordre de 1 à  $2 \times 10^{-4}$ , sans système de correction des aberrations.
- $\gamma \geq 20$  : détection des  $(\pi, \mu, e)$  par Čerenkov à seuil, sans réflexion sur les parois, type Serpukhov, longueur = 0,50 m.
- : détection des  $(\mu, e)$  par Čerenkov à seuil, même type, longueur = 2,5 m.
- : détection des  $e$  par Čerenkov à seuil, même type, longueur = 2,0 m.

La géométrie parallèle utilisée grâce à la focalisation à l'infini permet, seule, de réaliser non seulement une bonne résolution en temps, mais aussi une identification directe des particules par les compteurs simples, ayant une bonne réjection et de dimensions non monstrueuses.

## 4. CARACTERISTIQUES DU BISPECTROMETRE

### 4.1 Acceptance du bispectromètre

La valeur maximale de  $|p_X|_{\max}$  dans le centre de masse en fonction de  $X$  est donnée dans la courbe de la figure 12. Le tableau 4 montre pour les différentes valeurs de  $X$ , les bandes de  $p_{\perp}$  horizontal,  $p_{\perp}$  vertical, de  $p_{\parallel}$  et du rapport  $x = p_{\parallel} / |p_X|_{\max}$ , dans le centre de masse de la collision, acceptées par le bispectromètre, et relatives à la quantité de mouvement de la particule  $X$  produite.

Si  $n$  est le nombre d'événements détectés par cycle d'accélération,

$I$  est le nombre de protons incidents par cycle d'accélération,

N est le nombre de nucléons cible par  $\text{cm}^2$ ,

R est le rapport de branchement de la désintégration en deux corps considérée,

$\sigma_X$  est la section efficace totale de production de X dans la réaction considérée,

$\Delta\Omega$  est l'angle solide d'acceptance de chacun des bras du bispectromètre,

$\epsilon$  est l'efficacité de détection des compteurs,

nous avons la relation :

$$n = I \cdot N \cdot \epsilon^2 \cdot R \cdot \sigma_X \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot \text{jacobien} \cdot f$$

où f est la fraction des X produits dans la région de l'espace de phase "vue" par le bispectromètre. Nous supposons évidemment une désintégration isotrope de X :

$$f = \frac{1}{\sigma_X \cdot B} \int_{\text{paires}} \frac{d^3\sigma^*}{dp_{\parallel} dp_{\perp} dp_{\perp}} dp_{\parallel} dp_{\perp} dp_{\perp} .$$

A l'aide du modèle de Hagedorn et des acceptances en quantité de mouvement du tableau 4 obtenues par Monte Carlo, nous calculons cette fraction f. Les répartitions de  $p_{\perp X}$ , le long d'un axe transverse, et de  $p_{\parallel X}$  déduites de ce modèle sont présentées dans la figure 3. La figure 13 montre la fraction f en fonction de la masse X. Quand X est proche de  $5 \text{ GeV}/c^2$ , vers la limite cinématique,  $|p_X|_{\text{max}}$  tend vers zéro et devient plus faible que les bandes de p acceptées du tableau 4 : dans ces conditions, f tend vers 1.

Tableau 4

$M_X$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$\Delta p_{\parallel}$ ( $\text{MeV}/c$ )	$\Delta p_{\perp}$ hor. ( $\text{MeV}/c$ )	$\Delta p_{\perp}$ vert. ( $\text{MeV}/c$ )	$x = p_{\parallel} /  p_X _{\text{max}}$
2,0	$\pm 65$	$\pm 190$	$\pm 270$	$\pm 0,022$
3,0	$\pm 95$	$\pm 280$	$\pm 400$	$\pm 0,039$
4,0	$\pm 130$	$\pm 375$	$\pm 535$	$\pm 0,073$
5,0	$\pm 160$	$\pm 470$	$\pm 670$	$\pm 0,308$

On peut donner une valeur analytique approchée de  $f$ . Si  $\pm p\Delta\alpha$ ,  $\pm p\Delta\beta$  et  $\pm p(\Delta p/p) \sin \theta$  sont les bandes de quantité de mouvement dans le centre de masse acceptées par le bispectromètre suivant la direction d'arrivée des protons, l'axe vertical et la direction horizontale perpendiculaire à la direction d'arrivée des protons, on a, en remarquant que  $\Delta\alpha \Delta\beta \approx \Delta\Omega$ ,

$$f \approx \frac{1}{4} \frac{p^3 \Delta\Omega(\Delta p/p) \sin \theta}{\langle |p_{x\perp}| \rangle^2 \langle |p_{\parallel}| \rangle}$$

où  $\langle |p_{x\perp}| \rangle$  est la moyenne de la quantité de mouvement transverse sur un axe. On suppose que l'on est loin de la coupure cinématique, donc que

$$\langle |p_{x\perp}| \rangle \quad \text{et} \quad \langle |p_{\parallel}| \rangle \ll |p_x|_{\max} .$$

Quand  $X/T \gg 1$ , la théorie thermodynamique donne

$$\langle |p_{x\perp}| \rangle \approx \langle |p_{\parallel}| \rangle \approx 0,8 \sqrt{XT}$$

avec

$$0,12 \leq T \leq 0,16 \text{ GeV}/c^2 .$$

Quand  $0,8 \leq X \leq 3 \text{ GeV}/c^2$ ,  $f$  devient :

$$f \approx 0,49 \frac{(\gamma_p - 1)}{16} \left(\frac{X}{T}\right)^{3/2} \Delta\Omega \frac{\Delta p}{p} \left(1 + 0,875 \frac{T}{X}\right)$$

#### 4.2 Fond continu réel et fortuit

Le nombre  $N(d_1)$  de particules de type  $d_1$  détectées individuellement dans chacun des bras du bispectromètre par cycle d'accélération est, si  $\overline{\Delta p/p} < 1$  :

$$N(d_1) = IN 35 \times 10^{-27} \varepsilon \frac{d^2 N(d_1)}{d\Omega dp} \overline{\Delta\Omega} \overline{\Delta p} ,$$

où  $d^2 N(d_1)/d\Omega dp$  est le nombre de particules de type  $d_1$  produites, par proton interagissant, par  $\text{GeV}/c$  et par stéradian, à l'angle  $\theta_1$  et à la

quantité de mouvement  $p_1$  considérés. Le nombre<sup>\*)</sup> de protons interagissant par cycle d'accélération est  $IN 35 \times 10^{-27}$ , et l'expression

$$\varepsilon \frac{d^2N(d_1)}{d\Omega dp} \overline{\Delta\Omega} \overline{\Delta p}$$

est la probabilité de détection dans un bras d'une particule  $d_1$  pour une interaction dans la cible.

La probabilité de détection, par le bispectromètre, d'une paire de particules  $(d_1, d_2)$  provenant d'une même interaction dans la cible sans être les produits de la désintégration d'une particule X, est

$$\varepsilon^2 \frac{d^2N(d_1)}{d\Omega dp} \frac{d^2N(d_2)}{d\Omega dp} (\overline{\Delta\Omega})^2 (\overline{\Delta p})^2 ,$$

si l'on fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de corrélation entre les particules. Le fond continu réel  $N_R(d_1, d_2)_{\rho=0}$  de coïncidences réelles entre les particules  $d_1$  et  $d_2$ , dans ces conditions, se place sous un spectre de masses X éventuelles et s'étend sur toute la bande de masse  $\Delta X$

$$\Delta X \approx \frac{\overline{\Delta p}}{p} X$$

$$N_R(d_1, d_2)_{\rho=0} = \frac{N(d_1) N(d_2)}{IN 35 \times 10^{-27}}$$

Définissons ce fond continu réel par unité d'intervalle de masse

$$\frac{N_R(d_1, d_2)_{\rho=0}}{\Delta X} = IN 35 \times 10^{-27} \varepsilon^2 \frac{d^2N(d_1)}{d\Omega dp} \frac{d^2N(d_2)}{d\Omega dp} (\overline{\Delta\Omega})^2 \frac{\overline{\Delta p}}{p} X \frac{\gamma_p - 1}{8}$$

Le nombre  $N_F(d_1, d_2)$  de coïncidences fortuites, c'est-à-dire pour  $d_1$  et  $d_2$  ne venant pas d'une même interaction, est

$$N_F(d_1, d_2) = N(d_1) N(d_2) \frac{\tau}{T_F} \frac{1}{f_R}$$

---

\*) Le nombre de protons interagissants par cycle d'accélération pour  $1,5 \times 10^{12}$  protons incidents sur une cible de 18,5 cm de longueur, est  $\sim 4 \times 10^{10}$  avec l'hydrogène et de  $\sim 1 \times 10^{12}$  avec le béryllium.

par cycle d'accélération.  $T_F$  est l'intervalle de temps dans le cycle d'accélération où l'éjection peut être considérée presque stochastique.  $\tau$  est le temps de résolution de la coïncidence entre les deux bras.  $f_R$  est un facteur ( $f_R \geq 1$ ) qui tient compte de l'origine de l'interaction dans la cible. Si le point d'origine des trajectoires de particules est déterminé dans chaque bras grâce au système hodoscopique, et si la valeur du décentrement  $d$  perpendiculaire au plan de déflexion est mesurée avec une précision  $\pm \bar{d}$ , on est capable de trier des événements ne venant pas d'une même interaction dans la cible de longueur  $\pm \ell$  :  $f_R \approx \ell \sin \theta / \bar{d}$ . Le fond continu fortuit par unité d'intervalle de masse est

$$\frac{N_F(d_1, d_2)}{\Delta X} = N(d_1) N(d_2) \frac{\tau}{T_F} \frac{\bar{d}}{\ell \sin \theta} \frac{1}{(\Delta p/p)X} .$$

Nous mesurons en permanence  $N(d_1)$  et  $N(d_2)$ . Un moniteur secondaire étalonné permet de mesurer aussi en permanence le nombre de protons interagissants. De même, des circuits de coïncidences retardées plus une reconstitution des trajectoires permettent de mesurer en permanence  $N_F(d_1, d_2)$ . Le fond continu de fortuits est calculable et mesurable. De même, le fond continu d'événements réels peut être évalué en l'absence de corrélations. Cette quantité  $N_R(d_1, d_2)_{\rho=0}$  est proportionnelle au nombre de protons interagissants, alors que  $N_F(d_1, d_2)$  est proportionnel au carré de ce nombre. Le rapport entre ces deux fonds continus est

$$\frac{N_R(d_1, d_2)_{\rho=0} / \Delta X}{N_F(d_1, d_2) / \Delta X} = \frac{T_F \ell \sin \theta}{IN 35 \times 10^{-27} \tau \bar{d}} .$$

Dans notre cas, avec une cible d'hydrogène et  $1,5 \times 10^{12}$  protons incidents par cycle d'accélération, avec  $d/\ell \sin \theta \approx 0,2$  et avec  $\tau/T_F \approx 10^{-9}$ , on a  $N_R/N_F \approx 1/8$ . Si l'on peut mesurer en permanence  $N_F$  à 1 ou 2% de précision,  $N_R(d_1, d_2)_{\rho=0}$  peut être déterminé aisément avec le plein faisceau.

#### 4.3 Fond continu réel et coefficient de corrélation

Dans le cas général où la fonction\*) de corrélation  $\rho(d_1, d_2)$

$$\rho(d_1, d_2) = \frac{[d^4 N(d_1, d_2)]/d\Omega^2 dp^2}{\{[d^2 N(d_1)]/d\Omega dp\} \{[d^2 N(d_2)]/d\Omega dp\}} - 1$$

n'est pas nulle, le fond continu mesuré est :

$$\frac{N_R(d_1, d_2)}{\Delta X} = \frac{N_R(d_1, d_2)_{\rho=0}}{\Delta X} [1 + \rho(d_1, d_2)]$$

On en déduit d ux relations

$$N_R(d_1, d_2)_{\rho} = \frac{N(d_1) N(d_2)}{I N 35 \times 10^{-27}} [1 + \rho(d_1, d_2)]$$

et

$$\frac{N_R(d_1, d_2)_{\rho}/\Delta X}{N_F(d_1, d_2)/\Delta X} = \frac{T_F \ell \sin \theta}{I N 35 \times 10^{-27} \tau \bar{d}} [1 + \rho(d_1, d_2)] .$$

Les méthodes de mesure de la fonction de corrélation  $\rho(d_1, d_2)$  se déduisent de ces deux dernières formules. Si l'on veut avoir une sensibilité plus grande dans la mesure des corrélations et en particulier dans les cas où celles-ci sont très négatives et voisines de -1, il faut travailler avec un faisceau de protons réduit, par exemple à  $\sim 2 \times 10^{11}$  par cycle d'accélération.

---

\*) On peut montrer que notre définition de la fonction de corrélation  $\rho(d_1, d_2)$  est équivalente à la forme ci-dessous, plus habituelle, de la fonction de corrélation complètement normalisée

$$\frac{[(E_1 E_2)/\sigma_T] \{[d^6 \sigma(1, 2)]/dp_1^3 dp_2^3\}}{[(E_1 E_2)/\sigma_T^2] \{[d^3 \sigma(1)]/dp_1^3\} \{[d^3 \sigma(2)]/dp_2^3\}} - 1 =$$

$$\frac{\sigma_T \{[d^4 \sigma(1, 2)]/dp_{\parallel 1} dp_{\perp 1} dp_{\parallel 2} dp_{\perp 2}\}}{\{[d^2 \sigma(1)]/dp_{\parallel 1} dp_{\perp 1}\} \{[d^2 \sigma(2)]/dp_{\parallel 2} dp_{\perp 2}\}}$$

#### 4.4 Sensibilité du bispectromètre en $\pi^+\pi^-$ , $p\bar{p}$ et $K^+K^-$

Avant de calculer la sensibilité du bispectromètre, voyons la liste des critères employés et leur vraisemblance :

a) Le fait que  $N_F$  et  $N_R(\rho = 0)$  soient mesurables et que  $N_R(\rho = 0)$  soit calculable à partir des spectres individuels dans chaque bras à une précision de l'ordre du %, nous fait adopter le premier critère suivant : l'intensité du faisceau incident de protons sera réglé de telle façon que

$$N_R(\rho = 0) \geq N_F/10 .$$

Pour une cible d'hydrogène, ce critère est toujours vérifié. Il ne s'applique qu'à des cibles de deutérium ou de béryllium. Avec ce dernier, en particulier, nous verrons que le fond continu diminue tellement vite avec la masse X recherchée qu'au-delà d'une masse X de 4 GeV/c<sup>2</sup> ce critère peut également être abandonné.

b) Quand le fond continu est important, nous admettons qu'il est difficile de le définir à une précision meilleure que le %, vu les difficultés habituelles de monitoring, même si la précision statistique permettait de descendre en dessous du %. Nous demandons que la bosse due à une masse X éventuelle dépasse de 5% le fond continu

$$n_{(X)} \geq 0,05 [N_F + N_R(\rho = 0)]$$

c) Pour les raisons développées ci-dessus, nous admettons qu'il est inutile de dépasser la précision statistique de 1% sur le fond continu

$$N_F + N_R \lesssim 10.000 .$$

d) Nous demandons que le signal dû à une masse X éventuelle soit supérieure à 5 fois l'erreur statistique sur le signal dû au fond continu

$$n(X) \geq 5 \sqrt{N_F + N_R(\rho = 0)}$$

e) Quand la masse X recherchée augmente, le fond diminue si vite que les règles (a), (b), (c) et (d) finissent par n'être plus utiles. Nous demandons simplement alors d'avoir 25 événements groupés.

f) Pour balayer le spectre de masse X, nous faisons varier la quantité de mouvement et nous admettons de rester au maximum 50 heures sur une valeur. Nous rediscuterons plus loin des problèmes de temps de faisceau, mais pour balayer tout un spectre de masse entre 1,5 et 5 GeV/c<sup>2</sup>, il faut au maximum 13 points avec un pas en  $\Delta m/m$  de 8%.

Ces critères nous permettent donc de définir les conditions de l'expérience. De plus, ils nous permettent de calculer le produit minimum observable  $(\sigma_X R)_{\min}$ . Tous les tableaux et toutes les courbes qui suivent sont calculés dans l'hypothèse où la masse X recherchée a une largeur de 100 MeV/c<sup>2</sup>.

Les tableaux 5, 6 et 7 donnent respectivement les conditions de travail et de sensibilité du bispectromètre en  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  et  $p\bar{p}$  avec une cible d'hydrogène. La figure 14 représente dans le cas d'une cible d'hydrogène, avec un faisceau incident de  $1,5 \times 10^{12}$  protons par cycle de machine, le taux individuel de particules par cycle de machine, le taux individuel de particules par cycle de machine dans chacun des bras du bispectromètre en  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ , p et  $\bar{p}$ , en fonction de la masse X recherchée.

La figure 15 résume l'extrême sensibilité du bispectromètre en montrant le produit minimum observable  $(\sigma_X R)_{\min}$  en fonction de la masse X recherchée dans le cas d'une cible d'hydrogène avec les couples  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  et  $p\bar{p}$ .

#### 4.5 Sensibilité du bispectromètre en $\mu^+\mu^-$ et $e^+e^-$

L'expérience de Lederman et al. permet de prévoir le fond continu réel de paires de leptons  $N_R(l^+, l^-)$ , que l'on observera à l'aide du bispectromètre, tant en paires de muons qu'en paires d'électrons si on admet l'universalité ( $\mu e$ ). A partir de la relation

$$\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}} = \frac{4 \times 10^{-33}}{m_{\mu\mu}^5} \text{ cm/GeV/c}^2$$

déjà mentionnée au paragraphe 2.4 et des formules de l'acceptance du bispectromètre, le nombre d'événements dileptoniques observables par heure de prise de données avec  $1,5 \times 10^{12}$  protons incidents par cycle d'accélération du PS est calculé pour un noyau cible léger; le béryllium et pour un noyau cible lourd, l'Uranium. Les résultats sont présentés dans le tableau 5 et sur la figure 16.

Tableau 5

CIBLE : H<sub>2</sub>      Particules : π<sup>+</sup> - π<sup>-</sup>

$M_X$ GeV/c <sup>2</sup>	Critères	$N_p$ /burst	Temps de mesure en heures	$N_R$ (ρ = 0)	$N_F$	$n_X$	$\sigma_X^R$ cm <sup>2</sup>
1,5	$n_X = 5\sqrt{N_F + N_R}$	$1,5 \times 10^{12}$	$3,27 \times 10^{-2}$	827	9170	499	$2,2 \times 10^{-30}$
2,0	$n_X = 0,05(N_F + N_R)$	$1,5 \times 10^{12}$	$3,3 \times 10^{-1}$	1070	8920	499	$1,34 \times 10^{-31}$
2,5	$N_F + N_R \lesssim 10^4$	$1,5 \times 10^{12}$	4,72	1200	8790	499	$6,09 \times 10^{-33}$
3,0	$n_X = 5\sqrt{N_F + N_R}$	$1,5 \times 10^{12}$	50	609	4450	355	$2,56 \times 10^{-34}$
3,5		$1,5 \times 10^{12}$	50	24	176	71	$3,23 \times 10^{-35}$
4,0	$n_X = 25 \text{ évén.}/50 \text{ h.}$	$1,5 \times 10^{12}$	50	0,71	5,16	25	$5,18 \times 10^{-36}$
4,5		$1,5 \times 10^{12}$	50	0,014	0,10	25	$8,66 \times 10^{-37}$
5,0		$1,5 \times 10^{12}$	50	$3,0 \times 10^{-4}$	$2,2 \times 10^{-3}$	25	$2,59 \times 10^{-37}$

Tableau 6

CIBLE : H<sub>2</sub> Particules : K<sup>+</sup> - K<sup>-</sup>

M <sub>X</sub> GeV/c <sup>2</sup>	Critères	N <sub>p</sub> /burst	Temps de mesure en heures	N <sub>R</sub> (ρ = 0)	N <sub>F</sub>	n <sub>X</sub>	σ <sub>X</sub> R cm <sup>2</sup>
1,5	n <sub>X</sub> = 5√N <sub>F</sub> + N <sub>R</sub> n <sub>X</sub> = 0,05(N <sub>F</sub> + N <sub>R</sub> )	1,5 × 10 <sup>12</sup>	0,53	655	9340	499	2,57 × 10 <sup>-31</sup>
2,0	N <sub>F</sub> + N <sub>R</sub> ≲ 10 <sup>4</sup>	1,5 × 10 <sup>12</sup>	4,75	963	9030	499	1,99 × 10 <sup>-32</sup>
2,5	n <sub>X</sub> = 5√N <sub>F</sub> + N <sub>R</sub>	1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	802	6310	421	9,76 × 10 <sup>-34</sup>
3,0		1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	19	144	64	8,64 × 10 <sup>-35</sup>
3,5	n <sub>X</sub> = 25 évén./50 h	1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	0,73	5,53	25	2,01 × 10 <sup>-35</sup>
4,0		1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	1,32 × 10 <sup>-2</sup>	9,9 × 10 <sup>-2</sup>	25	8,65 × 10 <sup>-36</sup>
4,5		1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	1,97 × 10 <sup>-4</sup>	1,46 × 10 <sup>-3</sup>	25	1,38 × 10 <sup>-36</sup>
5,0		1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	1,24 × 10 <sup>-6</sup>	9,21 × 10 <sup>-6</sup>	25	3,98 × 10 <sup>-37</sup>

Tableau 7

CIBLE : H<sub>2</sub> Particules : p - p̄

M <sub>X</sub> GeV/c <sup>2</sup>	Critères	N <sub>p</sub> /burst	Temps de mesure en heures	N <sub>R</sub> (ρ = 0)	N <sub>F</sub>	n <sub>X</sub>	σ <sub>X R</sub> cm <sup>2</sup>
1,5		1,5 × 10 <sup>12</sup>					
2,0		1,5 × 10 <sup>12</sup>					
2,5	n <sub>X</sub> = 5√N <sub>F</sub> + √N <sub>R</sub>	1,5 × 10 <sup>12</sup>	1,03	848	9150	499	5,05 × 10 <sup>-33</sup>
3,0	n <sub>X</sub> = 0,05(N <sub>F</sub> + N <sub>R</sub> ) N <sub>F</sub> + N <sub>R</sub> ≲ 10 <sup>4</sup>	1,5 × 10 <sup>12</sup>	25	981	9010	499	2,5 × 10 <sup>-34</sup>
3,5	n <sub>X</sub> = 5√N <sub>F</sub> + √N <sub>R</sub>	1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	91	773	146	3,2 × 10 <sup>-35</sup>
4,0		1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	3,3	27	27,5	3,3 × 10 <sup>-36</sup>
4,5	n <sub>X</sub> = 25 évén./50 h	1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	4,7 × 10 <sup>-2</sup>	0,372	25	5,6 × 10 <sup>-37</sup>
5,0		1,5 × 10 <sup>12</sup>	50	2,99 × 10 <sup>-3</sup>	2,33 × 10 <sup>-2</sup>	25	1,82 × 10 <sup>-37</sup>

A ce fond continu s'ajoute un fond parasite également prévisible. Il est dû pour les muons à ceux qui proviennent de la désintégration des pions qui entrent dans le bispectromètre. Le fond continu parasite  $\mu\mu$  vient essentiellement du fond continu fortuit  $\pi\pi$  car avec  $1,5 \times 10^{12}$  protons et une cible de Be ou d'U, nous avons vu (paragraphe 4.3) que  $N_F(\pi,\pi) \gg N_R(\pi,\pi)$ . Les  $e$  parasites viennent essentiellement de la conversion interne (paires de Dalitz) et externe des  $\gamma$  des  $\pi^0$ . La conversion interne représente 1,2% du mode principal de la désintégration; si l'on veut minimiser l'apport de la conversion externe, le Z de la cible doit être faible : l'U, cible valable pour l'étude des  $\mu\mu$  ne convient pas pour les  $ee$ . Avec le Be, tenant compte des dimensions de notre cible, le rapport entre la conversion externe dans la cible et la conversion interne est :

$$\frac{\text{conv. ext.}}{\text{conv. int.}} = \frac{0,15}{35,7} \frac{2}{0,012} \frac{1}{\sin \theta} \approx 2,6 .$$

Le résultat du calcul par la méthode de Monte Carlo de la probabilité de détection dans un bras d'un lepton parasite venant d'un  $\pi$ , (soit un  $\mu^\pm$  venant d'un  $\pi^\pm$ , soit un  $e^\pm$  venant d'un  $\pi^0$  par l'intermédiaire d'un  $\gamma$  virtuel ou réel), compte tenu des acceptances angulaires et spatiales de chaque bras, est présenté figure 17. Quand la quantité de mouvement  $p$  augmente, la vie moyenne du  $\pi$  dans le laboratoire augmente comme  $p$  mais l'angle maximum de désintégration du  $\mu$  dans le laboratoire diminue comme  $1/p$  : on comprend ainsi que le rapport  $\mu/\pi$  est à peu près indépendant de  $p$ , car ces deux effets se compensent. Pour les électrons, l'angle d'émission de l' $e$  dans le laboratoire diminue comme  $1/p$ , mais l'énergie incidente du  $\pi^0$  augmente comme  $p$ ; donc le rapport  $e^\pm/\pi$  décroît très vite car la probabilité de trouver un  $\pi^0$  générateur à plus grande énergie devient faible.

De  $N_F(\pi,\pi)$ , nous tirons  $N_F(\ell,\ell)$ . Pour des masses  $X$  inférieures à  $2,5 \text{ GeV}/c^2$  et avec une cible de U,  $N_F(\mu,\mu)$  devient prohibitif. Le calcul est refait pour un dispositif qui comprend un filtre de 60 cm de long en Be à l'entrée de chaque bras.  $N_F(\mu,\mu)$  pour une cible de U avec et sans filtre de Be,  $N_F(\mu,\mu)$  et  $N_F(e,e)$  pour une cible de Be sont présentés sur la figure 17 et sur le tableau 8.

C'est sur ce fond continu réel et fortuit que sont observables les bosses éventuelles  $\ell^+\ell^-$  dues aux mésons vectoriels. En appliquant les

Tableau 8

$M_X$ GeV/c <sup>2</sup>	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	
CIBLE U	$N_R(\mu, \mu)$ /heure	46	24	15	10,5	10,8	23	105	20
	$N_F(\mu, \mu)$ /heure	7800	1100	97	4,6	0,18	0,005	-	-
	$N_F(\mu, \mu)$ /heure avec filtre 60 cm Beryllium	142	20	1,8	0,08	-	-	-	-
	$(\sigma_{\mu\mu} \times R_{\mu\mu})$ min cm <sup>2</sup> avec filtre Be	$1,9 \times 10^{-35}$	$5,5 \times 10^{-36}$	$1,9 \times 10^{-36}$	$8,9 \times 10^{-37}$	$5,2 \times 10^{-37}$	$3,4 \times 10^{-37}$	$1,2 \times 10^{-37}$	$2,6 \times 10^{-38}$
CIBLE Be	$N_R(\ell, \ell)$ /heure	23	12	7,5	5,3	5,4	11,5	52,5	10
	$N_F(\mu, \mu)$ /heure	1950	275	24	1,2	0,05	-	-	-
	$(\sigma_{\mu\mu} \times R_{\mu\mu})$ min cm <sup>2</sup>	$1,25 \times 10^{-34}$	$2,5 \times 10^{-35}$	$5,1 \times 10^{-36}$	$1,4 \times 10^{-36}$	$7,4 \times 10^{-37}$	$4,8 \times 10^{-37}$	$1,7 \times 10^{-37}$	$3,7 \times 10^{-38}$
	$N_F(e, e)$ /heure	35	1,2	0,03	-	-	-	-	-
$(\sigma_{ee} \times R_{ee})$ min cm <sup>2</sup>	$2,2 \times 10^{-35}$	$5,4 \times 10^{-36}$	$2,5 \times 10^{-36}$	$1,25 \times 10^{-36}$	$7,4 \times 10^{-37}$	$4,8 \times 10^{-37}$	$1,7 \times 10^{-37}$	$3,7 \times 10^{-38}$	

critères du paragraphe 4.4, nous déterminons la sensibilité minimum de détection ( $\sigma_X R_{\ell\ell}$ ) d'un boson vectoriel éventuel. La figure 18 et le tableau 8 représentent les calculs de sensibilité du bispectromètre en  $\mu\mu$  avec une cible de U et deux filtres de 60 cm en Be, et en  $\mu\mu$  (sans filtre en Be) et en ee simultanément avec une cible de Be dans la recherche d'un boson vectoriel.

## 5. PROBLEMES PRATIQUES

### 5.1 Implantation du bispectromètre dans une zone expérimentale

Sans blindage, les dimensions du bispectromètre à pleine ouverture sont celles d'un triangle isocèle de 14 mètres de base et de 23,5 m de hauteur. Notre cible de 18,5 cm de long ( $H_2$  ou  $D_2$  liquide, Be ou U) est placée dans un faisceau d'extraction lente. Nous ne posons aucune exigence particulière sur la divergence intrinsèque et la définition en quantité de mouvement du faisceau de protons.

Vu les dimensions de notre bispectromètre, nous pensons que la place qui convient actuellement est le fond de la zone Est. Nous présentons deux emplacements possibles du bispectromètre.

- 1) Dans la figure 19, nous proposons une implantation qui conserve  $b_{19}$ ,  $p_{13}$ ,  $u_5$ , c'est-à-dire la situation actuelle mais qui prend la place de  $p_8$  en le supprimant.
- 2) Dans la figure 20, nous proposons une implantation qui suppose une configuration générale plus rationnelle de la zone Est. Il semble en effet judicieux de repenser l'utilisation de cette zone compte tenu de la mise en activité de BEBC et de la zone Ouest. Si l'on réserve la chambre à bulles de 2 mètres aux énergies ne dépassant pas 12 GeV/c et si l'on affecte BEBC aux énergies supérieures à 12 GeV/c, les faisceaux  $u_5$  et  $m_6$ , de même que la chambre CBH, peuvent être déplacés vers le Nord. Dans cette hypothèse, le déplacement latéral maximum est de 9 m environ (80 mrad de déflexion pour  $m_6$ ). Un tel déplacement permet d'envisager une distribution plus rationnelle des faisceaux pour la physique des compteurs. Les faisceaux  $b_{19}$ ,  $p_{13}$ ,  $u_5$  sont conservés et suivant la disposition de notre bispectromètre, on pourrait peut-être soit placer un nouveau faisceau  $p_8$  de haute énergie de secondaires soit augmenter la place disponible autour de  $p_{13}$  suivant les besoins de la physique des compteurs en 1974.

## 5.2 Charges et coût de l'expérience

La collaboration IISN-IPN prend à sa charge la construction des détecteurs, l'électronique associée, la mécanique de support et l'asservissement\*) des bras du spectromètre. Nous estimons le coût de cette partie à  $1,2 \times 10^6$  FS. Un an plein de préparation est nécessaire.

Le CERN devrait fournir les éléments standard de transport de faisceau constituant le bispectromètre et le blindage nécessaire à chaque nouvelle cible dans un faisceau intense de protons.

Aimants de 2 mètres type standard	2
Quadrupôles type split-pole	2
Quadrupôles longueur 1,0 m type standard	2
Quadrupôles longueur 0,5 m type standard	2
Quadrupôles longueur 0,25 m type standard	2

Le blindage en fer autour de la cible peut poser un problème de coût. Les spécialistes évaluent à 1000 tonnes la quantité de fer nécessaire. 500 tonnes pourraient être récupérées dans la zone Est. Si l'on considère que l'utilisation en 1976 de la zone Ouest pour la physique à 200 GeV nécessitera, dès la mi-1975, l'équipement de cette zone en blindage en fer sur une toute autre échelle que l'équipement demandé pour le bispectromètre, l'effort financier demandé pour le fer revient à engager un capital deux ans plus tôt ou bien à payer les intérêts pendant deux ans sur ce capital.

## 5.3 Temps de machine

La fin de l'été 1973 nous paraît une date raisonnable pour l'installation du bispectromètre.

Il faut treize pas pour explorer le spectre de masse de 2 à 5 GeV/c<sup>2</sup> par intervalle de 8% qui assurent un recouvrement entre les pas : la prise de donnée dans des conditions données de cible et d'angle d'ouverture du bispectromètre demande donc environ 600 heures au maximum pour faire simultanément toutes les combinaisons possibles e,  $\mu$ ,  $\pi$ , K, p avec pour toutes,

---

\*) Le blindage étant fixe, l'ensemble aimant et lentilles d'une part et l'ensemble détecteurs d'autre part qui constituent chacun des bras, se meuvent séparément. Leurs positions respectives seront asservies par faisceau laser.

le maximum d'efficacité. Si de nouvelles "bosses" étaient trouvées, une autre condition de cible et une à deux autres combinaisons angulaires deviendraient peut-être nécessaires. En plus de la combinaison de signes +- dans chacun des bras, il faudrait ultérieurement peut-être explorer les combinaisons exotiques ++ et --. Cinq semaines de prises de données sur la base d'un faisceau  $\gtrsim$  à  $10^{12}$  protons par burst, semblent donc nécessaires pour juger la validité de cette recherche dans tous les sujets de physique proposés.

Nous remercions tous nos collègues physiciens et ingénieurs de NP, TH et MPS qui nous ont critiqués et conseillés.

ANNEXE

COMPARAISON AVEC D'AUTRES DISPOSITIFS

La sensibilité du bispectromètre, en particulier en  $\mu\mu$  et en  $ee$ , n'est limitée que par l'intensité disponible du faisceau de protons et serait accrue si l'on pouvait disposer de l'intensité totale du PS après mis en route du booster.

La résolution en masse du bispectromètre proposé est  $\Delta x/x \approx \pm 1$  à 1,5%. Avec les aimants de deux mètres utilisés dans chacun des bras, elle pourrait être améliorée de près d'un facteur 2, mais aux dépens de la bande en  $\Delta p/p$ .

L'analyse de sensibilité que nous avons faite montre bien que celle-ci est directement liée au fond continu d'origine fortuite et que c'est la sélectivité et la spécificité du bispectromètre qui permet d'une part d'atteindre  $10^{-35}$   $\text{cm}^2$  pour  $\sigma_X R_{\ell\ell}$  en  $\mu\mu$  et en  $ee$  dès 1,5  $\text{GeV}/c^2$ , d'autre part de descendre très rapidement en dessous de  $10^{-32}$   $\text{cm}^2$  dès 2  $\text{GeV}/c^2$  et d'atteindre  $10^{-34}$   $\text{cm}^2$  à 3  $\text{GeV}/c^2$  en hadron, antihadron.

C'est donc dans la recherche de masses lourdes qui se désintègrent en paires de leptons au-delà de 1,5  $\text{GeV}/c^2$ , en paires de hadrons chargés au-delà de 2  $\text{GeV}/c^2$  que le bispectromètre, tel qu'il est décrit, devient sans concurrence en sensibilité. Soulignons les résultats des comparaisons avec d'autres dispositifs.

1) Comparaison avec la spectrométrie par masse manquante. Le fond continu des spectres de masse manquante augmente ou reste constant à mesure que croît la masse recherchée. Au contraire, le fond continu des spectres mesurés avec le bispectromètre décroît exponentiellement à mesure que la masse recherchée augmente.

2) Comparaison avec le spectromètre  $\Omega$ . Une comparaison détaillée montre que la sensibilité du bispectromètre pour la recherche des masses lourdes qui se désintègrent en deux particules chargées est  $10^3$  fois plus élevée que celle du spectromètre  $\Omega$ , grâce au fait que le bispectromètre fonctionne normalement avec un faisceau incident de  $10^{12}$  protons par "burst".

3) Comparaison avec la spectrométrie aux ISR. Dans le domaine de masses qui lui est accessible (deux à cinq GeV) le bispectromètre offre un gain de sensibilité de plus de  $10^3$  vis-à-vis de celle de recherches similaires avec analyse magnétique auprès des ISR. Seules les expériences sans analyse magnétique avec des détecteurs de grand volume à absorption totale d'électron et de gamma permettra d'atteindre aussi quelques  $10^{-34}$  cm<sup>2</sup> en  $\pi^0\pi^0$  et en  $e^+e^-$ , alors que nous atteignons  $10^{-36}$  cm<sup>2</sup> vers 2 GeV/c<sup>2</sup> et quelques  $10^{-37}$  cm<sup>2</sup> entre 3 et 5 GeV/c en  $\ell\ell$ .

Mettons en lumière un facteur de mérite  $f_M$  pour notre bispectromètre.

Soit :

$$n_X = aR\sigma_X N I (\overline{\Delta\Omega})^2 \frac{\overline{\Delta p}}{p},$$

et

$$\frac{N_F}{\Delta X} = b\tau \frac{\bar{d}}{\ell} N^2 I^2 (\overline{\Delta\Omega})^2 \frac{\overline{\Delta p}}{p} \frac{\overline{d^2 N(d_1)}}{d\Omega dp} \frac{\overline{d^2 N(d_2)}}{d\Omega dp}$$

$n_X$  doit être le plus grand possible quand  $N_F/\Delta X$  est le plus petit possible. On peut définir  $f_M$  par

$$f_M = \frac{N_F}{N_F/\Delta X}.$$

Si L est la longueur du bras de levier permettant à partir du système hodoscopique de reconstituer le point origine de la cible, on a

$$d = \langle \theta \rangle_{dm} L$$

avec L = 10 mètres pour notre bispectromètre.

$$f_M \propto \frac{\ell}{\tau L} \frac{1}{\left[ \overline{d^2 N(d_1)}/d\Omega dp \right] \left[ \overline{d^2 N(d_2)}/d\Omega dp \right]}.$$

Une conclusion hâtive serait que  $f_M$  étant apparemment indépendant de  $\overline{\Delta\Omega}$  et de  $\overline{\Delta p}/p$ , on a intérêt à prendre ces quantités simultanément les plus grandes possibles.

En effet, augmentons par exemple  $\overline{\Delta p}/p$  jusqu'à une valeur de 50%;  $\left[ \overline{d^2 N(d_1)}/d\Omega dp \right]$  augmente alors d'un facteur 3,2 et  $f_M$  diminue d'un

facteur 10. La sensibilité maximum possible de la méthode exige donc une acceptance en  $\Delta p/p$  de chacun des bras qui ne soit point trop forte. Nous estimons que notre valeur de 12,5% est un compromis acceptable qui ne peut être augmenté qu'au détriment de la sensibilité.

Quand à notre valeur de  $\overline{\Delta\Omega}$  de 1,1 millistéradian, elle est la plus grande possible avec des lentilles standard. Si on voulait l'augmenter on ne pourrait plus travailler en géométrie focalisante et la dimension grandement augmentée des compteurs ne permettrait plus de réaliser un temps de résolution  $\tau$  aussi court, ni de travailler avec cinq détecteurs e,  $\mu$ ,  $\pi$ , K, p en série. D'une part  $f_M$  diminuerait et d'autre part on ne pourrait faire une recherche simultanée pour tous les couples possibles de particules.



Légende des figures

- Fig. 1 et 2 : Angle et quantité de mouvement dans le laboratoire des produits de désintégration d'une particule X produite au repos dans le centre de masse de l'interaction pp, lorsque les produits de désintégration sont émis dans le centre de masse à  $90^\circ$  de la direction incidente.
- Fig. 3 : a) Distribution de  $p_{\parallel}$  longitudinal dans le centre de masse, d'un boson de  $2 \text{ GeV}/c^2$  d'après le modèle thermodynamique pour différentes coupures de  $p_{\perp}$ .  
b) Distribution de  $p_{x\perp}$  correspondant, le long d'un axe transverse. Entre  $p_{\perp}$  dans le plan transverse et  $p_{x\perp}$  le long d'un axe, il y a la relation  $W(p_{x\perp}) \propto [W(p_{\perp})/p_{\perp}]$ .  
c) Données de la figure 3a en coordonnées linéaires pour toutes les valeurs de  $p_{\perp}$  possibles.
- Fig. 4 : Illustration de la production de grands moments transverse corrélés dans un modèle de partons d'après Berman et al.
- Fig. 5 : a) Bispectromètre symétrique en projection horizontale et en coupe verticale montrant une disposition possible et raisonnable du blindage.  
b) Disposition des détecteurs :  
Q<sub>1</sub> : quadrupôle focalisant plan vertical; longueur 1,50 m, type "split-pole";  
Q<sub>2</sub> : quadrupôle focalisant plan vertical; longueur 0,50 m, type standard;  
Q<sub>3</sub> : quadrupôle focalisant plan horizontal; longueur 1,0 m, type standard;  
Q<sub>4</sub> : quadrupôle focalisant plan vertical; longueur 0,25 m, type standard;  
M : Aimant de 2 m, 20 cm d'entrefer, type standard;  
D<sub>T</sub> : compteur définition du temps;

H : hodoscope x, y;

C : chambre proportionnelle x, y;

$C_i$  : compteur Čerenkov ( $i = 1, \dots, 5$ );

Ne sont pas représentés les compteurs du moniteur secondaire. Ce moniteur est constitué par un télescope de compteurs qui regarde la cible dans les mêmes conditions que les bras du bispectromètre, c'est-à-dire à un angle vers l'avant d'environ 270 mrad par rapport à la direction incidente des protons. La direction du télescope sera dans le plan vertical de symétrie du bispectromètre vers le haut.

- Fig. 6 : Trajectoires types dans les plans horizontal et vertical. Sur chaque rayon trois chiffres indiquent respectivement de gauche à droite, la distance en centimètres de l'origine du rayon par rapport au centre de la cible, son angle de départ en milliradians par rapport à l'axe du faisceau, et l'écart en % de sa quantité de mouvement par rapport à la quantité de mouvement centrale.
- Fig. 7 : Courbes types d'acceptance angulaire dans les plans horizontal et vertical, pour différentes positions de départ  $d$  par rapport au centre de la cible perpendiculairement au plan de déflexion magnétique et pour différentes valeurs de l'impulsion.
- Fig. 8 : Angle solide d'acceptance  $\Delta\Omega$  tiré des courbes du type de celles de la figure 7 en fonction de  $\Delta p/p$  pour différentes positions  $d$ , avec  $2d_{\max} = (\text{longueur maximum de la cible}) \cdot \sin \theta$ .
- Fig. 9 : Largeur à mi-hauteur de l'acceptance en quantité de mouvement en fonction de  $d$ , extraite des courbes de la figure 8.
- Fig. 10 : Produit  $\Delta\Omega(\Delta p/p)_{\frac{1}{2}}$  d'après les courbes du type de celles des figures 8 et 9, en fonction de  $d$  (approximation du modèle rectangulaire).

- Fig. 11 : Histogramme typique de la réponse du bispectromètre dans la mesure d'une masse X.
- Fig. 12 : Limite cinématique de  $\left| p_X^{cm} \right|$  en fonction de la masse de X.
- Fig. 13 : Fraction f de l'espace des quantités de mouvement de X, vue par le bispectromètre en fonction de X.
- Fig. 14 : Taux individuel de particules<sup>\*)</sup> pour  $1,5 \times 10^{12}$  protons par cycle de machine sur cible d'hydrogène, dans chacun des bras du bispectromètre en  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ , p et  $\bar{p}$  ainsi que la somme de ces taux en signe + et en signe -, en fonction de la masse X.
- Fig. 15 :  $\sigma_X R$  minimum observable<sup>\*)</sup> en  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  et  $p\bar{p}$ , avec une cible d'hydrogène calculé pour une largeur de résonance de 100 MeV.
- Fig. 16 : Fond continu réel et fortuit  $N_R(\ell^+, \ell^-)$  et  $N_F(\ell^+, \ell^-)$ , par heure dans la réaction de protons sur les nucléons ou de l'uranium ou du béryllium. Dans le cas de la cible d'uranium un filtre de béryllium est employé dans chaque bras pour diminuer les fortuits.
- Fig. 17 : Probabilité de détection dans un bras du bispectromètre d'un lepton venant d'un  $\pi$ . La courbe  $e^\pm/\pi^0$  tient compte de la conversion externe.
- Fig. 18 :  $(\sigma_X R)$  minimum observable, en  $\mu\mu$  avec une cible d'uranium et un filtre de béryllium dans chaque bras, en  $\mu\mu$  et en  $ee$  avec une cible de béryllium. Le calcul est fait pour une largeur de 100 MeV de la résonance.
- Fig. 19 : Première solution d'implantation possible du bispectromètre en bout de la zone Est.
- Fig. 20 : Deuxième solution d'implantation possible du bispectromètre en bout de la zone Est dans le cas d'une réorganisation générale de cette zone.

---

\*) Compte tenu de la désintégration en vol des  $\pi$  et des K.

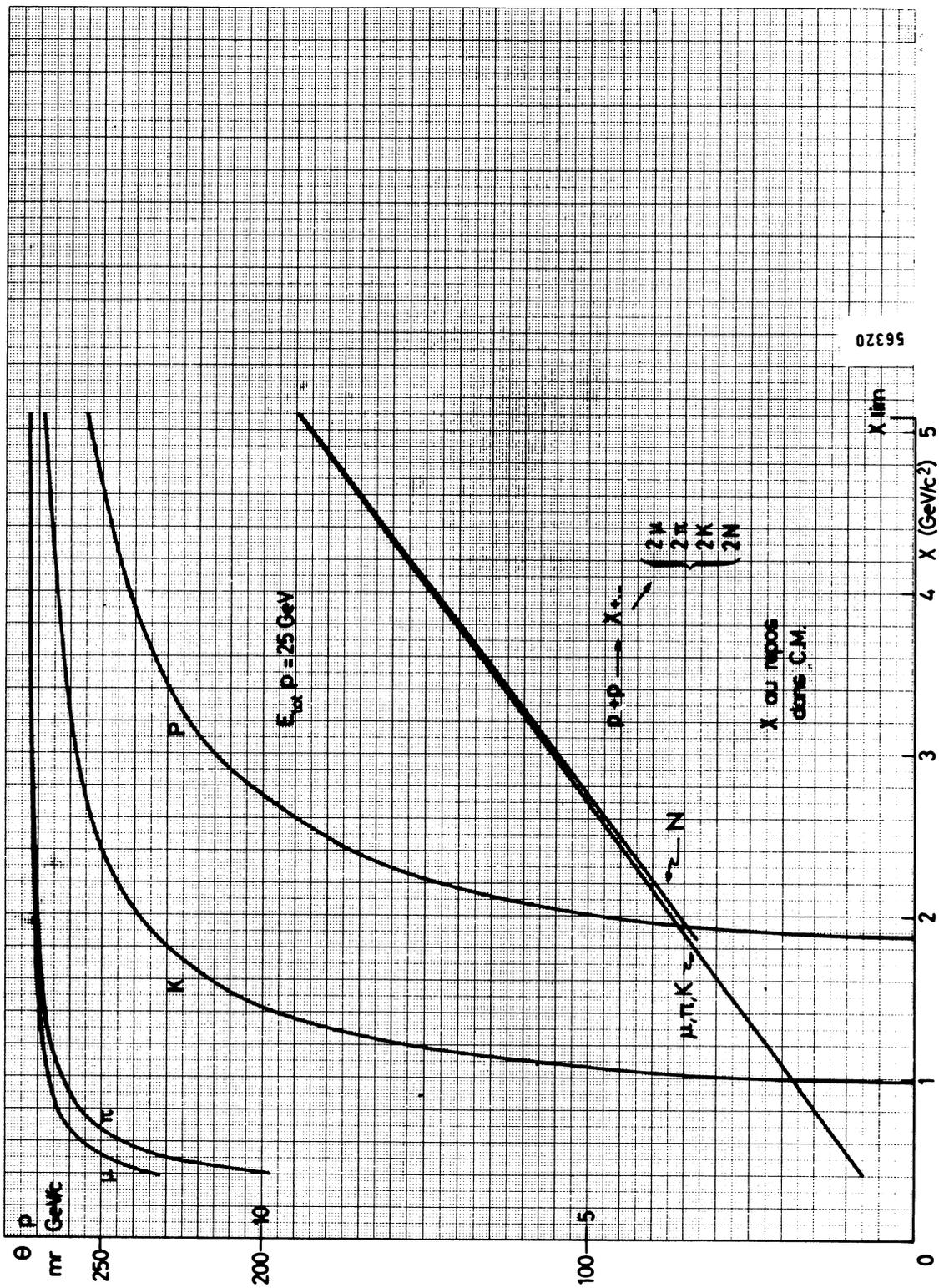


FIG.1

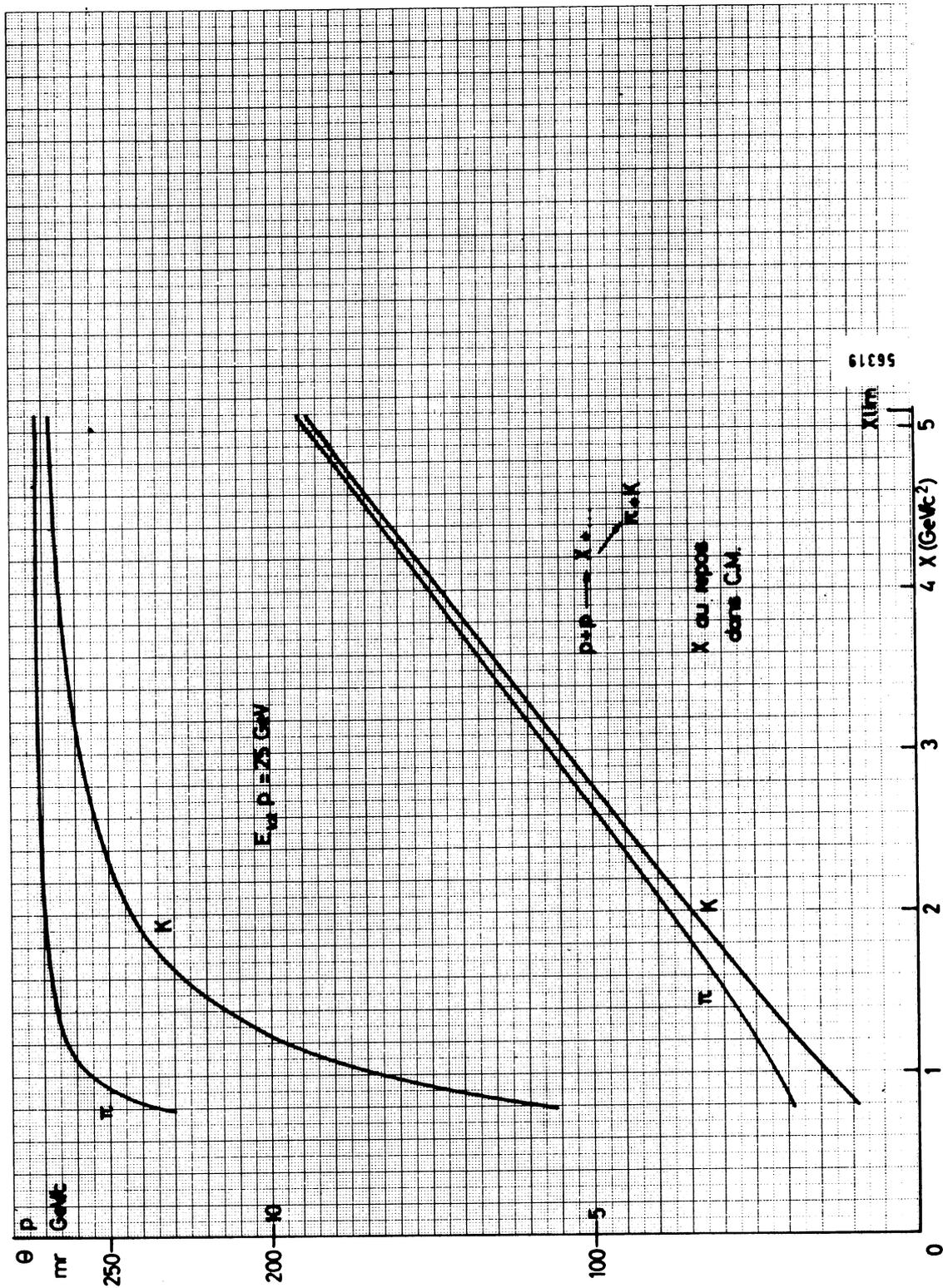
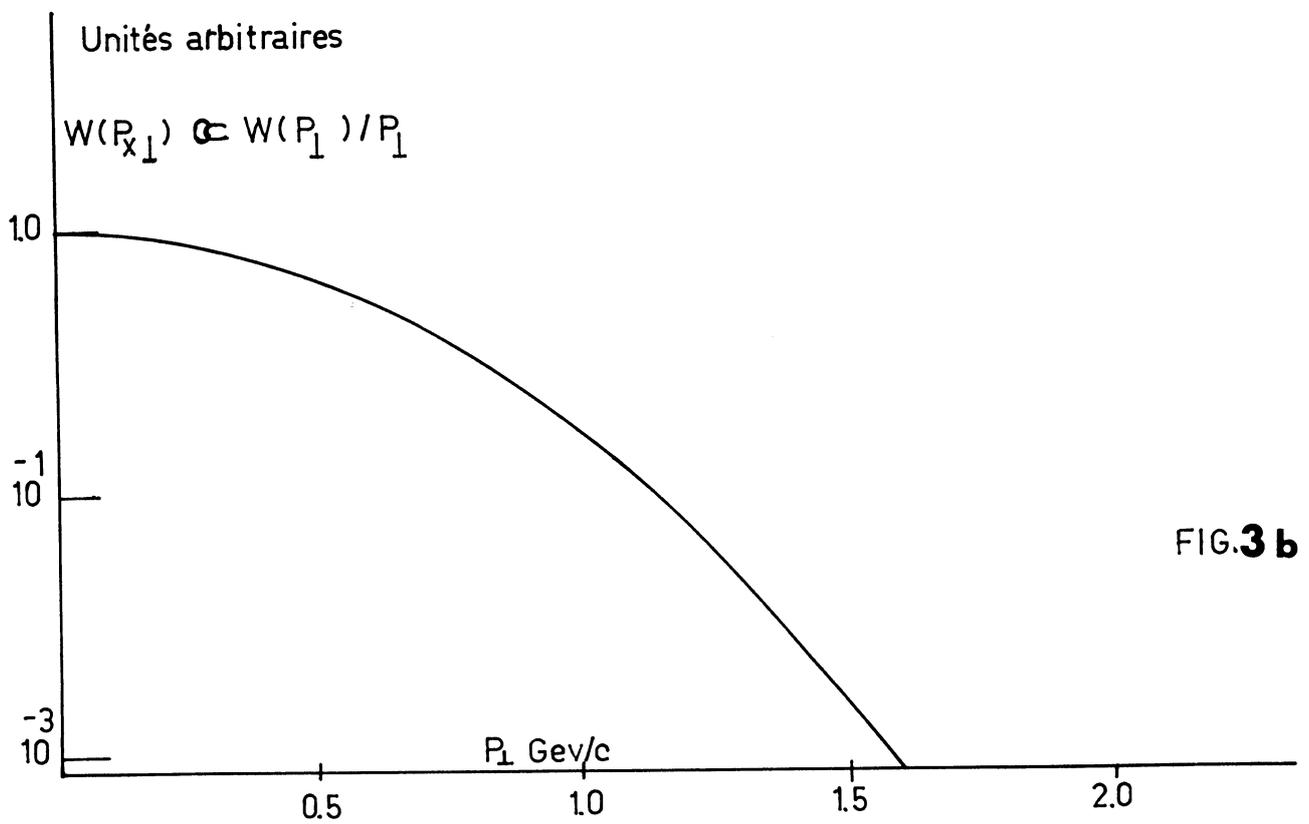
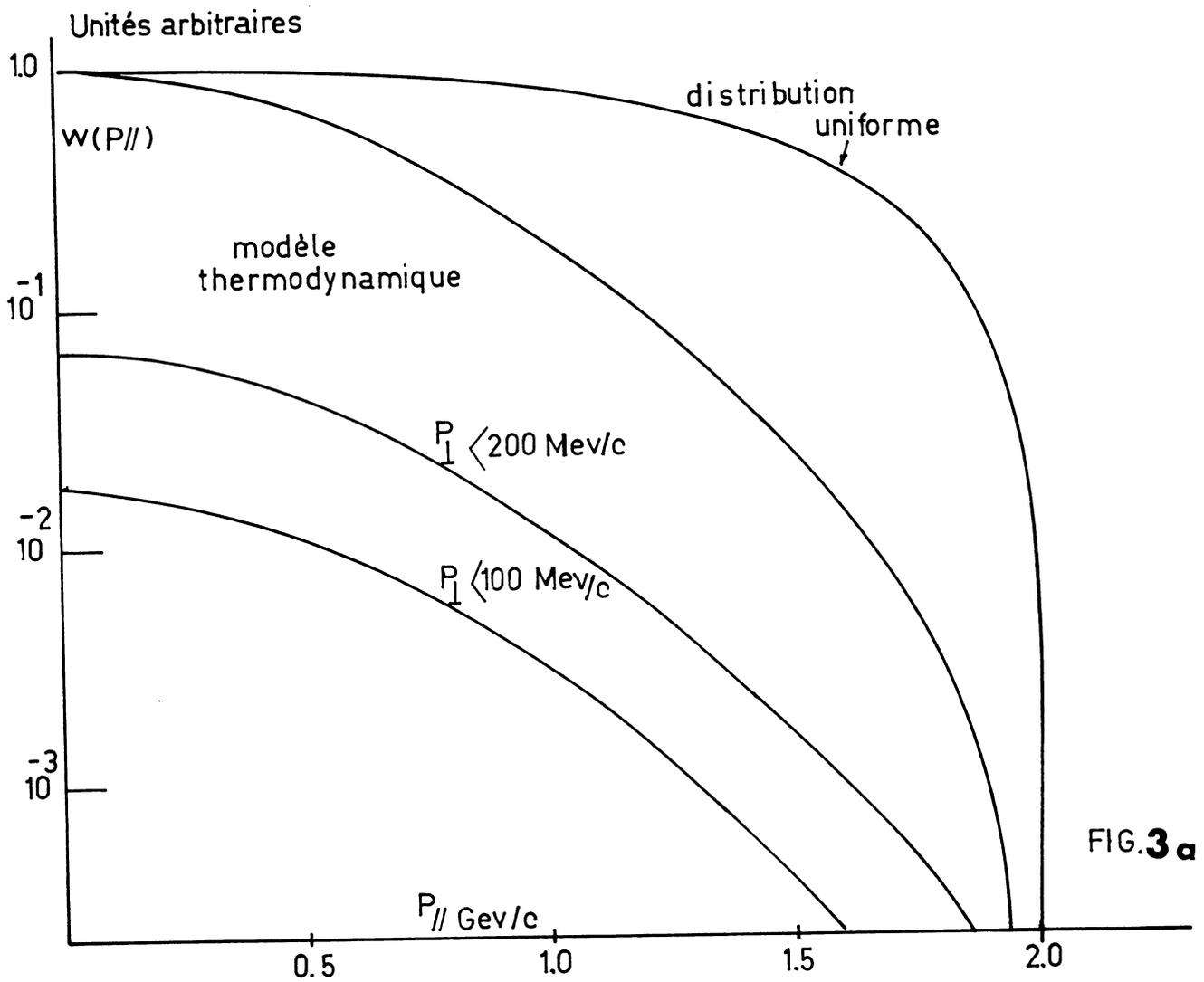


FIG. 2

56319



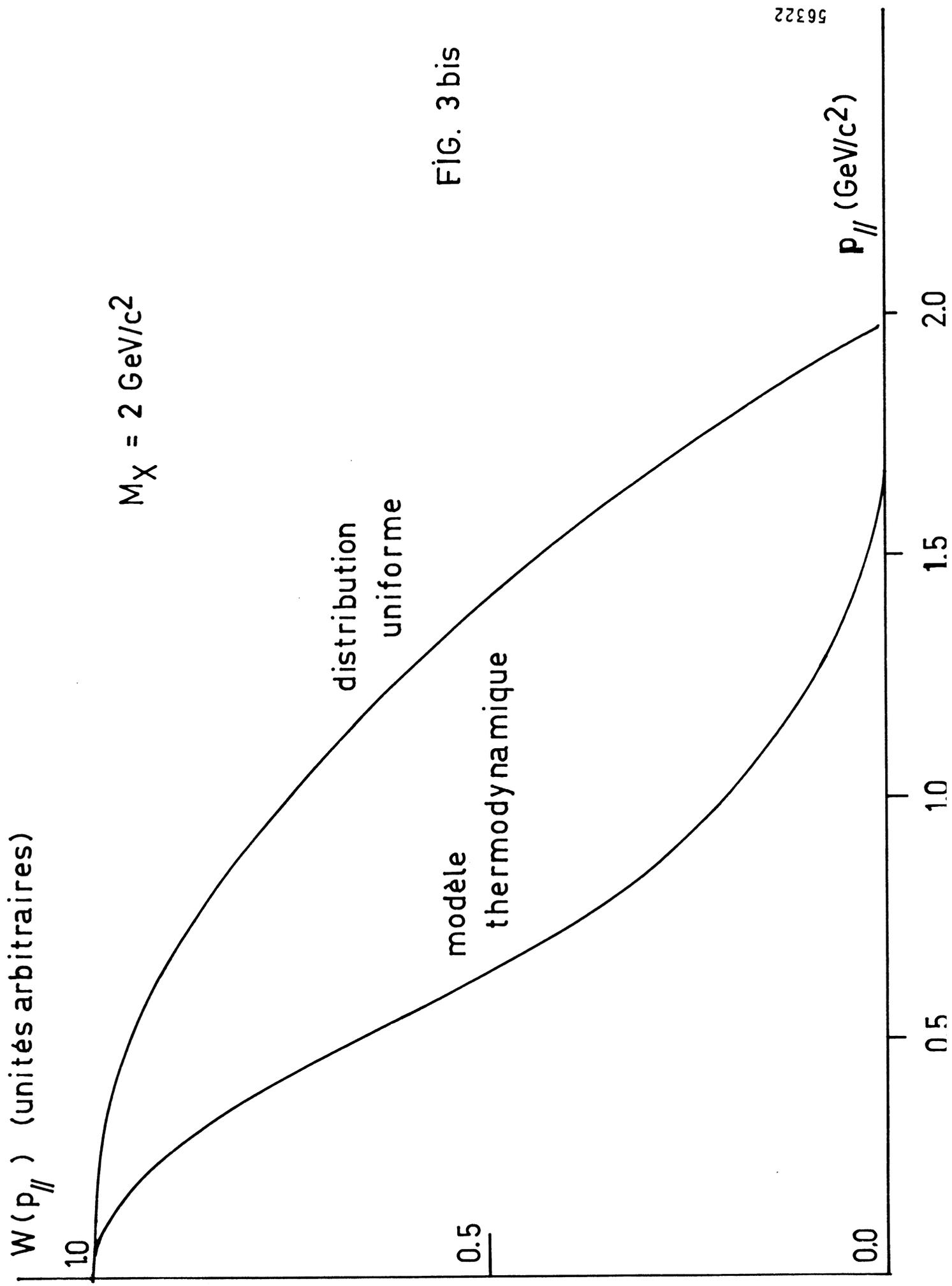


FIG. 3 bis

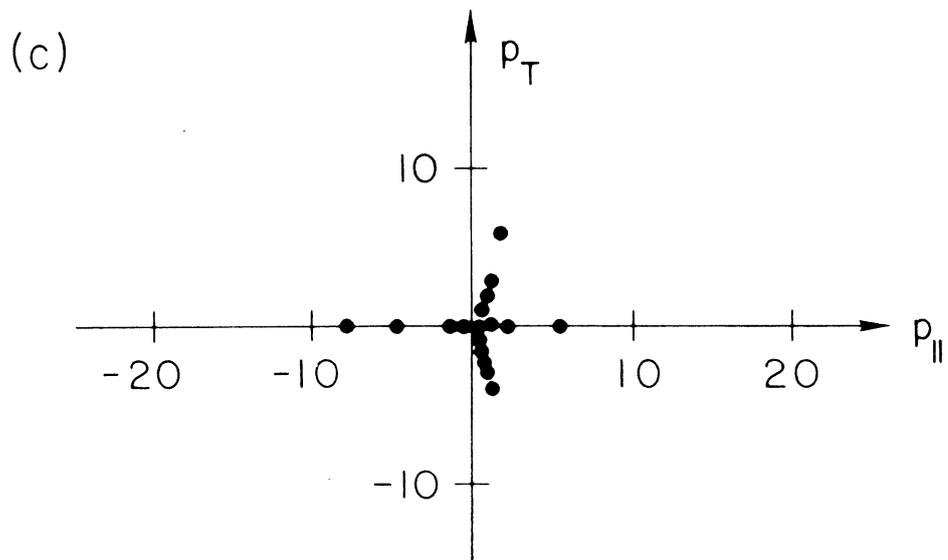
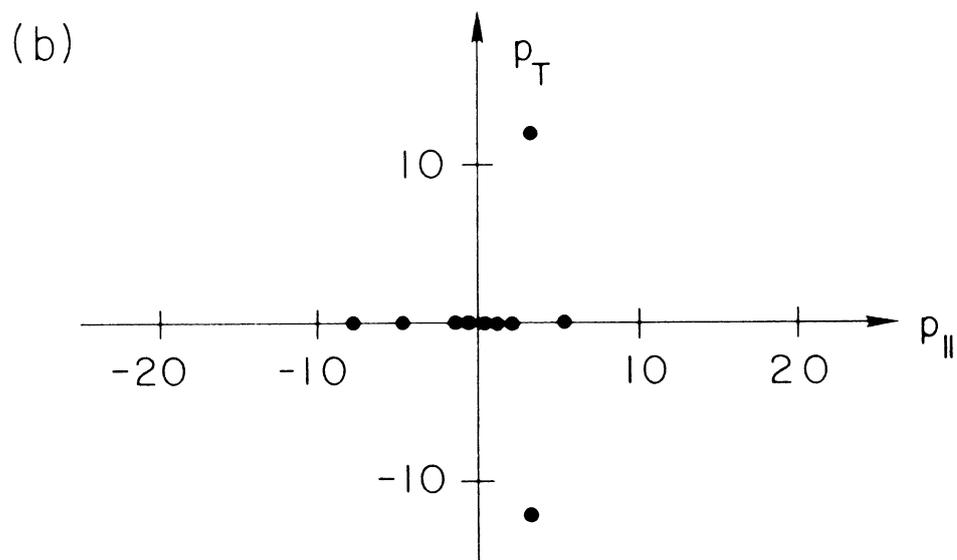
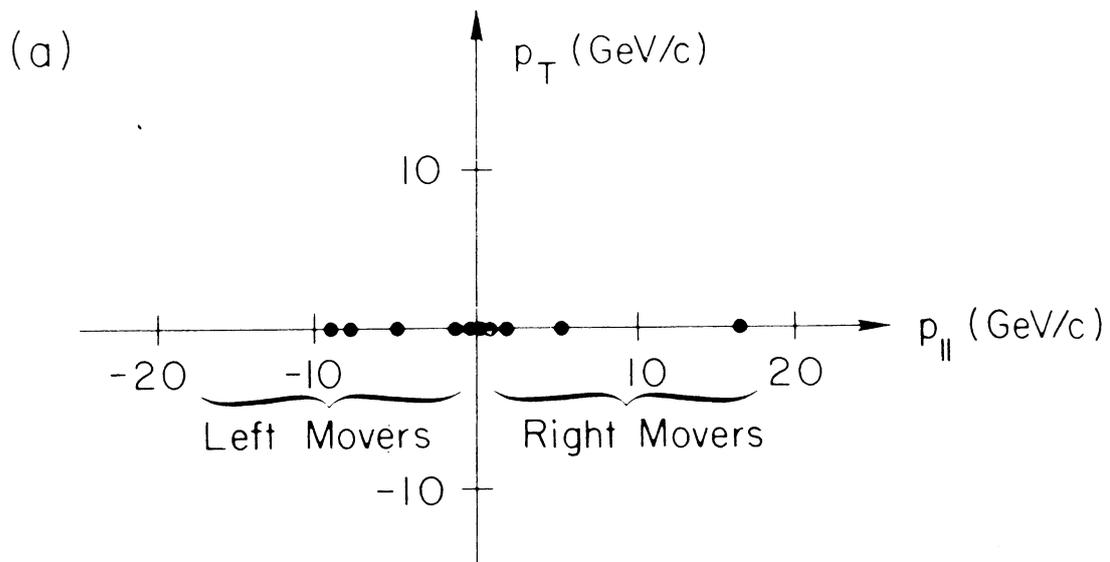


FIG.4

56325

# BISPECTROMETRE SYMETRIQUE

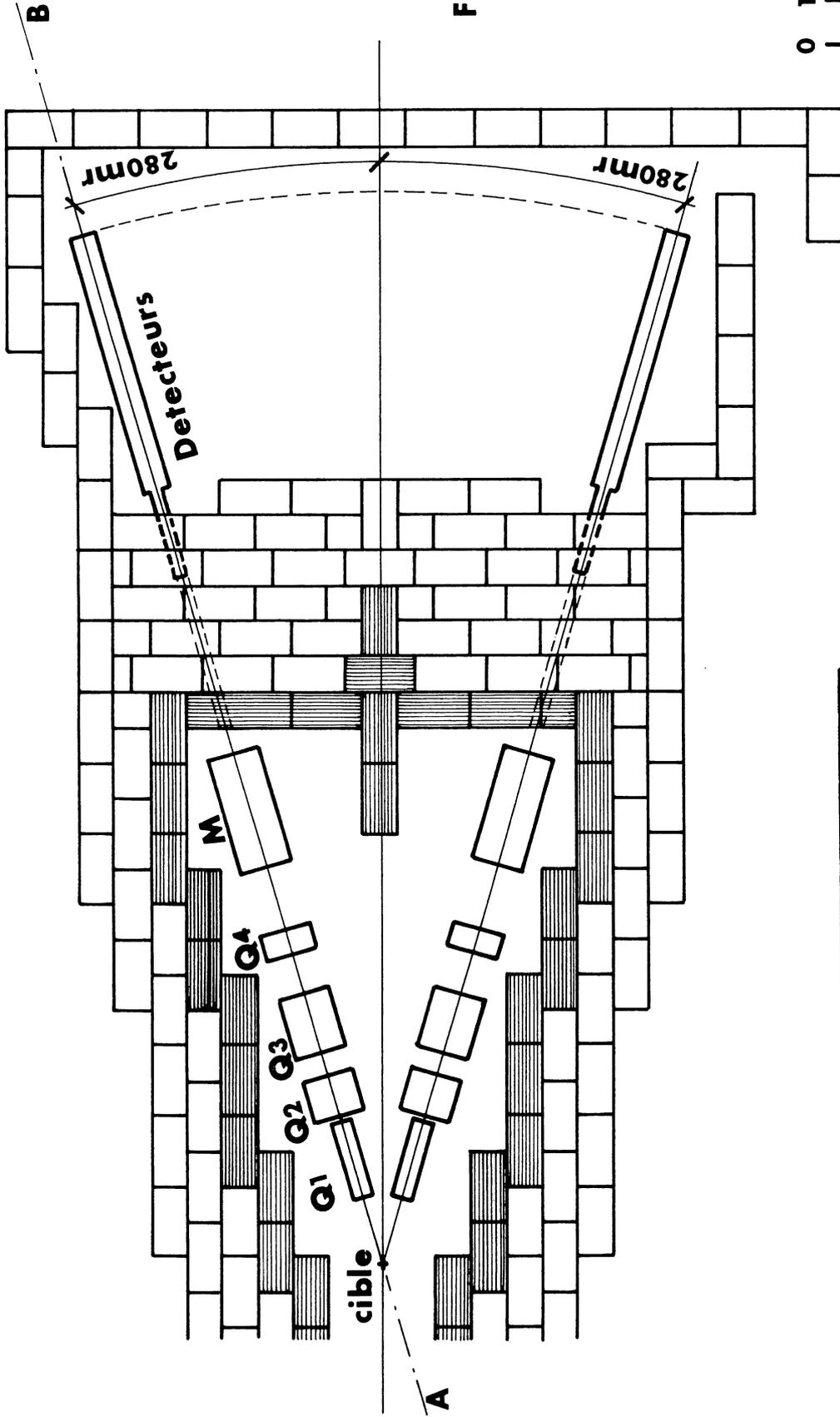
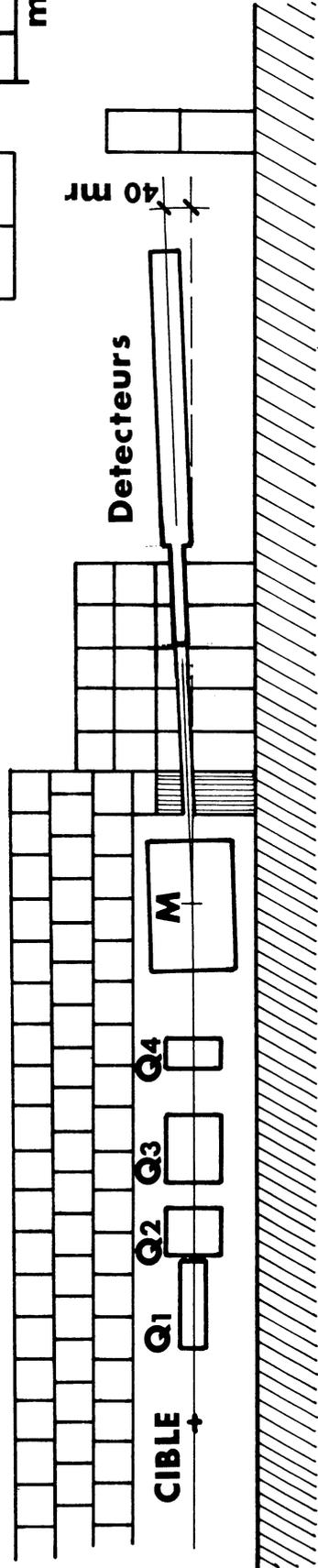
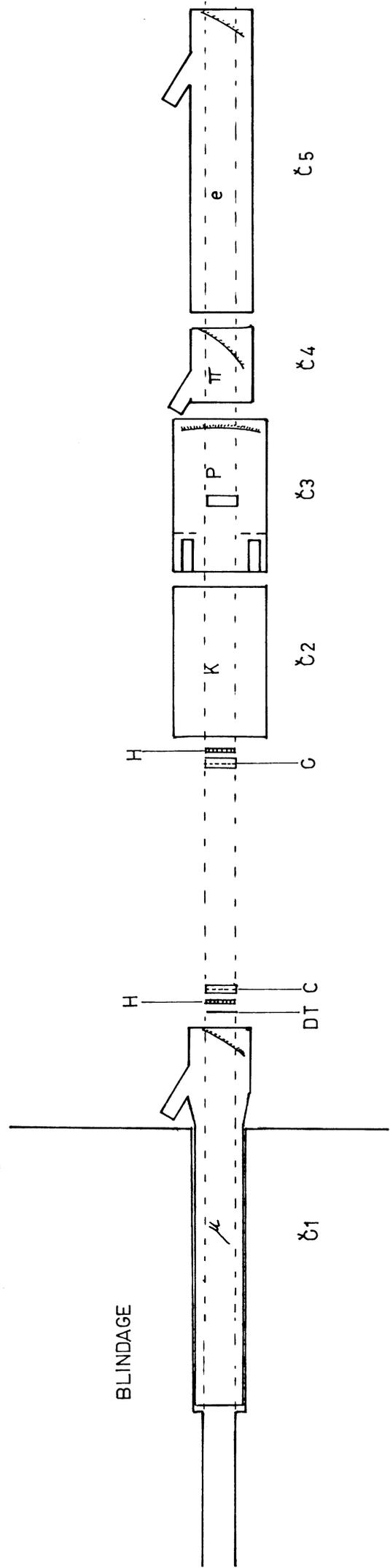


FIG. 5a



COUPE A-B



56331

FIG 5 b



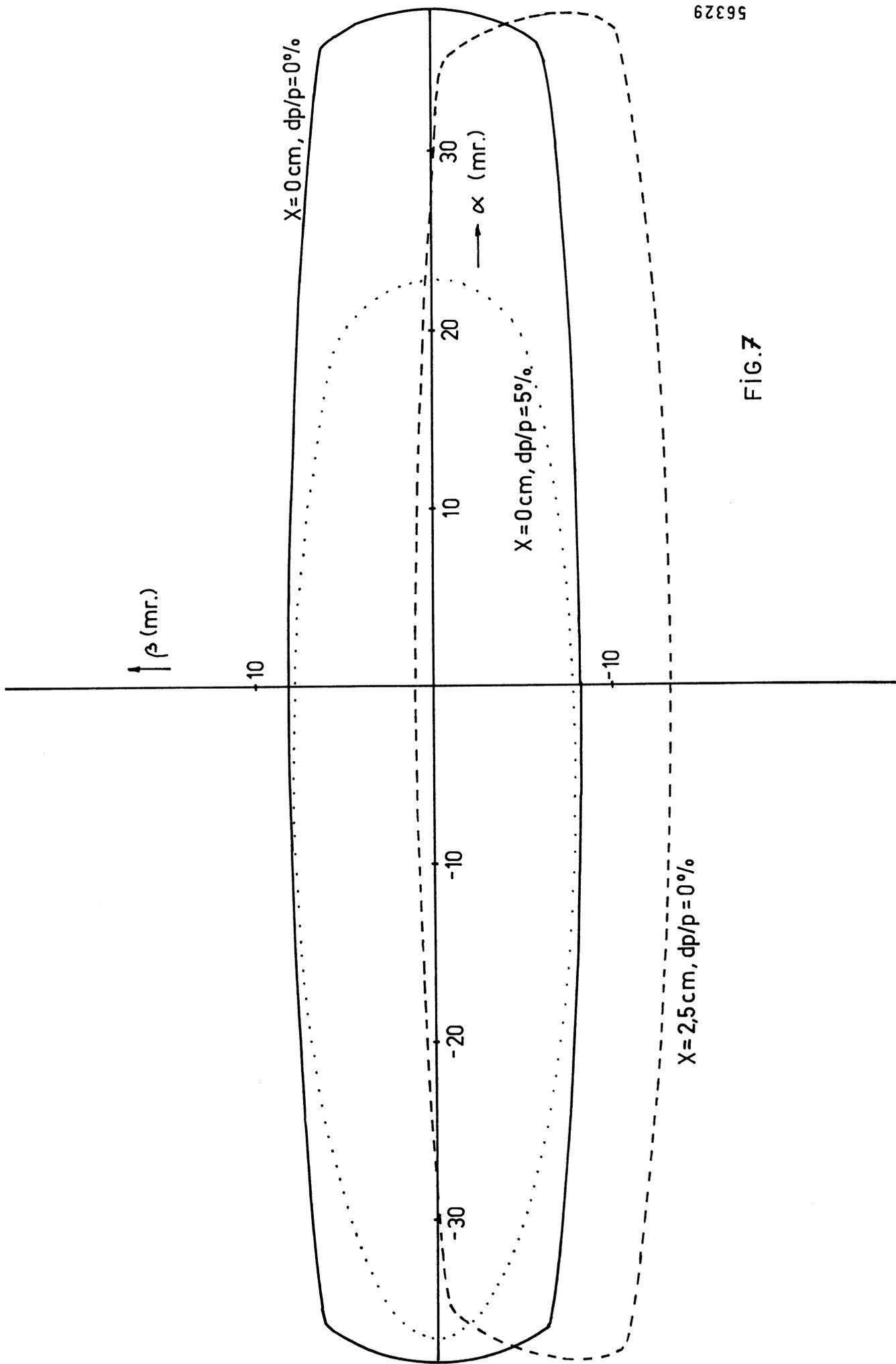
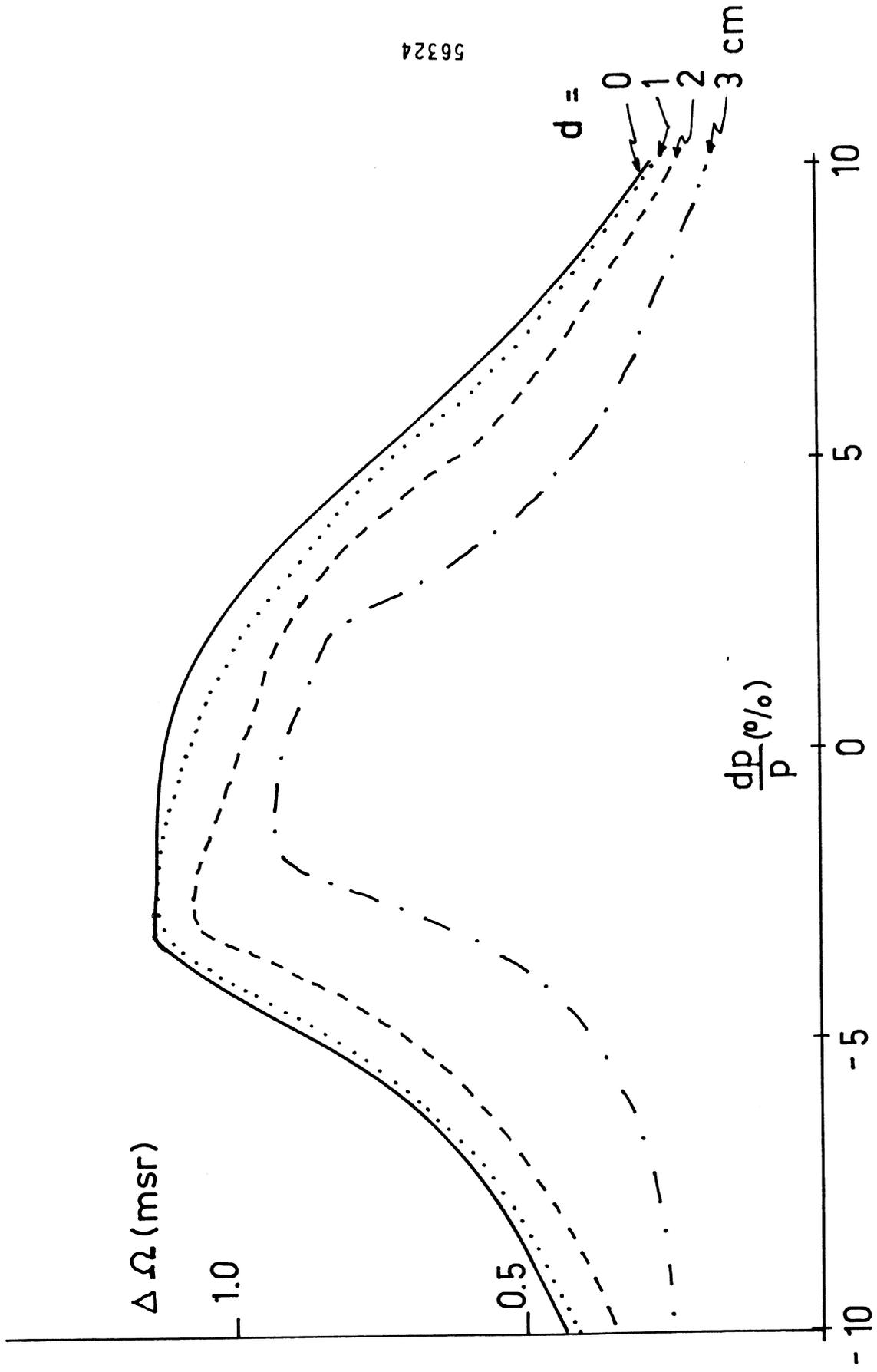


FIG.7



56324

FIG.8

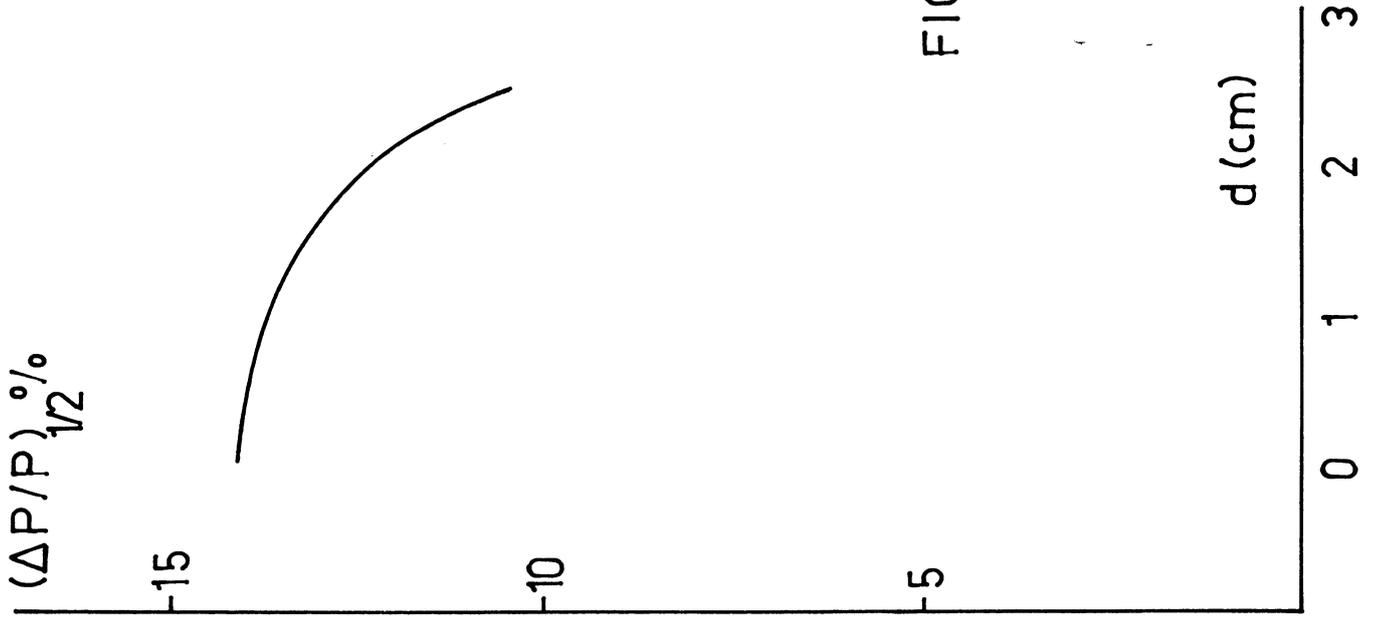


FIG. 9

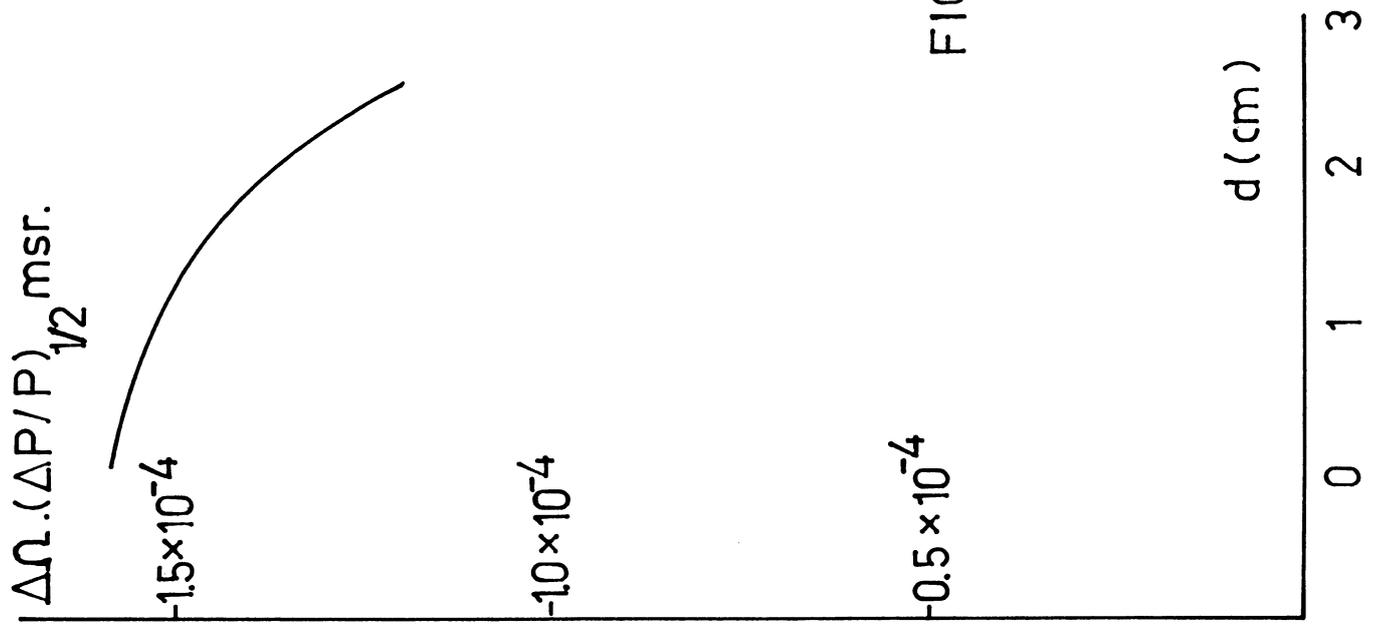
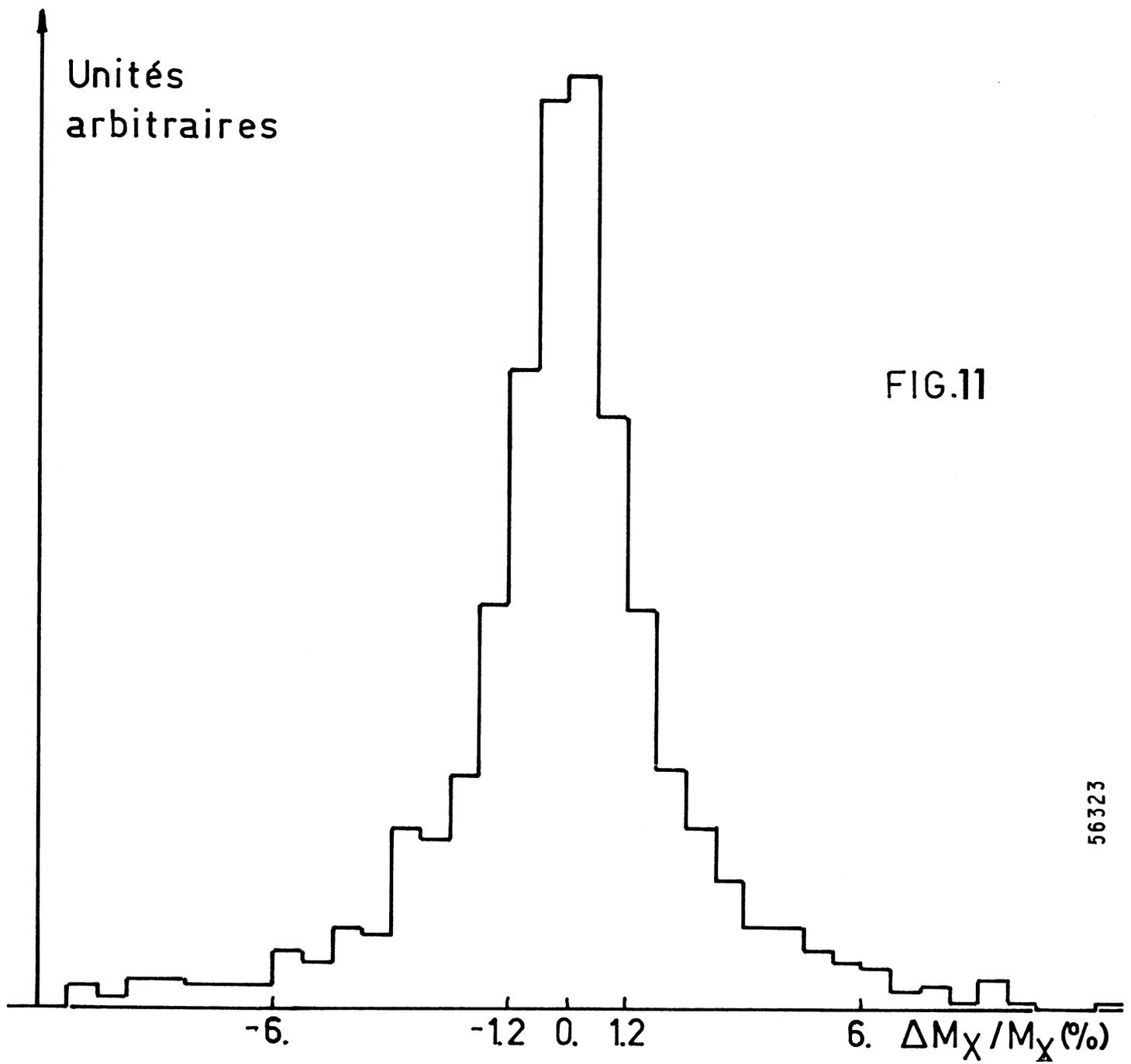
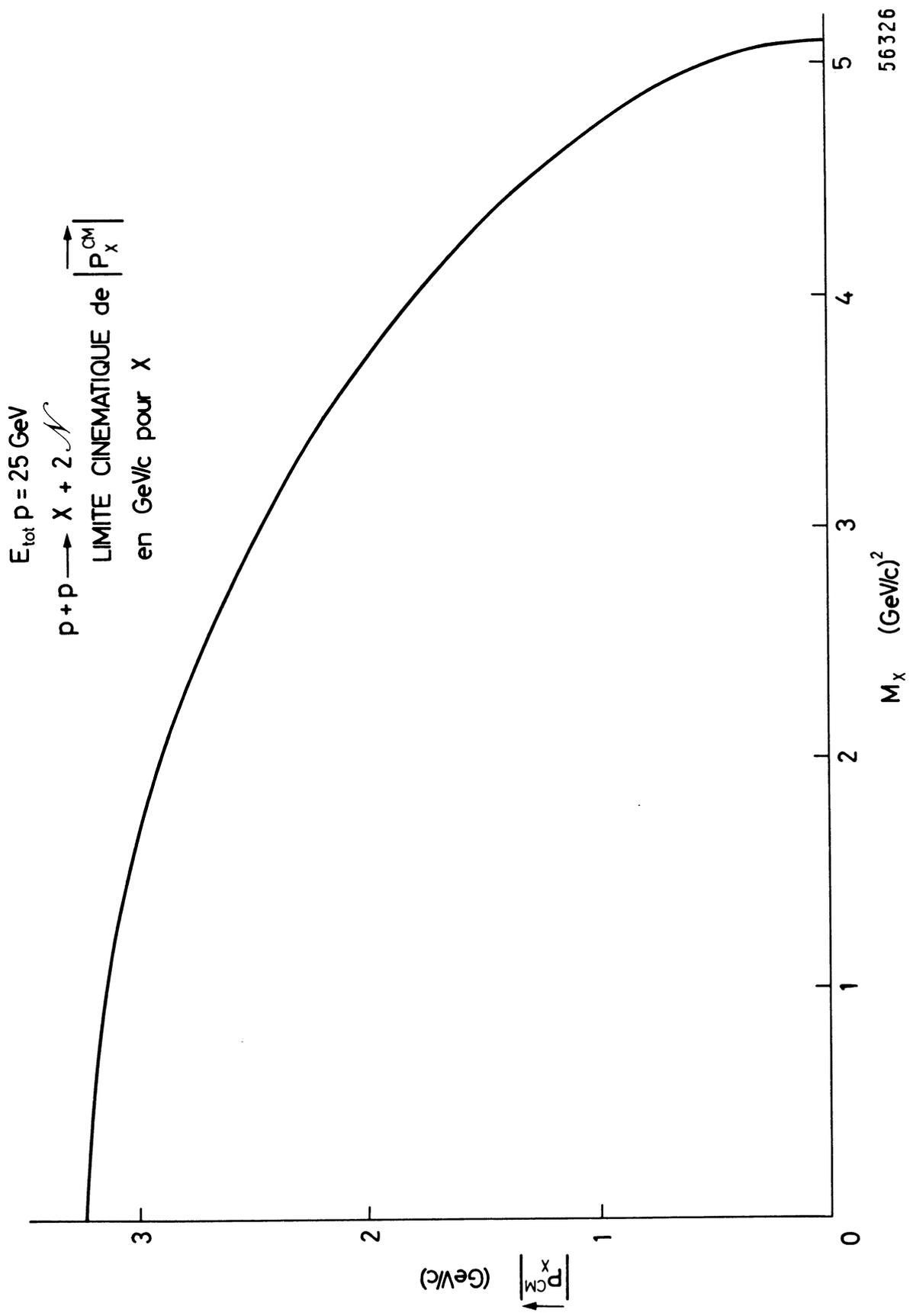


FIG. 10





56326

FIG.12

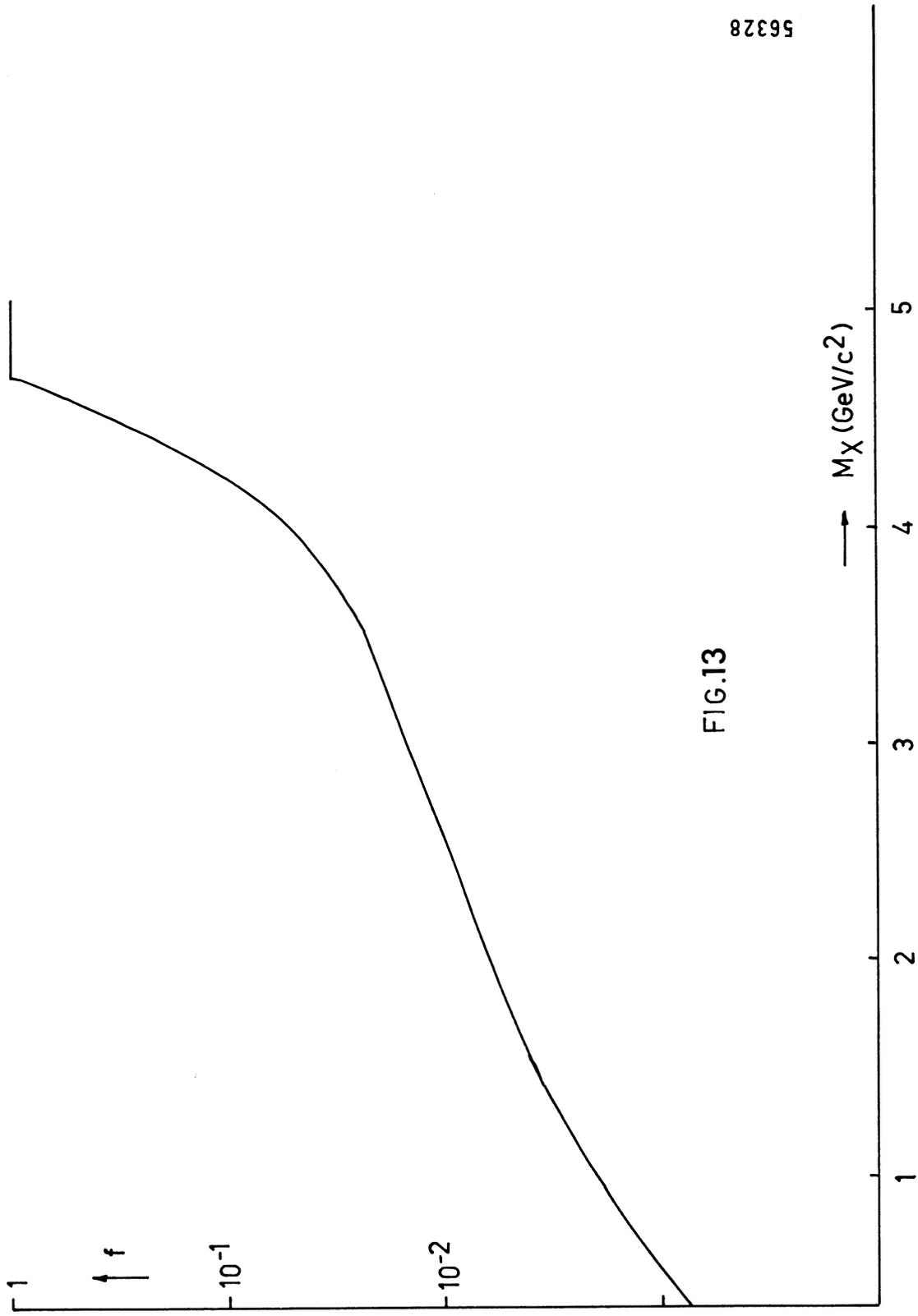


FIG.13

56328

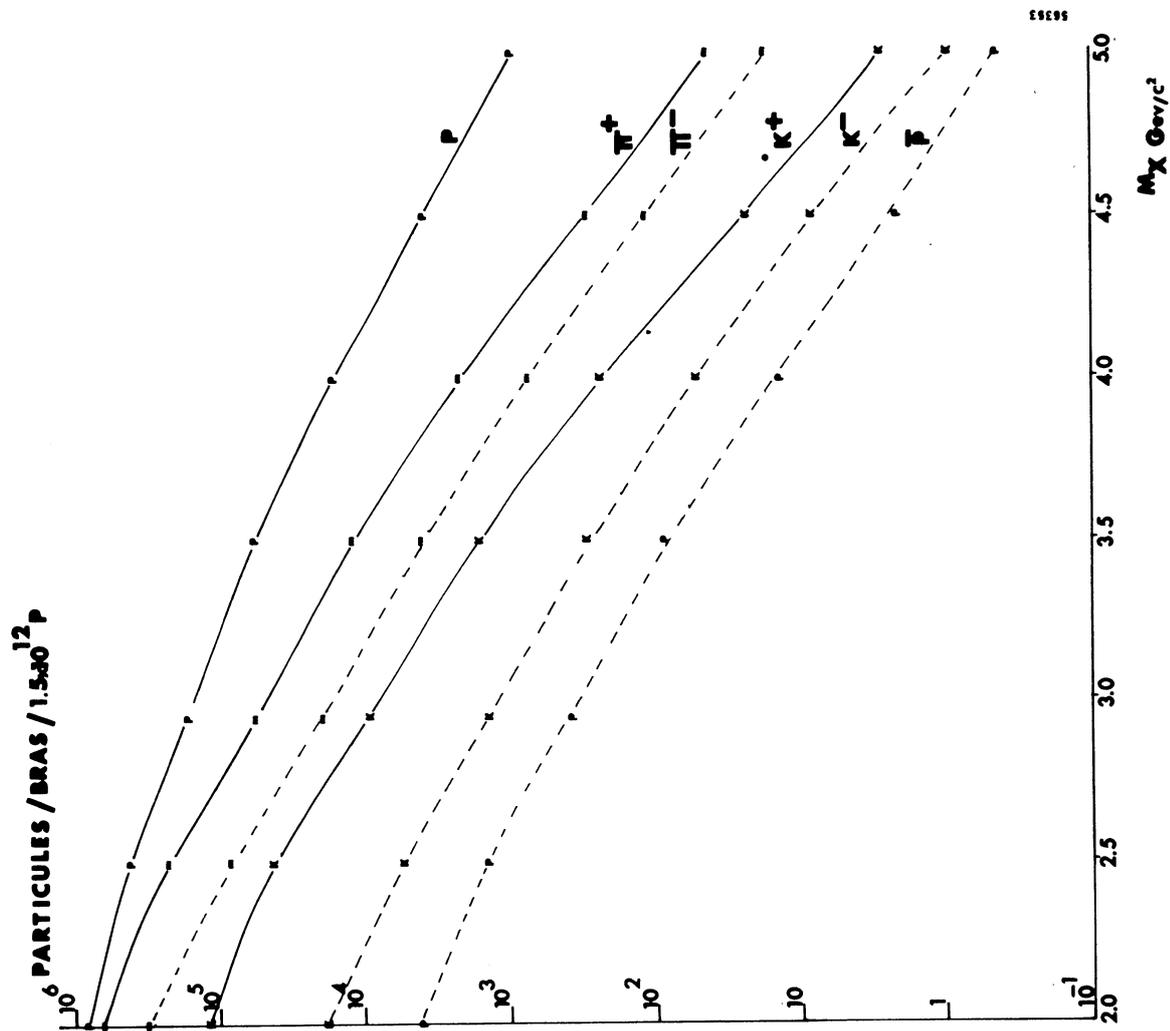
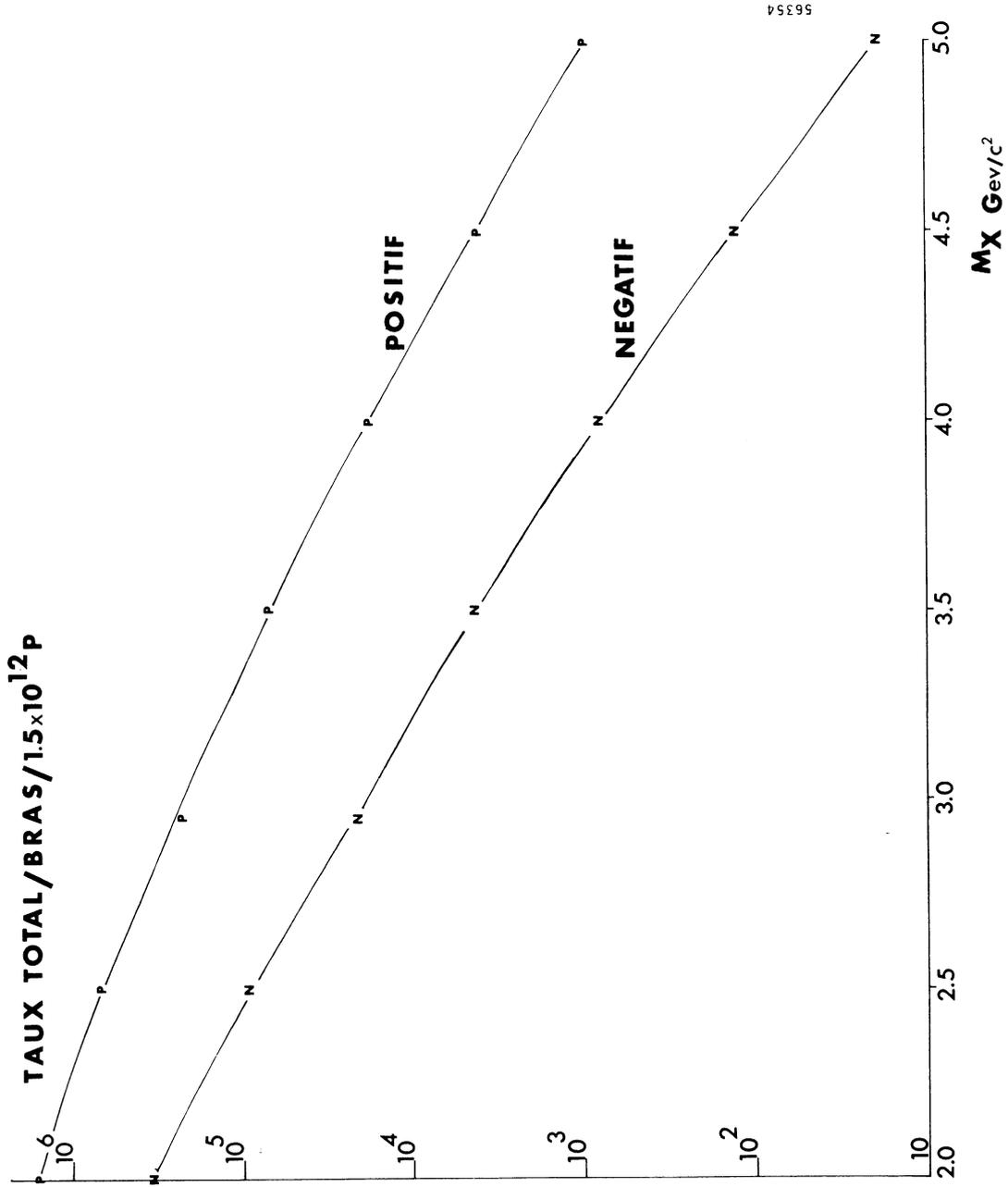


FIG 14 a



**FIG 14 b**

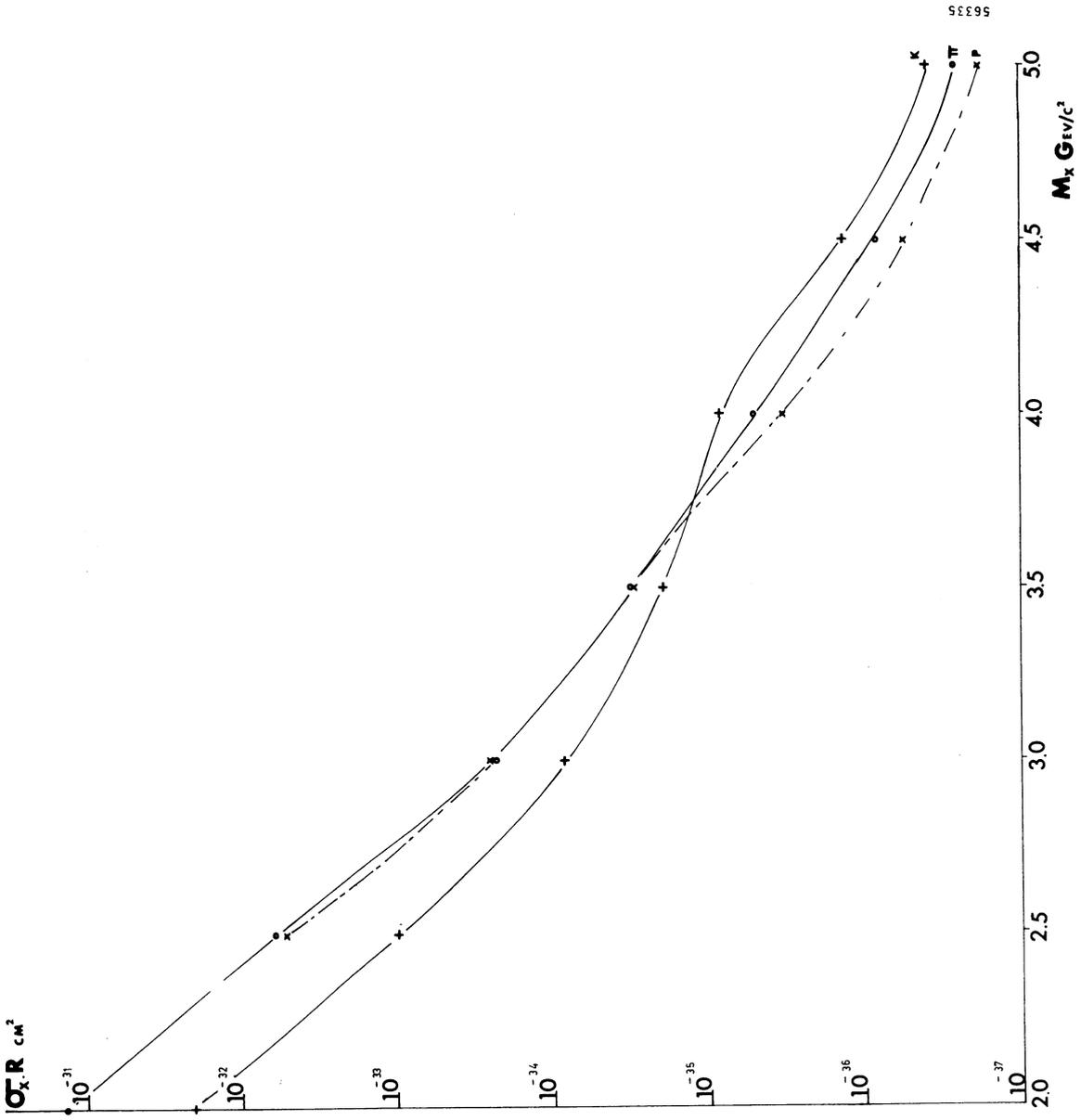


FIG.15

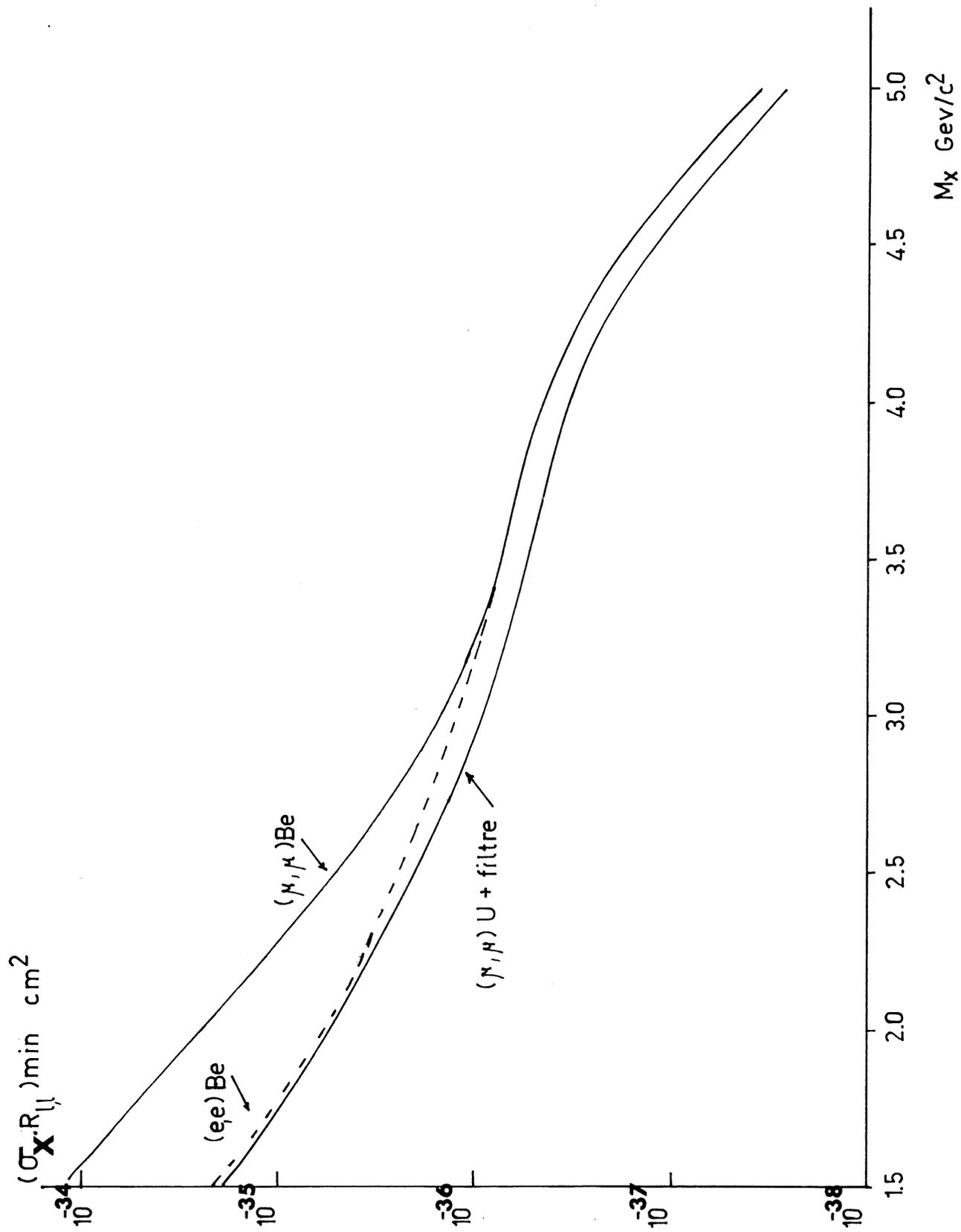


FIG. 18

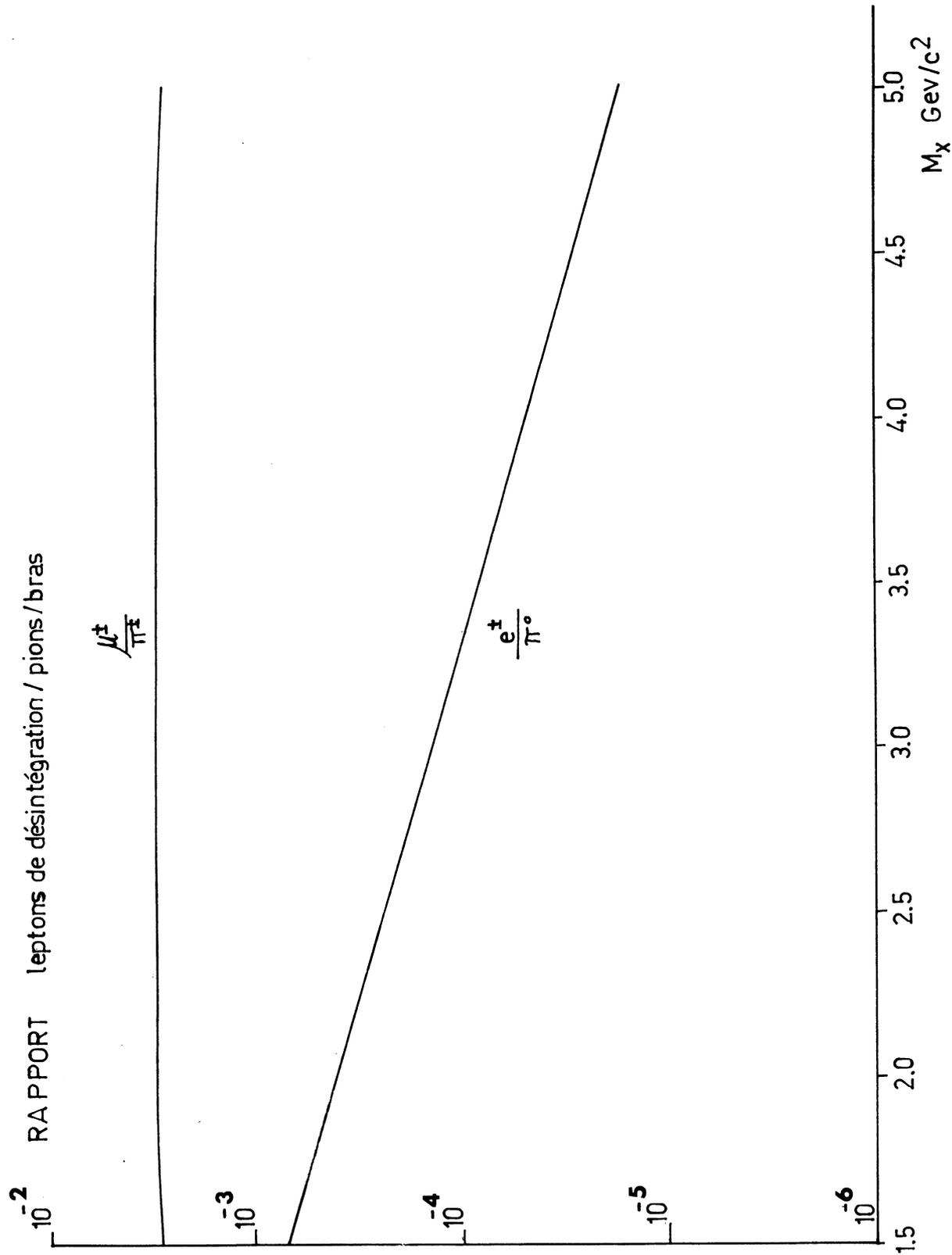


FIG. 17

$P + \text{Nucléon (U ou Be)} \longrightarrow l^+ + l^- + n'$  importe quoi

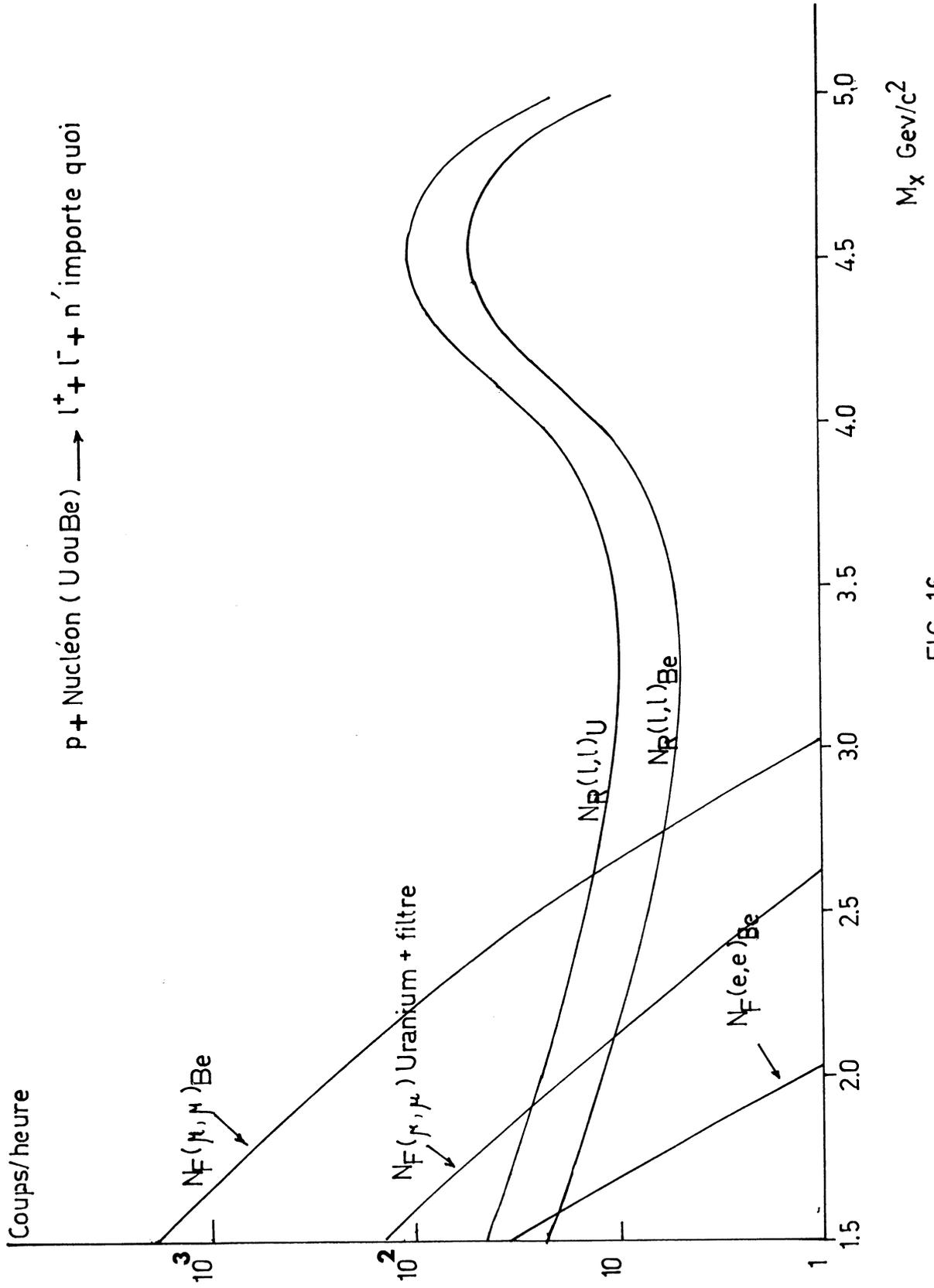
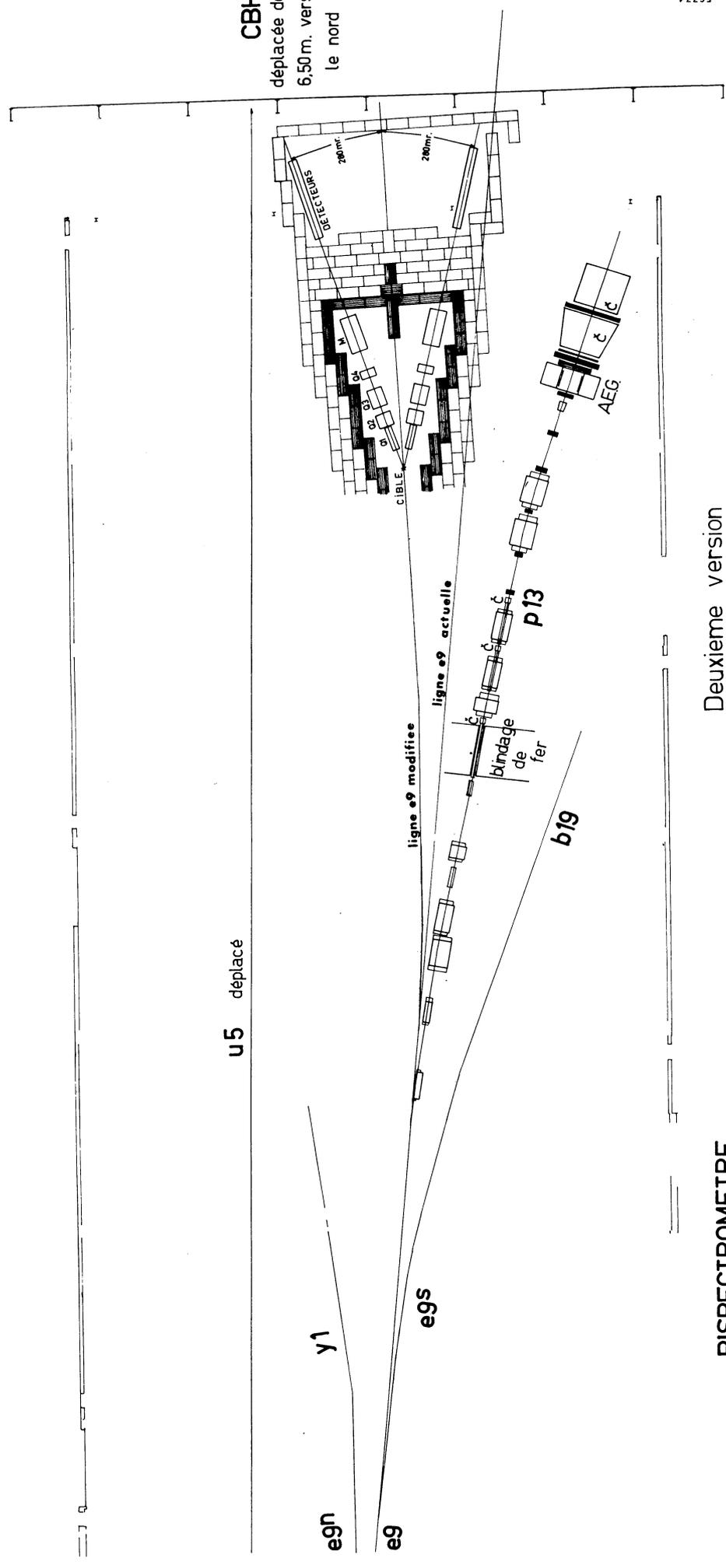


FIG 16

CBH  
déplacée de  
6,50m. vers  
le nord

56334



Deuxieme version  
d'implantation dans la zone est  
(CBH déplacée)

**FIG 20**

BISPECTROMETRE  
SYMÉTRIQUE

1m  
1m

u5 déplacé

