

THESE DE DOCTORAT
à présenter
A L'UNIVERSITE DE LAUSANNE

MESURE D'EFFET DE SPIN DANS LA REACTION INCLUSIVE

$p p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 X$ A 24 GEV/C

DANS LA REGION CENTRALE ET A GRANDE IMPULSION TRANSVERSALE

Monique WERLEN

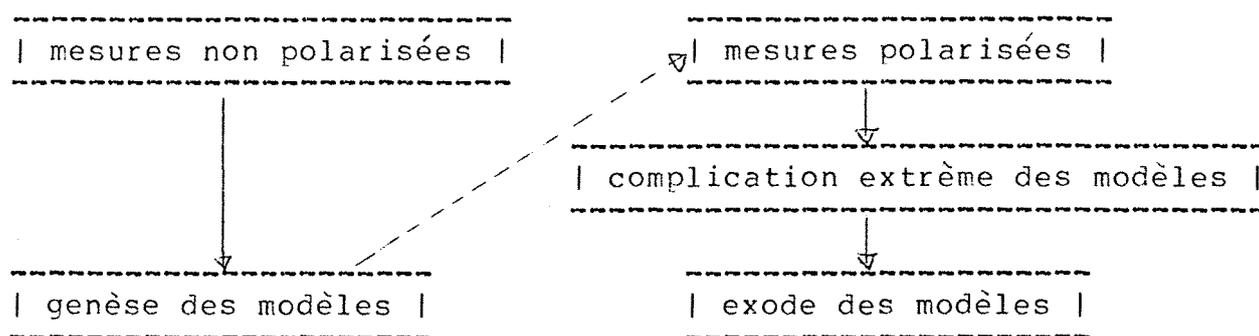
INTRODUCTION	2
Chapitre I. INTERET	4
1.Introduction	4
2.Effets de spin dans les réactions inclusives avec faisceau de pions.	5
3.Effets de spin dans les réactions inclusives avec faisceau de protons.	7
4.Effets de spin dans les réactions inclusives avec faisceau de protons polarisés	7
5.Polarisation des Λ^0	8
6.Conclusion	9
Chapitre II. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	10
1.Principe de la mesure.	10
2.Le faisceau	11
3.La cible de protons polarisés	12
4.Les compteurs moniteurs	13
4.1 Les moniteurs M	13
4.2 Le moniteur à l'arrière	13
4.3 La polarisation à petit $ t $	14
4.4 Les moniteurs de faisceau	14
5.Le détecteur de π^0	14
5.1 Le compteur veto	16
5.2 Le convertisseur	16
5.3 Le compteur dE/dx	17
5.4 Les hodoscopes	17
5.5 Le compteur verre au plomb	17
Chapitre III. LE SYSTEME INFORMATIQUE	20
1.Introduction	20
1.1 Exigences	20
1.2 Architecture du systeme	21
2.La mise au point et le contrôle du dispositif expérimental	23
2.1 La mise au point	23
2.2 Le contrôle en ligne	24
3.L'acquisition de données	25
3.1 L'ordinateur	25
3.2 Le Sisac	25
3.3 La gestion du Camac	26
3.4 Le décodage	27
3.5 La tâche de sortie	27
4.La gestion de périphériques	27
5.L'analyse	29
6.Conclusion	29
Chapitre IV. LE PROGRAMME DE SIMULATION	30
1.Introduction	30
2.Description du programme	30

<u>Contents</u>	<u>Page</u>
3. Résultats de la simulation.	31
3.1 Réponse idéale.	31
3.2 Réponse réaliste aux π^0 .	33
3.3 Bruit de fond dû aux photons.	36
3.4 Acceptance.	37
Chapitre V. ANALYSE	38
1. Introduction	38
2. Tri des événements	38
2.1 Composition d'un événement	38
2.2 Rejet des événements inutilisables	38
2.3 Comparaison avec le programme de simulation	39
3. Calibration	39
3.1 Calibration approximative	39
3.2 Calibration fine	40
3.3 Comparaison avec le programme de simulation	41
3.4 Vérification avec particule chargée	42
3.5 Choix final	42
4. Reconstruction	42
5. Asymétrie brute	42
5.1 Stabilité	42
5.2 Evaluation globale	43
5.3 Dérive en fonction du temps	43
6. Facteur de dilution	44
Chapitre VI. PRESENTATION DES RESULTATS	46
1. Résultats	46
2. Tendances	46
3. Comparaison avec les autres résultats	47
Chapitre VII. CADRE THEORIQUE	48
1. Introduction	48
2. Collision dure ?	48
3. Asymétrie dans les modèles quark-parton.	51
4. Application à nos résultats	55
CONCLUSION	56
REMERCIEMENTS	57
REFERENCES	59

INTRODUCTION

La motivation essentielle des expériences de spin est, outre la compréhension du comportement de ce nombre quantique dans une interaction, de tester dans le détail les différents modèles présentés pour interpréter les processus mis en jeu dans les interactions entre particules élémentaires, processus initialement révélés par les mesures de section efficace.

Nous pouvons reprendre, à titre d'exemple, le graphe explicatif de F.Close [1], montrant l'intérêt des mesures dépendantes du spin dans l'histoire des modèles pour les interactions fortes.



C'est ainsi que, dans les années 65-73, les modèles d'échanges de pôles de Regge ont été confrontés aux expériences d'effets de spin. Certains résultats ont trouvés une interprétation éclatante dans le cadre des modèles de Regge: symétrie miroir due à l'échange du g entre les polarisations mesurées en $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ élastiques [2], par exemple. Mais la grande majorité des expériences a imposé l'introduction de nouveaux paramètres (coupures), rendant le modèle beaucoup plus lourd à utiliser et plus difficile à justifier: polarisation dans l'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ [3,4], asymétrie dans les réactions $\pi p \rightarrow \pi X$ [5], polarisation dans l'échange de charge neutron-proton [6], etc..

Avec l'apparition d'accélérateurs de très haute énergie, une grande partie des effets secondaires (liés à la forme du proton), qui rendaient difficile l'interprétation des interactions fortes, a disparu. Les mesures deviennent sensibles à la structure interne du proton: en particulier, les phénomènes à grande impulsion transversale seraient dus aux interactions fondamentales entre les constituants des baryons.

De nouveaux modèles, décrivant les baryons comme formés de constituants, les partons (dont certains sont les quarks de SU_3), prédisent avec succès la structure interne du proton "vue" dans les interactions profondément inélastiques lepton-proton [7]. Une vraie

théorie, la chromodynamique quantique [8,9], calquée sur la théorie de l'électrodynamique quantique, semble se dessiner et donner un support théorique aux modèles quarks-partons.

Ces modèles interprètent les interactions entre baryons à grande impulsion transversale comme une somme incohérente d'interactions constituant-constituant [10]. La chromodynamique quantique permet de calculer explicitement ces interactions fondamentales et interprète avec succès les phénomènes à grande impulsion transversale [11].

Les modèles de type quark-parton, proposant une interprétation du spin et de son comportement dans les interactions [12], ont bien résistés aux mesures du SLAC de la diffusion profondément inélastique d'électrons polarisés par des protons polarisés [13,14]. Une question importante se pose: comment vont-ils se comporter face aux mesures d'effets de spin en interaction forte [15] (production inclusive de pions de grande impulsion transversale dans les diffusions de protons sur cible de protons polarisés, par exemple)?

Une première tentative expérimentale à 24 GeV/c, en prévision des mesures avec spin à plus haute énergie, fait le corps de cette thèse.

Le chapitre I présente les motivations de l'expérience, la situant par rapport aux expériences précédentes et aux modèles en cours.

Dans le chapitre II, le dispositif expérimental (cible polarisée, détecteur de π^0 , moniteurs) est décrit en détail.

La mise au point et les caractéristiques du système d'acquisition sophistiqué que nous avons développé sont présentés dans le chapitre III.

Le chapitre IV décrit le programme de simulation qui donne les caractéristiques du détecteur de π^0 et nous guide dans les différents algorithmes de l'analyse.

L'analyse, avec la calibration fine des détecteurs de photons, le choix des moniteurs, l'étude de la dérive en fonction du temps des mesures, fait l'objet du chapitre V.

La présentation des résultats et la discussion de leur validité se trouvent au chapitre VI.

Le chapitre VII replace l'expérience dans le cadre théorique actuel avec les implications sur les modèles existants et la nécessité de développement de ceux-ci.

Chapitre I. INTERET

1. Introduction

L'étude des effets de spin dans les interactions fortes s'est initialement surtout orientée vers les réactions exclusives (toutes les particules de l'état final sont détectées) et plus particulièrement vers les réactions à deux corps.

A basse énergie (< 2 GeV), de telles mesures permettent, par une méthode d'analyse en déphasage, de déterminer l'ensemble des amplitudes d'ondes partielles de la réaction, dont on peut déduire le potentiel d'interaction forte. Cette méthode n'est plus utilisable lorsque l'énergie augmente, car le nombre des amplitudes non négligeables devient trop grand.

A plus haute énergie (10-20 GeV), l'introduction des modèles de Regge a aussi orienté ces études vers le même type d'expériences. En effet, ces modèles sont le plus facilement applicables lorsqu'on connaît l'état initial et l'état final: l'échange de pôles de Regge étant ainsi totalement défini. Le théorème optique généralise permet d'utiliser le formalisme de Regge pour les réactions inclusives avec une seule particule détectée, mais principalement dans les régions de fragmentation où une approximation à deux corps est possible (voir paragraphe 2.).

Mais les modèles de Regge, qui donnent une vue globale de l'interaction, ont été mis en défaut lorsque, l'énergie augmentant, les mesures sont devenues sensibles à l'interaction constituant-constituant.

Actuellement, les études se tournent vers les réactions inclusives, qui sont sensibles aux effets fondamentaux, les effets secondaires nombreux se compensant.

L'étude de la dépendance en spin des réactions inclusives est donc relativement récente. L'opinion, généralement répandue, était que les asymétries devaient être très faibles. En effet, supposons que certains canaux inélastiques présentent des asymétries importantes, rien n'oblige à ce que ces asymétries aient le même signe et, on peut penser que, vu le nombre important de canaux inélastiques ouverts, ces effets se compensent et donnent une asymétrie faible. Or, des effets importants apparaissent, que nous présenterons dans ce chapitre. Ces effets indiquent une certaine cohérence entre les différents canaux inélastiques qu'aucune théorie actuelle ne sait expliquer. Une étude expérimentale plus complète, ainsi que des études théoriques dans des domaines nouveaux, comme la QCD (Quantum Chromodynamic : chromodynamique quantique), théorie qui s'attache à décrire l'interaction fondamentale, pourraient permettre de comprendre ces phénomènes.

Nous présentons, dans les paragraphes suivants, l'essentiel des résultats d'effets de spin dans les réactions inclusives connus à ce jour. Puis, nous montrons ce que notre expérience pourrait apporter de nouveau.

2. Effets de spin dans les réactions inclusives avec faisceau de pions.

En 1973, à 8 GeV/c, nous avons mesuré l'asymétrie dans les réactions $\pi^{+,-} + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^{+,-} + X$ dans la région de fragmentation du projectile ($0.3 < x < 0.9$) pour une gamme en impulsion transverse limitée ($0.17 < P_t < 0.36$ GeV/c) [5,16].

L'asymétrie, nulle pour $0.3 < x < 0.7$, atteint, à plus grand x , une valeur absolue d'environ 10%. Elle présente une symétrie miroir entre les réactions faisant intervenir des π^+ et des π^- , comme c'est le cas dans les réactions élastiques [2], avec d'ailleurs le même signe. Or, les modèles de type Regge (à l'aide du théorème optique généralisé) indiquent que, s'il y a factorisation des résidus et échange de pôles simples, il ne peut y avoir des effets de spin dans cette région cinématique [17].

L'argumentation est simple: le théorème optique généralisé permet d'écrire, pour la réaction $a + b \rightarrow c + X$:

$$(ds_{\uparrow}/dP_c) = \text{Disc}_{M(X)} \langle \uparrow | T | \uparrow \rangle$$

où (ds_{\uparrow}/dP_c) , noté par la suite ds_{\uparrow} , est la section efficace différentielle de production inclusive de c pour une polarisation de la cible perpendiculaire au plan de la réaction (P_c : impulsion de la particule c),

$\text{Disc}_{M(X)} \langle \uparrow | T | \uparrow \rangle$ est la discontinuité en masse manquante $M(X)$ de l'amplitude en avant de la diffusion à trois corps $ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$

et $M(X)$ est donné par $(M(X))^2 = (Q_a + Q_b - Q_c)^2$ avec Q_i , le quadri-vecteur énergie-impulsion de la particule i .

L'asymétrie que l'on mesure est alors la suivante :

$$a = (ds_{\uparrow} - ds_{\downarrow}) / (ds_{\uparrow} + ds_{\downarrow})$$

On peut exprimer l'état transverse $|\uparrow\rangle$ en terme d'hélicité [18]:

$$|\uparrow\rangle = (1/\sqrt{2}) * (|+\rangle + i |-\rangle)$$

$$|\downarrow\rangle = (1/\sqrt{2}) * (|-\rangle + i |+\rangle)$$

L'asymétrie sera alors :

$$a = (\langle +|T|-\rangle - \langle -|T|+\rangle) / (\langle +|T|+\rangle + \langle -|T|-\rangle),$$

où $\langle +|T|-\rangle$ sous-entend $\text{Disc}_{M(X)} \langle +|T|-\rangle$.

Le numérateur fait donc apparaître des amplitudes de renversement d'hélicité. Dans la région de fragmentation du projectile, la sous-énergie mise en jeu entre les particules a et \bar{c} , $\Delta_{a\bar{c}}^2 = (Q_a - Q_{\bar{c}})^2$, est faible alors que $\Delta_{b\bar{c}}^2 = (Q_b - Q_{\bar{c}})^2$ et $s = (Q_a + Q_b)^2$ sont grandes. La diffusion $ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$ peut donc être considérée (figure 1) comme dominée par l'échange d'un pôle de Regge entre un système composite ($a\bar{c}$) et b. L'amplitude à trois corps s'écrit alors :

$$F_{ab}^C \propto \sum_i s^{\alpha_i(\theta)-1} f_{ab}^C(i)$$

où $s^{\alpha_i(\theta)-1}$ est la dépendance en énergie de l'échange d'un pôle de Regge α_i et $f_{ab}^C(i)$ est le couplage du Reggeon avec les particules.

Dans l'hypothèse de factorisation des couplages, on obtient: $f_{ab}^C = g_b * g_{ac}$ où g_b et g_{ac} sont les couplages aux vertex. Or g_b s'annule, puisqu'il s'agit d'une amplitude de renversement d'hélicité ($\propto \sqrt{-t}$) en avant ($t=0$).

Donc l'hypothèse de factorisation dans ce modèle d'échange implique que l'asymétrie soit nulle. (1)

Soffer et Wray [20], introduisant les effets de coupures du ρ ne factorisant pas, reproduisent qualitativement, mais non quantitativement, nos résultats. La figure 2 présente nos résultats avec leur prédiction.

(1) Ce résultat est différent dans d'autres régions cinématiques où aucune argumentation n'annule l'asymétrie. Par exemple, dans la réaction $K^- + p \rightarrow \Lambda + x$, une grande polarisation négative du Λ est observée dans la région de fragmentation du K^- [19]. Ici, c'est le système $K^-\Lambda$ qui est composite, et un changement de l'hélicité du Λ est compensé par un changement du moment angulaire du système $K^-\Lambda$.

3. Effets de spin dans les réactions inclusives avec faisceau de protons.

En 1974, au RHEL, nous avons mesuré la production inclusive, dépendante du spin, des π^+ et des protons avec un faisceau intense de protons de 7.9 GeV/c incident sur une cible de protons polarisés, dans la région de fragmentation du projectile ($a x = 0.7$, pour $0.4 < P_t < 1.2$ GeV/c ; et, a $P_t = 0.4$, pour $0.1 < x < 0.96$) [21].

L'asymétrie est positive aussi bien pour la production inclusive de pion que de proton. A x fixe, elle est une fonction constante (environ 5%) de l'impulsion transverse, sauf pour le proton, lorsque $P_t > 1$ GeV/c, ou elle croît. Pour P_t fixé, l'asymétrie passe de valeurs faibles pour des grands x à une valeur d'environ 8% pour $x = 0.4$. Ici aussi, l'asymétrie devrait s'annuler si la factorisation est une hypothèse valide.

4. Effets de spin dans les réactions inclusives avec faisceau de protons polarisés

A Argonne, avec un faisceau de protons polarisés de 6 puis de 11.8 GeV/c incident sur une cible d'hydrogène liquide, Klem et al [22] ont mesuré l'asymétrie dans la production inclusive de π^+ et π^- pour $0.3 < x < 1$ et $P_t \rightarrow 0.6$ GeV/c.

L'asymétrie est opposée en signe pour le π^+ et le π^- (effet miroir) et croît avec x jusqu'à un maximum de 30% pour les π^- et de -20% pour les π^+ . Reportée en fonction de l'impulsion transverse, elle présente aussi une croissance rapide. Les figures 3 et 4 présentent les résultats à 6 GeV/c. A 11.8 GeV/c, les résultats sont comparables.

Bien que la production de N^* donne des asymétries importantes [23], pouvant induire de grandes asymétries sur les pions de désintégration, les auteurs pensent que cela ne peut expliquer des effets semblables aux deux énergies.

Comparés avec notre expérience à 7.9 GeV/c (3.), ces résultats montrent une asymétrie beaucoup plus grande variant rapidement en fonction de l'impulsion transversale. La combinaison des deux résultats semble suggérer que le fragment du projectile se "souvient" beaucoup mieux du spin d'un projectile polarisé que de celui de la cible polarisée.

5. Polarisation des Λ^0

Le résultat le plus frappant d'effet de spin en inclusive est observé dans la production inclusive de Λ^0 sur cible de Beryllium par des protons de 300 GeV/c [24]. La polarisation du Λ^0 est importante et dépend fortement de l'impulsion transversale. Cette polarisation, perpendiculaire au plan de production, est indépendante de x ($0.3 < x < 0.7$), mais croît en fonction de P_t , atteignant 28% pour un P_t de 1.5 GeV/c. Ce résultat est remarquable, car aucune théorie ne prédisait une polarisation non nulle dans une production inclusive à si haute énergie.

Plus tard, des résultats semblables ont été mis en évidence à 24 GeV/c, dans la production inclusive de Λ^0 sur du platine [25].

A 400 GeV/c, cette mesure a été étendue à de plus grands P_t pour les Λ^0 et entreprise pour les $\bar{\Lambda}^0$: les mêmes résultats ont été obtenus en ce qui concerne les Λ^0 jusqu'à $P_t = 2.1$ GeV/c, mais on observe une polarisation nulle des $\bar{\Lambda}^0$, même pour des grandes impulsions transversales [26]. Tout récemment, la polarisation des Λ^0 a été mesurée dans les réactions protons-protons aux ISR [27]. Les effets trouvés sont encore plus grands qu'à plus basse énergie. La figure 5 présente l'ensemble des résultats.

K.Heller et al. [26] utilisent un modèle de quark pour expliquer ces effets. Le quark s du Λ^0 et l'antiquark étrange du $\bar{\Lambda}^0$ portent le spin de l'hypéron, dans un modèle statique naïf. La figure 6 illustre le processus : production du quark étrange par un gluon émis par bremsstrahlung.

Le quark d et un des quarks u du proton incident sont spectateurs. L'autre quark u est diffusé par le proton cible et émet un gluon qui produit une paire $s\bar{s}$. Si le gluon est polarisé, la paire le sera aussi et cette polarisation sera corrélée avec l'impulsion transversale du Λ^0 . Un calcul précis de ce mécanisme est en cours [28].

Pour $\bar{\Lambda}^0$, par contre, des anti-quarks (\bar{u} et \bar{d}) doivent aussi être produits : le mécanisme de production sera donc plus complexe. La polarisation du $\bar{\Lambda}^0$ sera indépendante de l'impulsion transversale, car ces anti-quarks vont y participer, sans contribuer à la polarisation.

6. Conclusion

Ainsi, le rôle du spin dans les réactions inclusives est loin d'être négligeable et nous avons pensé qu'il serait intéressant de l'étudier dans une région mal explorée: la région centrale ($x=0$) à grande impulsion transversale ($P_t > 1$ GeV/c). Nous avons donc entrepris de mesurer l'asymétrie dans la production inclusive de π^0 à 24 GeV/c: ces mesures donneront les premiers résultats d'asymétrie à haute énergie.

Dans les phénomènes à grande impulsion transversale, les réactions entre nucléons se réduisent à des réactions entre constituants comme le montre, par exemple, l'interprétation en termes de QCD de Field [11] des productions inclusives de pions à grand P_t aux ISR [29].

Le but de cette expérience est d'extraire la dépendance en spin de telles réactions. Bien sur, nous travaillons avec des faisceaux de 24 GeV/c où, pour l'instant, des phénomènes comparables n'ont pas encore été observés [30], [31]. Mais, le spin peut permettre de voir déjà à basse énergie des phénomènes révélés seulement à plus haute énergie dans les sections efficaces. En effet, Crabb et al [32], qui ont mesurés les sections efficaces élastiques proton-proton avec des états de spin purs à 12 GeV/c et à grand P_t^2 , reportent leurs résultats sur la même figure que les sections efficaces à $\sqrt{s}=53$ GeV [33] (figure 7). La composante de collision "dure" des résultats à haute énergie apparaît déjà à 12 GeV/c, mais seulement lorsque les spins sont parallèles.

Remarquons que, en ce qui concerne la polarisation du Λ^0 , où les effets des constituants semblent être dominants, les résultats sont pratiquement indépendants de l'énergie entre 12 et 2000 GeV.

Chapitre II. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Cette expérience fait partie d'un programme expérimental d'études des effets de spin dans les réactions hadroniques à 24 GeV/c. La figure 8 représente les différents dispositifs expérimentaux correspondant essentiellement à trois mesures effectuées en parallèle:

1. La mesure du paramètre de polarisation P_0 dans les réactions élastiques proton-proton à grand $|t|$, $0.8 < |t| < 5.0$ (GeV/c)²: un spectromètre vers l'avant, comprenant trois compteurs à scintillation S1, S2 et S3, deux compteurs Čerenkov à seuil C1 et C2 et deux hodoscopes H5 et H6, sélectionne les protons diffusés et mesure leur direction. Un spectromètre vers l'arrière, comprenant un aimant pour l'analyse magnétique, des compteurs à scintillation R1 et R2, des compteurs en anticoincidence A1 et A2, un Čerenkov C3 et quatre hodoscopes H1, H2, H3 et H4, mesure la direction et l'impulsion des protons de recul. Pour plus de détails, consulter [34] et [35].

2. La mesure du même paramètre P_0 à petit $|t|$, $0.1 < |t| < 1.0$ (GeV/c)²: le dispositif expérimental est très simple. Quatre compteurs à scintillation définissent un télescope coplanaire. T1 et T2, sur l'avant, ont une acceptation de ∓ 1 mrad dans les directions verticales et horizontales. T3 et T4, sur le bras de recul, ont une acceptation horizontale de ∓ 21 mrad et verticale de ∓ 15 mrad. Le temps de vol entre T2 et T4 est enregistré pour chaque signal de déclenchement (T1*T2)*(T3*T4). Trois hodoscopes permettent de connaître avec plus de précision les directions des protons. Les résultats de cette mesure ont déjà été publiés [36]. On remarque sur la figure 8 quelques compteurs supplémentaires sur le bras de recul: ils servent à la mesure du paramètre de dépolarisation D_{NN} . La polarisation du proton de recul est mesurée par diffusion sur une plaque de carbone.

3. La mesure de l'asymétrie dans les réactions inclusives $p p \rightarrow \pi^0 + X$: la suite du chapitre présente en détail les différents appareils utilisés pour cette mesure (faisceau de protons, cible de protons polarisés, compteurs moniteurs et détecteur de π^0).

1. Principe de la mesure.

L'asymétrie cherchée est donnée par

$$A * P_C = (n_+^P - n_-^P) / (n_+^P + n_-^P)$$

avec P_C , la polarisation de la cible en valeur absolue

et n_+^p (n_-^p) le nombre d'événements obtenus pour un même nombre de particules ayant interagis avec les protons polarisés de la cible pour une polarisation vers le haut (vers le bas). Malheureusement, la cible, comme nous le verrons, contient aussi des noyaux complexes non polarisés. L'asymétrie brute effectivement mesurée est donnée par

$$A_B * P_C = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$$

avec $N_+ = n_+^p + n^c$ où n^c est le nombre d'événements provenant de l'interaction avec des noyaux complexes. On définit un facteur de dilution

$$D = (N_+ + N_-) / (n_+^p + n_-^p)$$

qui dépend de la région cinématique considérée. Ce facteur de dilution (valeur typique: 7 [5,39]) est évalué en considérant aussi la diffusion sur cible de carbone qui est une bonne approximation de la diffusion sur noyaux complexes. On voit que l'asymétrie cherchée

$$A = A_B * D$$

est diluée dans la mesure de l'asymétrie brute A_B . Dans le cas des réactions élastiques, ce facteur de dilution n'intervient pas, car le pic des événements élastiques se distingue très nettement du fond des événements quasi-élastiques. La diffusion sur cible de carbone n'est utilisée que pour vérification. En réaction inclusive, par contre, il est essentiel d'intercaler très souvent des mesures ("runs") de carbone pour connaître avec précision le facteur de dilution, fonction de x et P_t .

2. Le faisceau

Nous avons utilisé le faisceau C9 (PS) de protons ayant une impulsion de 24 GeV/c avec une résolution d'environ 0.5%. Ce faisceau, produit par extraction lente puis diffusé sur une cible de production, est transporté jusque dans la zone expérimentale par un système magnétique. La divergence est de ∓ 0.3 mrad dans le plan horizontal et de ∓ 0.2 mrad dans le plan vertical. La dimension de la tache sur la cible est de 35×35 mm². L'intensité peut atteindre 10^9 protons par cycle mais, pour des raisons de stabilité, nous l'avons réduite à 2×10^8 p.p.c..

3. La cible de protons polarisés

La cible est un appareillage standard développé par le groupe des cibles polarisées du CERN. La matière utilisée pour la cible est du propanediol ($C_3H_8O_2$), dopé de centres paramagnétiques (contenant des électrons libres polarisables), présenté sous forme de petites billes contenues dans une cavité en cuivre de 2 cm de large, 4.2 cm de long et 1.6 cm de haut. Le rapport des protons libres, seuls susceptibles d'être polarisés, aux protons liés de la cible est de 1/4.25. Cette cavité est maintenue à une température de 0.4° K grâce à un cryostat à dilution d' He^3 dans l' He^4 . Un aimant fournit un champ magnétique vertical de 25 Kgauss, homogène à 10^{-4} près dans la région de la cible. Dans ces conditions, la polarisation "naturelle" des protons libres est d'environ 0.5%; par contre, celle des électrons, qui ont un moment magnétique beaucoup plus élevé, dépasse 99%. La méthode de polarisation dynamique [37,38] permet de transférer aux protons une grande partie de la polarisation élevée des électrons: un carcinotron génère une hyperfréquence qui effectue le "transfert de spin" polarisant ainsi les protons dans le sens du champ magnétique (+) ou dans le sens opposé (-). La mesure de la polarisation est obtenue au moyen d'un solénoïde, entourant les billes, sensible à la fréquence de résonance magnétique nucléaire NMR (Nuclear Magnetic Resonance).

Nous avons rencontré un problème spécifique aux mesures avec faisceau de haut flux: la haute intensité de protons incidents détériore localement la polarisation, sans changer le signal NMR sensible à la polarisation moyenne de la cible. On a donc placé un autre solénoïde plus petit entourant la zone exposée au faisceau. La polarisation P_c , pouvant atteindre au départ une valeur maximum $P_{c,max}$ de 90%, décroît en fonction du flux de particules selon la formule:

$$P_c(i) = P_{c,max} * e^{-i/c}$$

où i est égal au flux intégré (protons* cm^{-2}). Nous avons estimé [39] c à $2.2 * 10^{14}$ p* cm^{-2} .

Dans ces conditions, la polarisation est verticale et normale au plan défini par le faisceau incident et les particules diffusées dans la réaction élastique. L'évaluation de la valeur absolue de la polarisation est basée sur la mesure du signal naturel des protons.

Comme ce signal est très faible, l'erreur peut atteindre $\pm 4\%$. Nous verrons qu'un moniteur spécial nous permet d'assurer la cohérence des mesures effectuées avec différentes calibrations dues aux changements de cible. Une deuxième cible, ayant les mêmes caractéristiques que la cible de protons polarisés mais contenant du carbone seulement, est aussi placée dans le cryostat. Un mécanisme simple permet de la positionner à la place de la cible polarisée. Ainsi, cette cible rend compte du bruit de fond provenant non seulement de la diffusion sur noyaux complexes, mais aussi sur la cavité, le nez du cryostat, etc..

Tout le système de la cible (mesure de la polarisation, calibration, hyperfréquence) est sous contrôle d'un mini-ordinateur. Le changement de sens de la polarisation peut se faire rapidement (10 min), ce qui permet d'alterner très souvent (1-2 heures) les runs + et -: les erreurs systématiques ou celles dues à l'instabilité de l'appareillage sont ainsi limitées.

4. Les compteurs moniteurs

Pour calculer l'asymétrie, on doit normaliser les mesures effectuées pour les deux sens de la polarisation de la cible à un même nombre d'interactions dans la cible. Nous utiliserons plusieurs moniteurs indépendants de la polarisation: seuls les runs pour lesquels l'ensemble de ces moniteurs sont cohérents seront retenus.

4.1 Les moniteurs M

Deux télescopes pointant vers la cible sont disposés dans le plan formé par la direction de la polarisation de la cible et la direction des particules incidentes après déviation dans l'aimant de la cible. Chacun d'eux comprend trois compteurs à scintillation (M1, M3 et M5; M2, M4 et M6) en coïncidence, indiquant le passage d'une particule chargée. Ils sont effectivement indépendant de la polarisation de la cible à cause de l'invariance par parité (1).

Ces moniteurs sont enregistrés sur des échelles Camac pour lecture à chaque événement et en fin de cycle. La stabilité de leur taux de comptage doit être très bonne. Une alarme apparaît si le rapport $(M1 * M3 * M5) / (M2 * M4 * M6)$, qui dépend entre autre de la position du faisceau sur la cible, varie de plus de 0.002. Ces moniteurs ont aussi été utilisés dans la mesure de la polarisation à grand $|t|$: la comparaison avec le moniteur interne (aile des distributions correspondant aux quasi-élastiques) montre que $(M1 * M3 * M5) + (M2 * M4 * M6)$ est un moniteur très stable.

4.2 Le moniteur à l'arrière

Un moniteur à l'arrière ("backward") détecte les protons de 300 MeV/c émis vers l'arrière (angle supérieur à 90°) qui, pour des raisons cinématiques, ne peuvent provenir que des interactions sur les noyaux complexes. Ce moniteur est donc insensible à la polarisation de la cible. Il est formé d'un compteur à scintillation déterminant avec la cible une première direction, d'un aimant de déviation et de deux autres compteurs à scintillation donnant la direction après l'aimant. Ils permettent de connaître l'angle de déviation et donc l'impulsion de la particule chargée. La rejection des pions est indispensable car ceux-ci peuvent provenir de l'interaction avec des protons polarisés

(1) à des effets dus aux interactions faibles près qui sont négligeables [40]

et donner des effets de spin importants. Le réglage, réalisé à l'aide du temps de vol, a montré deux pics bien distincts pour les pions et les protons. La sélection des protons se fait en ajustant l'angle de déviation et en utilisant une coïncidence très fine entre les différents compteurs.

4.3 La polarisation à petit $|t|$

Un moniteur, sensible à la polarisation de la cible, doit nous permettre de vérifier la valeur mesurée de la polarisation. De plus, nous avons besoin d'une normalisation pour comparer les runs de carbone et les runs polarisés, de manière à évaluer le facteur de dilution. Une mesure de la polarisation en élastique, déjà connue, nous permettrait d'atteindre ces deux buts. Nous avons choisi d'utiliser la mesure du paramètre de polarisation P_0 dans la diffusion élastique à $|t|=0.8$ (GeV/c)² que nous avons mesuré avec beaucoup de précision [36].

4.4 Les moniteurs de faisceau

Quatre moniteurs renseignent sur l'intensité et le profil du faisceau.

D'abord, un compteur télescope, détectant les particules secondaires émises au niveau de la cible de production, dépend de l'intensité du faisceau.

Une chambre d'ionisation fournit, à chaque cycle, un comptage proportionnel à l'intensité du faisceau.

Deux chambres à fils, fonctionnant en intégration de charge, donnent la position et le profil du faisceau avant la cible.

Deux chambres multicellulaires [41], prévues pour travailler en régime d'ionisation à haute intensité de faisceau, donnent non seulement plusieurs profils de faisceau au cours du cycle, mais aussi une valeur instantanée de l'intensité du faisceau. La connaissance de la structure en temps du faisceau permet de rejeter les événements, produits lors de pics dans l'éjection du faisceau, qui pourraient présenter une certaine instabilité.

5. Le détecteur de π^0

Les π^0 sont détectés grâce à leur désintégration en deux photons ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ avec un rapport de branchement de 98.85%).

Nous utilisons, pour une première mesure, deux détecteurs symétriques placés à 16° dans le laboratoire (ce qui correspond à 90° dans le système du centre de masse, c'est à dire $x=0$), l'un voyant les π^0 émis à gauche, l'autre les π^0 émis à droite. Ces deux bras permettent de doubler la statistique et de rejeter les erreurs systématiques par une double mesure de l'asymétrie: mesure de

l'asymétrie pour les polarisations + et - dans le détecteur gauche, $a_{+,-}(G)$, et mesure de l'asymétrie gauche, droite avec polarisation +, $a_{G,D}(+)$,

$$\text{où } a_{+,-}(G) = (N_{G+} - N_{G-}) / (N_{G+} + N_{G-})$$

$$\text{et } a_{G,D}(+) = (N_{G+} - N_{D+}) / (N_{G+} + N_{D+}) .$$

Ces deux mesures doivent donner un résultat identique: en effet, effectuons une rotation de 180° transformant la polarisation + en polarisation -. La diffusion à gauche avec polarisation + devient la diffusion à droite avec polarisation -, alors que la diffusion à droite avec polarisation + devient la diffusion à gauche avec polarisation -.

On voit que $a_{+,-}(G)$ se transforme en $a_{G,D}(+)$. De même, $a_{+,-}(D)$, qui est égale à $-a_{+,-}(G)$, se transforme en $a_{D,G}(+)$.

Pour éviter le bruit de fond important du plan median (la divergence du faisceau est importante dans ce plan), les deux détecteurs sont situés l'un au-dessus, l'autre au-dessous de ce plan, l'axe du détecteur formant un angle de 5° avec ce plan. Cet angle diluera l'effet mesuré d'un facteur égal à $\cos(5^\circ)$.

Une deuxième mesure est effectuée avec les bras positionnés différemment, le bras droit à $13^\circ.3$ et le bras gauche à $22^\circ.4$, pour couvrir une plus grande région cinématique en x.

Chaque bras est constitué de quatre blocs détectant les photons; la coïncidence de deux d'entre eux indique la présence d'un π^0 . Les quatre blocs donnent six combinaisons possibles. Ces blocs sont placés à 2.5 m de la cible et ont un angle d'ouverture maximum de 7° , permettant la détection des π^0 d'énergie supérieure à 2.2 GeV/c ($P_t=0.6$) pour les combinaisons diagonales et à 3.2 GeV/c ($P_t=0.8$) pour les combinaisons adjacentes.

Chaque bloc est formé des éléments suivants:

un compteur véto V_i qui rejette les particules chargées,

une plaque de plomb qui transforme les photons incidents en électrons et positrons,

un compteur dE/dx N_i dont on règle le seuil pour voir au moins deux particules chargées,

deux hodoscopes, l'un vertical, l'autre horizontal,

un compteur verre au plomb G_i , mesurant l'énergie des photons, avec un seuil placé a deux fois le minimum d'ionisation.

Le signal du bloc B_i est $\bar{V}_i * N_i * G_i$: il assure la détection d'un photon d'énergie supérieure à 800 MeV/c. La figure 9 précise les dimensions des compteurs.

5.1 Le compteur véto

Il s'agit d'une plaque de scintillateur du type NE110, d'une dimension de $148 * 148 * 8 \text{ mm}^3$ reliée, par guides à lamelles, à un photomultiplicateur (P.M.) du type XP2020. L'efficacité de la rejection des chargées, testée en comparant les mesures avec et sans plaque de plomb, c'est à dire avec et sans conversion des photons, est supérieure a 99%.

5.2 Le convertisseur

Nous avons choisi une plaque de plomb d'une épaisseur de 6 mm (=1.07 longueur de radiation), résultant du compromis suivant: produire suffisamment d'électrons pour une perte d'énergie minimum.

Une longueur de radiation de plomb absorbe 1.51% de l'énergie d'un photon incident de 1 GeV/c et donne en moyenne 1.414 électrons d'énergie supérieure à 10 MeV/c [42]. En fait, sur 1000 photons, on obtient:

nombre d'électrons	nombre de cas
0	513
1	29
2	311
>2	147

L'efficacité de conversion du système convertisseur-compteur dE/dx est donc de 40% environ, puisque le seuil du compteur dE/dx est défini pour être sensible à deux particules chargées au moins.

Les dimensions de la plaque de plomb sont inférieures à celle du verre au plomb pour réduire les effets de bord. Au niveau du plomb, le photon incident produit une gerbe, que nous noterons par la suite gerbe-convertisseur, formée d'électrons, de positrons et de photons. Cette gerbe-convertisseur a une dimension latérale par rapport à la direction du photon incident. Pour assurer une bonne mesure de l'énergie du photon, il faut que toutes les particules de cette gerbe, d'énergie supérieure à quelques dizaines de MeV, pénètrent dans le bloc de verre au plomb. De plus, au niveau du verre au plomb se développe, comme nous le verrons, une gerbe, que nous noterons gerbe-détecteur, avec des dimensions latérales non négligeables. Il faut donc que les particules de la gerbe-convertisseur pénètrent suffisamment à l'intérieur du bloc de verre au plomb pour éviter toute perte dans l'absorption de l'énergie de la gerbe-détecteur. Nous avons choisi des plaques carrées de 9.5 cm de cote, placées à 1 cm de l'axe du détecteur et à 4.1 cm du bord extérieur. Ainsi, un photon se convertissant au bord intérieur (extérieur) du plomb, donnera donc 80%

(95%) des particules de la gerbe-convertisseur dans le bloc correspondant.

Nous avons voulu vérifier que cette dimension de plaque de plomb ne permette pas à un seul photon, se convertissant au bord intérieur du plomb, de mimer deux photons. Pour cela, nous avons placé une plaque de plomb sur un bloc seulement et vérifié que le taux de comptage dans les blocs adjacents est négligeable.

5.3 Le compteur dE/dx

Ce compteur est de construction exactement semblable au compteur véto. Mais, ses impulsions sont non seulement utilisées pour le signal de déclenchement, mais aussi digitalisées (intégration de charge). Les spectres donnés par ce compteur, lorsque l'on place le seuil juste au-dessus du bruit de fond du P.M., montre clairement deux pics séparés correspondant à une ou deux particules chargées le traversant (figure 10).

5.4 Les hodoscopes

Les hodoscopes permettent de connaître le point d'impact de la gerbe-convertisseur au niveau du verre au plomb. En admettant que les π^0 soient émis au centre de la cible, on peut calculer la direction de chacun des photons et, en particulier, l'angle entre les deux photons, qui permettra, entre autre, de calibrer en énergie le verre au plomb.

Chaque hodoscope est formé de 12 plaquettes de scintillateur dont la lumière est recueillie par un P.M. de type XP1110. La plaquette a une largeur de 18.75 mm et une épaisseur de 6 mm. Ces hodoscopes utilisent la technique de recouvrement: chaque plaquette recouvre le tiers de la suivante, définissant ainsi un bin de 6.25 mm. Mais, la gerbe-convertisseur va toucher plusieurs bins de l'hodoscope (si on se limite à 90% des particules de la gerbe-convertisseur, 3 bins seront touchés, 95% 6bins, 99% 18 bins). Le seuil placé sur les hodoscopes diminue l'influence des électrons de très faible énergie. Pour avoir une bonne résolution angulaire, il faut employer une approximation correcte du point d'impact: nous avons utilisé le centre de gravité des points d'impact des particules chargées de la gerbe-convertisseur [43]. Cette information nous permet aussi de rejeter certains événements pour lesquels la gerbe-convertisseur, pénétrant trop au bord du verre au plomb, ne permettrait pas l'absorption totale de la gerbe-détecteur.

5.5 Le compteur verre au plomb

Pour mesurer l'énergie des photons, on utilise un compteur Čerenkov à absorption totale. Le photon produit, dans la matière, une paire d'électron-positron. Chacun d'eux donne, par bremsstrahlung, un photon. Ces photons créent à nouveau une paire e^+e^- , et ainsi de suite. Une gerbe électromagnétique contenant des photons, des électrons et des positrons se développe. L'énergie du photon incident (primaire) se répartit dans les secondaires. Les électrons et les positrons, qui

sont ultra-relativistes, produisent de la lumière Čerenkov, dont la quantité totale sera proportionnelle à la somme des chemins qu'ils parcourent, donc à l'énergie du photon primaire. On recueille la lumière à l'aide d'un P.M.: la charge intégrée sera proportionnelle à l'énergie du photon incident.

Dans notre cas, c'est la gerbe-convertisseur, et non le photon, qui pénètre dans le détecteur: les photons de cette gerbe créent des paires e^+e^- , alors que les électrons et les positronsradient des photons. La gerbe électromagnétique ainsi créée aura une énergie proportionnelle à l'énergie de la gerbe-convertisseur. On voit donc que le plomb doit être mince pour ne pas trop absorber l'énergie du photon initial.

Nous avons choisi du verre au plomb de type PEMG 4 fourni par la société Ohara.

La composition est de 55% de PbO , 38% de SiO_2 , 5% de K_2O et 1% de Na_2O . Celle-ci conduit aux caractéristiques suivantes:

longueur de radiation X_0 de 2.54 cm

densité de 4.08 g/cm³

et indice de réfraction de 1.67.

Ce verre au plomb est très semblable au SF5 de Schott dont le comportement est bien connu. Le développement de gerbes électromagnétiques dans ce type de verre au plomb a été étudié par programme de Monte-Carlo [45] et par expérimentation [46,47,48,49,50,51,52,53].

Le bloc est poli pour favoriser la réflexion de la lumière Čerenkov et enveloppé dans du papier noir pour le protéger de la lumière ambiante. La lumière est collectée par un P.M. de type 58AVP, choisi pour sa bonne résolution en temps. Pour le contact optique entre le verre au plomb et le P.M., on utilise du gel optique au silicone (Dow Corning n° DC Q 2-3067), ayant un indice de réfraction de 1.46. Le diamètre de la photocatode (110 mm) ne permet pas un recouvrement total du verre au plomb (surface de la photocatode, $S_p = 9504 \text{ mm}^2$, surface du bloc de verre au plomb, $S_v = 21316 \text{ mm}^2$). Une partie de la lumière sera donc perdue (proportionnelle à $(S_p/S_v) = .45$ [52]), mais cette perte est indépendante de l'énergie du photon et de son incidence sur le plomb, ce qui conserve une bonne linéarité. Pour assurer une grande stabilité de ces compteurs, nous avons contrôlé par ordinateur les hautes-tensions appliquées aux P.M..

Le bloc, de $146 \times 146 \times 400 \text{ mm}^3$, correspond à une longueur de 15.75 X_0 et une largeur de 5.83 X_0 . La figure 11 donne, pour une des coordonnées du point d'impact du photon au centre du bloc, le pourcentage d'énergie perdue à l'extérieur du bloc, en fonction de l'autre coordonnée (d'après des mesures expérimentales [44]). On voit

que, même lorsqu'une des coordonnées est au centre du bloc, il suffit que l'autre soit à moins de 1.5 cm du bord, pour que seulement 90% de l'énergie du photon soit déposée dans ce bloc. Ces figures ne tiennent pas compte d'une incidence non perpendiculaire au détecteur. De plus, dans notre cas, ce n'est pas un photon, mais une gerbe déjà formée dans le plomb, qui est incidente: il faudra donc tenir compte de la dispersion de cette gerbe-convertisseur pour évaluer le pourcentage d'énergie absorbée.

Nous reviendrons en détail, lors de la description du programme de simulation de cette expérience, sur les caractéristiques de notre compteur.

Chapitre III. LE SYSTEME INFORMATIQUE

1. Introduction

Nous allons décrire le système informatique temps réel réalisé pour l'ensemble des expériences effectuées par notre groupe au PS de 1975 à 1977.

1.1 Exigences

L'acquisition et le stockage des événements sur bande magnétique sont depuis longtemps les principales fonctions de l'ordinateur associé à l'expérience. Nous verrons que l'analyse en ligne, doublée du dialogue physicien/expérience grâce aux consoles et aux écrans de visualisation, permet de suivre les résultats physiques. Les biais éventuels sont ainsi rapidement localisés. De plus, le contrôle en ligne des détecteurs, facilement réalisable, débarrasse le physicien des vérifications de routine et lui permet de diriger les mesures dans les domaines les plus intéressants.

Cependant, l'utilisation d'un seul ordinateur pour exécuter l'ensemble de ces tâches, impliquerait d'une part, l'élaboration d'un logiciel assez complexe et, d'autre part, la limitation du taux d'acquisition.

Nous avons adopté une structure multi-ordinateurs où chacun des mini-ordinateurs assure une fonction spécifique: une Nova 1220 pour la mise en route et le contrôle du dispositif expérimental, une Nova 2 pour l'acquisition et le filtrage dynamique des données, une Nova 840 pour la communication physicien/expérience et le stockage des données, enfin une Nova 2 pour le traitement en ligne des données.

Nous avons ainsi pu développer un logiciel relativement simple, souple et efficace.

Le transfert entre les ordinateurs se fait à l'aide d'un bus parallèle rapide, le MCA (Multiprocessor Communications Adapter), qui permet la transmission, par accès direct de mémoire à mémoire, de 500000 mots par seconde.

La conception et l'implantation du système ont dû tenir compte des particularités de nos expériences. Une grande stabilité du dispositif expérimental, l'acquisition simultanée de plusieurs événements indépendants, un temps mort minimal et une grande flexibilité au niveau du logiciel sont des conditions indispensables.

- Stabilité

Les mesures d'effet de spin exigent une très grande stabilité de l'appareillage expérimental pour éviter toute fausse asymétrie. Le contrôle en ligne des différents détecteurs s'avère donc indispensable.

- Acquisition simultanée

Deux raisons majeures nous ont forcés à développer un système permettant d'acquérir simultanément les données provenant de plusieurs expériences.

Tout d'abord, l'utilisation optimum du temps de faisceau: des mesures à section efficace très faible exigent, pour avoir une statistique suffisante, un temps important. La possibilité de mesurer plusieurs paramètres en même temps (par exemple polarisation à grand $|t|$ et paramètre de dépolarisation) est une utilisation efficace du temps de faisceau alloué.

Ensuite, la nécessité de surveiller valablement nos nouvelles mesures à l'aide d'une valeur connue: dans le cas de la mesure de la polarisation à grand $|t|$, où la section efficace est très faible, la mesure de la polarisation à $|t|=0.8$ nous permet de normaliser des données prises durant plusieurs mois. Dans le cas de l'asymétrie en inclusive, où aucun moniteur interne ne permet de soustraire, comme nous l'avons vu, le bruit de fond provenant de la diffusion sur les éléments complexes, la mesure simultanée de la polarisation à $|t|=0.8$ rend possible le calcul du facteur de dilution.

- Temps mort

Mais, le nombre important d'événements à petit $|t|$ ne doit pas bloquer, durant l'acquisition, des signaux de déclenchement bien moins nombreux. Il faut donc trouver une méthode d'acquisition introduisant un temps mort minimum et un accès prioritaire.

- Flexibilité

La mise en place des différentes phases de l'expérience s'est faite par étapes: l'introduction d'un nouveau détecteur doit être rapide. L'expérience inclusive, par exemple, a été décidée en cours de prise de données. Le logiciel ne doit donc pas être figé et avoir une structure très souple.

1.2 Architecture du système

Quatre mini-ordinateurs (à mots de 16 bits) de type Nova, équipés d'une horloge RTC (Real Time Clock) et d'une unité de multiplication/division cablée MDV (Multiply Divide), sont utilisés. Les caractéristiques de chaque ordinateur, du système d'exploitation, des langages de programmation et des périphériques ont été choisis en fonction de leur utilisation spécifique. La figure 12 décrit l'architecture du système du point de vue matériel alors que la figure 13 donne la structure du logiciel.

Nous avons employé les systèmes d'exploitation suivants, fournis par le constructeur: le RTOS (Real Time Operating System), système d'exploitation en temps réel, le RDOS (Real time Disk Operating System), système d'exploitation en temps réel avec disque et le MRDOS (Mapped Real time Disk Operating System), système d'exploitation en temps réel avec disque et gestion de mémoire. Ce dernier est utilisé dans l'ordinateur de gestion qui possède des unités spéciales: le FPU (Floating Point Unit), unité de calcul en virgule flottante et le MMPU (Mapped Memory Processor Unit), unité d'allocation et de protection

mémoire permettant l'utilisation de 64 K mots ou plus sur un ordinateur de 15 bits d'adresse et l'exécution simultanée de deux programmes (background, foreground). Ainsi, parallèlement à la gestion de périphériques, cette configuration permet de poursuivre, de façon moins prioritaire au cours de la prise de données, le développement de programmes.

Le langage de programmation, choisi de préférence, est le Fortran IV temps réel, connu par l'ensemble des physiciens. Cependant, certains sous-programmes ont dû être écrits en assembleur. Ce langage, très près du code de l'ordinateur, est, comparativement au Fortran, d'une exécution plus rapide et occupe une place plus faible en mémoire. D'autre part, la gestion d'interface avec un périphérique non standard comme le Camac, ne peut se faire que par l'utilisation de ce langage. Pour utiliser au maximum les possibilités de la Nova 840, nous avons opté pour le Fortran V, identique dans les ordres de base au Fortran IV, mais plus rapide et contenant un traitement plus efficace du temps réel et de la segmentation (overlays).

Comment se fait la répartition des tâches entre les différents ordinateurs ? Au début, le physicien utilise la Nova 1220 pour la mise en place du faisceau, l'ajustement des hautes tensions, la préparation du signal de déclenchement. Les hodoscopes sont testés par la lecture de l'ordinateur d'acquisition et par l'histogrammation de la Nova 840. La mise en temps des hodoscopes peut se faire à l'aide du système de comptage offert par la Nova 1220.

Quelques "runs" de test sont effectués pour vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble et établir des valeurs limites sur les taux de comptage, les hautes tensions ou la polarisation de la cible.

Lorsque toute la chaîne de détection, d'acquisition et de stockage est au point, la prise de données peut commencer. Les commandes "début de run", "début d'acquisition", "fin d'acquisition", "fin de run" sont données sur la Nova 1220 qui les transmet, par MCA, aux différents ordinateurs du système. Cet ordinateur reçoit les informations de fin de cycle, vérifie les valeurs pour donner d'éventuelles alarmes, et les envoie à l'ordinateur d'acquisition. Celui-ci lit les événements sur le Camac, les décode et les structure pour les envoyer à l'ordinateur de gestion. Ce dernier met à jour les histogrammes, les tableaux et écrit les événements sur bande magnétique. Une console permet au physicien de demander la visualisation de différentes informations. De plus, cet ordinateur envoie des blocs d'événements bruts à l'ordinateur d'analyse qui les traite et lui renvoie des blocs d'événements reconstruits pour histogrammation ou écriture sur bande magnétique.

Grâce à un bus special, l'IPB (Inter Processor Buffer), deux ordinateurs peuvent utiliser les mêmes disques. De plus, l'IPB permet, en cas de panne d'un des ordinateurs, d'en informer l'autre qui prendra le relais. Si l'ordinateur d'analyse tombe en panne, un traitement partiel peut se faire dans le "background" de la Nova 840. Par contre, si l'ordinateur de gestion tombe en panne, l'ordinateur d'analyse assure les fonctions essentielles de gestion. Seules l'écriture sur bande magnétique et la mise à jour des histogrammes

sont maintenues.

Nous allons reprendre en détail la description de chacune des parties de ce système.

2. La mise au point et le contrôle du dispositif expérimental

Un ordinateur satellite, de type Nova 1220, assiste le physicien dans la préparation du signal de déclenchement et assure, pendant la prise de données, le contrôle en ligne.

Cet ordinateur, d'un cycle de base de 1.2 microseconde, a 32 K mots de mémoire, un disque, une console, deux écrans de visualisation, un traceur de courbes, une imprimante. Il est équipé de sept chassis Camac.

Nous avons utilisé le système d'exploitation en temps réel RDOS avec des routines système assurant la gestion de l'écran rémanant et de l'écran à plasma, interfacés par le Camac. Le programme est écrit en Fortran IV temps réel avec quelques routines en langage assembleur.

2.1 La mise au point

Le programme principal, à priorité faible, accepte les commandes du physicien à la console et donne le contrôle au sous-programme appelé, qui peut se trouver aussi bien en mémoire que sur disque. Une première sous-routine permet de créer ou modifier un fichier disque définissant chaque module Camac par un nom symbolique (par exemple, la sous-adresse 3 d'une échelle placée en position 10 du chassis numéro 42, prévue pour le comptage des impulsions de cycle du PS, sera appelée "cycle"). A l'aide de fichiers disque d'explication posant des questions en langage courant, la sous-routine "change" permet de créer ou modifier des fichiers de fonction contenant tous les paramètres nécessaires à l'exécution d'une commande. A chaque modification, la valeur introduite est vérifiée.

Le Camac est géré de deux manières:

une sous-routine assembleur exécute une fonction sur un module Camac. Cette sous-routine peut, soit être utilisée directement, soit être appelée par des commandes spécifiques.

un "driver" utilisateur assure la gestion des interruptions, par exemple, logique de cycle machine, logique de comptage, lecture en accès direct d'échelles, de profils de faisceau.

La logique de comptage comprend:

une échelle à préselection programmable qui compte les impulsions d'un moniteur choisi à l'aide d'un aiguillage programmable et donne, lors du dépassement de capacité, un signal d'interruption à l'ordinateur.

une ou plusieurs échelles précédées éventuellement d'un aiguillage.

une logique de cycle machine

une unité de logique rapide programmable qui forme le signal de porte pour les échelles à partir des signaux provenant de la logique de cycle, du dépassement de capacité de l'échelle à préselection, d'une unité de sortie programmable et, lors de la prise de données, d'une logique d'acquisition.

La logique de décision rapide utilise des unités Camac programmables: circuits à retard variable, discriminateurs à seuil variable, unités de coïncidence ou anticoincidence programmables, unités de logique rapide avec des circuits "et", "ou" et des bascules bistables avec programmation de l'état logique des impulsions d'entrées et de sorties.

Les commandes les plus utiles sont les suivantes:

"delcur" génère une courbe de retard sur l'écran et, éventuellement sur fichier disque pour impression ultérieure sous forme numérique sur l'imprimante ou sous forme graphique sur le traceur de courbes, à l'aide des commande "print" ou "plot".

"thecur" offre les mêmes possibilités pour des courbes de seuil.

"evol" donne une ou plusieurs courbes d'évolution en fonction du temps des taux de comptage des différents détecteurs, des compteurs moniteurs ou de rapports entre eux.

"voltage" permet d'ajuster les valeurs des hautes tensions et de les vérifier par rapport à des valeurs de référence.

"setsha", "setdel", "setlog" permettent respectivement de mettre dans l'état désiré les unités de mise en forme ou les discriminateurs, les unités à retard et les unités logiques.

"preset" démarre le comptage d'échelles par rapport à un moniteur.

"camac" exécute une fonction camac.

La figure 14 explicite la structure du logiciel, lors de mise au point du dispositif expérimental.

2.2 Le contrôle en ligne

Cet ordinateur reçoit, par l'intermédiaire de la console, les commandes de mise en marche et d'arrêt de la prise de données. Il lit, à chaque fin de cycle, les informations Camac et les transmet à l'ordinateur d'acquisition. Les différentes valeurs servant à tracer des courbes de stabilité ou des profils de faisceau sont mises à jour sur fichier disque.

Quatre courbes choisies sont affichées en permanence sur l'écran remanant. De plus, à tout instant, une courbe peut être imprimée sur la console, l'imprimante, l'écran à plasma ou le traceur de courbes. Une alarme sonore, accompagnée d'un message explicatif, avertit le

physicien lorsqu'une haute tension, un rapport de taux de comptage ou la polarisation de la cible, par exemple, ne sont plus dans les limites préfixées. Toutes les commandes de changement d'état des unités Camac (aussi bien manuelles que données à la console) sont évidemment interdites, tant que la commande qui arrête le "run" n'a pas été donnée.

3. L'acquisition de données

3.1 L'ordinateur

Nous avons choisi un ordinateur du type Nova 2, avec un cycle mémoire de 800 nanosecondes et 32 K mots de mémoire, équipé d'un teletype et de deux chassis Camac.

Cet ordinateur ne possède pas de disque et le chargement de programme se fait par le bus MCA. Le seul périphérique accessible au physicien est un teletype qui sert en fait surtout à l'impression de messages d'erreur. La plupart des commandes sont données par la Nova 1220 et transférées par le bus. Le logiciel, exécutable sous le système d'exploitation en temps réel RTOS, est écrit en majeure partie en langage assembleur pour des raisons de rapidité d'exécution et de place en mémoire. C'est un programme multitâches avec, par ordre de priorité, une tâche d'acquisition, une tâche de décodage et une tâche de sortie.

3.2 Le Sisac

Un système d'acquisition pour les hodoscopes, le Sisac, a été développé au laboratoire. Le principe du Sisac est résumé sur la figure 15. Le Sisac est formé de plusieurs chassis traitant chacun les signaux provenant de 128 tubes photomultiplicateurs (P.M.) du type "XP1110" groupés par 8 sur une carte. Le signal du P.M. est amplifié, mis en forme et attaque une entrée sensible au front de montée des impulsions. Un premier "ou rapide" permet de visualiser les signaux sur oscilloscope. Si un signal de porte, donné par une logique externe, est présent, lors de l'apparition du front de montée d'une impulsion, la mémoire correspondante est mise à 1 et la chaîne de priorité interrompue. Un signal "ou mémoire" des 8 mémoires d'une carte permet à une logique externe de former un signal candidat lorsque tous les plans d'hodoscope correspondant à un événement sont touchés. Le Sisac est interfacé à l'ordinateur par un boîtier Camac. Les mémoires mises à 1 sont lues séquentiellement, encodées avec vérification de la stabilité de l'information, puis remises à zero. Lorsque toute la chaîne de priorité est rétablie, l'interface envoie à l'ordinateur un mot signalant la fin des informations Sisac. Le nombre de mots Sisac est donc variable, égal au nombre de P.M. touchés. Cela permet une grande souplesse de traitement: dans le cas des événements grand |t|, les événements à multiplicité supérieure à deux seront rejetés. Par contre, pour les événements inclusifs, les multiplicités sont gardées, car elles correspondent à une gerbe électromagnétique. Au niveau de l'interface, le mot Sisac donne le numéro de chassis, le numéro de carte et le numéro de l'entrée pour chaque P.M. touché. L'interface microprogrammée donne sur le bus Camac, le numéro de l'hodoscope, le numéro du scintillateur, un bit de parité, un bit de

stabilité et un bit donnant l'état de la chaîne de priorité.

3.3 La gestion du Camac

La première idée est d'utiliser le signal candidat comme signal d'interruption: l'ordinateur localise alors la source d'interruption, démarre l'accès direct et reçoit toutes les informations Camac. Malheureusement le temps mort est alors important, d'environ 200 microsecondes. Nous avons modifié le contrôleur de châssis Camac de manière à n'initialiser l'accès direct à la mémoire qu'en début de cycle. Le signal de candidat démarre alors immédiatement la lecture en accès direct et le temps mort est réduit au temps de transfert des informations (1 microseconde par mot).

Dès l'interruption de début de cycle, la tâche d'acquisition évalue la place disponible dans la mémoire tampon d'entrée et l'inscrit sur une échelle à présélection. Elle envoie un signal de début d'acquisition par le Camac et initialise l'accès direct. Tout le transfert s'effectue alors sans contrôle logiciel de l'ordinateur. Le signal d'acquisition a ouvert une porte qui ne sera refermée que par le signal de fin de cycle ou de dépassement de capacité de l'échelle à présélection qui compte les mots transférés. Le signal de déclenchement ouvre alors les portes du Camac et du Sisac et bloque tout signal de déclenchement futur. Si le signal candidat n'apparaît pas dans un délai de 500 nanosecondes, un signal de remise à zéro anticipé agit sur le Camac et le Sisac et permet à un nouveau signal de déclenchement d'apparaître. Si le signal de candidat est présent, il déclenche, en accès direct, la lecture et la remise à zéro successive de l'ensemble des unités permettant de définir un événement:

une unité d'entrée donnant un chiffre d'identification de l'événement,

1. événement élastique à petit |t|
2. événement élastique à grand |t|
3. événement inclusif au bras droit
4. événement inclusif au bras gauche

l'interface Sisac,

deux échelles rapides qui comptent les moniteurs M135 et M246,

une unité donnant la configuration des compteurs du signal de déclenchement,

des digitaliseurs de temps (précision de 8 bits, temps de conversion de 12.5 microsecondes),

des convertisseurs analogiques-numériques (mêmes caractéristiques)

les chambres a fils,

une unité spéciale qui donne un signal de fin de transfert.

Ce signal de fin de transfert permet a un nouveau signal de déclenchement d'apparaître. La figure 16 détaille la logique de porte utilisant des unités de logique rapide Camac et des circuits retardateurs d'impulsions. La figure 17 explicite les différents signaux utilisés.

Le travail de l'ordinateur n'est cependant pas bloqué durant tout le cycle: en effet, l'accès direct utilise la méthode dite "vol de cycle". A chaque début de cycle mémoire, le processeur vérifie, avant d'effectuer une opération, si aucune demande d'accès direct n'est présente sur le bus. Dans ce cas, la tâche de décodage peut avancer et libérer une partie de la mémoire tampon d'entrée. Le taux d'acquisition peut atteindre 500 à 600 événements d'environ 30 à 40 mots par cycle du PS.

3.4 Le décodage

Cette routine parcourt la mémoire tampon d'entrée, rejette les événements non acceptables (erreurs de stabilité du Sisac, erreurs de parité, multiplicité pour les événements élastiques, erreurs de transmission) tout en les comptabilisant. Elle structure les bons événements en blocs de 16 mots comprenant un mot d'identification, l'état des hodoscopes, les moniteurs et les valeurs données par les convertisseurs. Un pointeur, accessible à la tâche d'acquisition, indique le dernier événement traité. La tâche d'acquisition peut ainsi démarrer un nouvel accès direct en cours de cycle en utilisant la mémoire libérée par la tâche de décodage. Dans ce cas, le temps mort est de l'ordre de 200 microsecondes, mais ce phénomène ne se produit qu'une ou deux fois par cycle.

3.5 La tache de sortie

Une tache de sortie envoie, par bloc de 1024 mots, les bons événements à la machine de gestion, en accès direct par le bus MCA. Ces blocs seront écrits, tel quel, sur bande magnétique. De plus, ils sont déjà préparés pour l'histogrammation.

4. La gestion de périphériques

Un ordinateur de type Nova 840, avec un cycle mémoire de 800 nanosecondes, une mémoire de 64 K mots, une unité de gestion de mémoire, une unité de calcul en virgule flottante, est équipé de deux consoles, d'une imprimante rapide, de deux unités de disque, de deux unités de bande magnétique, d'un lecteur de cartes, de deux écrans, d'un traceur de courbes et d'un lecteur-perforateur de bandes de papier. Grâce au MCA et à une sous-routine spéciale, les autres ordinateurs peuvent utiliser ses périphériques. Dans chaque ordinateur, une sous-routine forme un bloc de contrôle qu'elle envoie à la Nova 840. Celui-ci est composé des informations suivantes:

1. l'ordinateur concerné
2. le nombre de mots à transférer

3. la tâche à activer
4. éventuellement une commande spécifique à l'intérieur de la tâche
- 5-10. le nom du fichier pour l'ordinateur concerné
- 11-15. le nom du fichier ou du périphérique sur la Nova 840
16. la direction des données (lecture/écriture).

La Nova 840 réceptionne ce bloc et exécute la commande spécifiée. Toutes les commandes concernant l'acquisition de données, provenant de la Nova 1220, par exemple, sont traitées de cette manière.

Cependant, durant l'acquisition de données, les principales tâches de cet ordinateur sont:

L'écriture des événements bruts ou analysés sur bande magnétique.

La mise à jour des histogrammes, utilisant le disque et permettant ainsi le traitement d'un nombre important d'histogrammes, même a deux dimensions. Chaque bin d'histogramme occupe 32 bits sur disque et, en mémoire, un nombre de bits à choisir à l'initialisation (4 au minimum). Chaque fois qu'un canal est incrémenté en mémoire, son taux de remplissage est testé. Si il dépasse 6/8, la tâche d'incrémentation sur disque est activée. Si il dépasse 7/8, la tâche d'histogrammation en mémoire est suspendue jusqu'à ce que la tâche disque soit terminée.

Le dialogue physicien-expérience: celui-ci peut visualiser les histogrammes de données brutes (hodoscopes, temps de vol, spectres d'amplitudes des verres au plomb) ou analysés (corrélation angulaire, vertex, spectre d'énergie des pions, distribution en $x-P_t$); vérifier les blocs écrits sur bande magnétique; visualiser des tableaux. Une commande permet de visualiser en permanence, sur un écran, l'évolution d'un ou plusieurs histogrammes ou, sur la console, celle d'un tableau. Une commande "help" donne une description succincte du système, avec les commandes à disposition et les procédés à utiliser en cas de panne.

Un résumé de "run" est écrit sur l'imprimante rapide: il comprend la liste des conditions de "run", des tableaux et des histogrammes choisis et la description d'éventuelles alarmes.

Alors que la Nova 1220 vérifie la stabilité au cours d'un run, cet ordinateur, en gardant sur disque un résumé de run, permet de contrôler la stabilité à long terme. De plus, il permet de visualiser aussi, au cours du run, l'évolution des hodoscopes et des données analysées.

Le logiciel est écrit en majeure partie en Fortran V, utilisant les possibilités plus vastes de gestion en temps réel et de segmentation. Quelques routines à exécution rapide pour le traitement des histogrammes, ou en contact direct avec le système d'exploitation comme la gestion des erreurs, sont écrites en langage assembleur.

5. L'analyse

Un ordinateur de type Nova 2, avec un cycle de base de 1 microseconde, une mémoire de 32 K mots, deux unités de disque et une console sert à la reconstruction cinématique des événements. Le programme, écrit en Fortran IV, est exécutable sous RDOS. En fait, il s'agit d'une version simplifiée des programmes de reconstruction utilisés, en traitement différé, sur la CDC. Ce programme traite le maximum possible d'événements: il est capable de reconstruire la totalité des événements élastiques à grand $|t|$, mais ne permet qu'un échantillonnage des événements élastiques à $|t|=0.8$ ou inclusifs.

Pour l'élastique à grand $|t|$, on calcule la position du vertex, la coplanarité, la corrélation angulaire et la différence entre l'impulsion du proton de recul mesurée et calculée en supposant une réaction élastique. La présence d'un pic élastique bien positionné, sur le bruit de fond inélastique et quasi-élastique, procure un test de la qualité des données.

Pour la production inclusive de pions, une calibration simple de l'énergie des photons est utilisée. On donne l'angle des deux photons, leur énergie, l'énergie du pion, sa masse et les valeurs cinématiques x et P_t .

6. Conclusion

Le taux d'erreurs est d'environ une à deux par jour. Ces erreurs sont en général récupérables. Elle proviennent, en majeure partie, de conflits entre l'accès direct Camac et MCA sur l'ordinateur d'acquisition. Ces erreurs peuvent être supprimées si l'on bloque la tâche de sortie pendant le cycle du PS. Cependant, cela implique une réduction du taux d'acquisition à un maximum donné par la contenance de la mémoire tampon d'entrée et des deux tampons mémoires de sortie. La mémoire tampon d'entrée, de 10 K mots, peut contenir environ 200 événements, alors que les deux mémoires tampons de sortie, de 1 K mots, peuvent contenir $2*64$ événements.

L'utilisation du système s'est révélée, après une période de mise en route assez longue, très satisfaisante. Débarrassé des contrôles périodiques des hautes tensions et des instabilités pris en charge par l'ordinateur, de la rédaction des cahiers d'expériences remplacés par les sorties alphanumériques ou graphiques précises, le physicien peut enfin se consacrer à la partie la plus intéressante de son travail, le suivi des résultats physiques. La possibilité de développer des programmes simples en Fortran permettant, par exemple, d'introduire des coupures, de soustraire le bruit de fond ou de calculer une première approximation de l'asymétrie cherchée, est d'une extrême importance.

Chapitre IV. LE PROGRAMME DE SIMULATION

1. Introduction

Pour connaître l'acceptance et la résolution de notre détecteur, nous avons développé un programme de simulation utilisant le développement de gerbes électromagnétiques EGS [54].

En l'absence de calibration absolue avec des électrons, le programme de Monte-Carlo nous permettra de choisir des événements π^0 sans ambiguïté pour calibrer les différents blocs de verre au plomb à partir de la masse du π^0 .

2. Description du programme

La figure 18 présente un organigramme simplifié du programme de simulation dans sa version finale. Ce programme comprend essentiellement quatre parties:

1. Génération des π^0 suivant la section efficace et la cinématique inclusive.

Le vertex est généré aléatoirement dans la cible. L'énergie du faisceau est supposée sans erreur. La section efficace de production de π^0 en fonction de P_t dans la région centrale n'a été mesurée à 24 GeV/c que jusqu'à $P_t=1$ GeV/c [55]. Une paramétrisation en $A \cdot \text{EXP}(-B \cdot P_t)$ donne $B = 5.3 \text{ (GeV/c)}^{-1}$. Nous utiliserons cette dépendance pour toute la gamme en P_t . Nous ne tenons pas compte de la dépendance en x de la section efficace de production, qui n'est pas connue pour la faible gamme en x que les mesures recouvrent ($-0.2 < x < 0.2$).

2. Désintégration du π^0 en deux photons.

Lorsque la direction du π^0 coupe le détecteur, on effectue une désintégration isotropique en deux photons. Pour éviter un développement de gerbe inutile, la condition du signal de déclenchement sur la perte d'énergie dans le verre au plomb ($> 2 \cdot \text{minimum d'ionisation} \approx \text{photon d'énergie supérieure à } 0.7 \text{ GeV}$) se limite à la suppression des événements où un photon a une énergie inférieure à 0.8 GeV. On passe à l'étape suivante si les deux photons de désintégration sont incidents sur deux plaques de plomb différentes.

3. Interaction des photons avec le détecteur.

L'événement satisfait le signal de déclenchement si, dans les deux compteurs dE/dx correspondants, une énergie supérieure à $1.5 \cdot \text{minimum d'ionisation}$ est déposée.

Le développement de gerbes électromagnétiques dans le verre au plomb est poursuivi jusqu'à ce que les particules secondaires atteignent une énergie inférieure à 1.5 MeV. Ce seuil inférieur est choisi en considérant l'énergie à partir de laquelle un électron émet pratiquement la même quantité de lumière Čerenkov. On calcule le parcours total P des électrons et positrons dans chaque bloc. La lumière Čerenkov produite est proportionnelle à ce parcours total. Nous n'avons pas tenu compte de la transmission de la lumière Čerenkov dans le verre au plomb, ni de la collection au niveau du photomultiplicateur. Les erreurs provenant de ces facteurs seront estimées et introduites sur les résultats du programme de simulation.

L'énergie de la gerbe se développant dans le verre au plomb est égale à $P \cdot e$, où e devrait être égal à l'énergie critique e_c , c'est à dire l'énergie à laquelle la perte par longueur de radiation (X_0) est égale à l'énergie de la particule ($e_c = 11.8 \text{ MeV}/X_0$). En fait, nous trouvons que e est sensiblement plus élevé (19.7 MeV/ X_0), probablement à cause du seuil inférieur trop élevé de l'énergie des électrons et des photons développés [45].

4. Reconstruction du π^0 .

L'énergie de chaque photon est estimée par $P \cdot e$, où P est le parcours dans le bloc de verre au plomb concerné. L'effet de digitalisation de l'ADC, approximativement 20 MeV par canal, est pris en compte. Les coordonnées de chaque photon au niveau des hodoscopes sont évaluées en utilisant le centre de gravité des scintillateurs touchés, estimation optimale d'après [43]. Pour vérification, nous essayerons d'utiliser le milieu du segment joignant les scintillateurs extrêmes touchés. Nous nous limitons aux hodoscopes correspondants. Chaque photon est supposé venir du centre de la cible, puisqu'un seul point de sa trajectoire est connue. L'erreur moyenne sur l'angle de production du π^0 due à cette approximation est de $0^\circ.12$.

3. Résultats de la simulation.

3.1 Réponse idéale.

Tout d'abord, pour étudier la réponse d'un bloc (bloc 1) dans des conditions optimales, nous générons des photons (environ 22200) de 2 GeV incident perpendiculairement sur toute la feuille de plomb correspondante. Le seuil a été fixé à 10 MeV sur l'énergie des électrons et des photons. Cependant, lorsque l'énergie d'un électron atteint ce seuil, son énergie est supposée entièrement déposée dans le milieu où il se trouve. L'efficacité du système plomb- dE/dx (avec un seuil de deux fois le minimum d'ionisation sur dE/dx) est de 54% (12000 photons). En supposant que toutes les particules sont relativistes, l'énergie déposée dans le compteur dE/dx donne le nombre de particules chargées produites dans le plomb par le photon (un biais est introduit à cause du seuil à 10 MeV):

particules chargées	gerbes	%
0-1	10216	46.1
2	5168	23.3
3	1411	6.4
4	1755	7.9
5	836	3.8
6	639	2.9
7	375	1.7
>7	1748	7.9

Nous présentons, dans le tableau suivant, la répartition de l'énergie du photon entre les différents éléments: les convertisseurs (Pb), les compteurs dE/dx (min=1.5 MeV) et les compteurs verre au plomb (V.P.).

	Energie déposée		
	moyenne	écart-type	bloc
Bloc 1			
	Pb	35.24 MeV	25.4 MeV
	dE/dx	3.52*min	2.01*min
	V.P.	1876 MeV	87.16 MeV
Bloc 2			
	Pb	0.5 MeV	0.22 MeV
	dE/dx	0.07*min	0.36*min
	V.P.	26.22 MeV	43.09 MeV
Bloc 3			
	Pb	0.5 MeV	0.
	dE/dx	0.07*min	0.39*min
	V.P.	26.45 MeV	43.23 MeV
Bloc 4			
	Pb	0.5 MeV	0.15 MeV
	dE/dx	0.05*min	.0002*min
	V.P.	11 MeV	7 MeV

La perte d'énergie dans le plomb est donc de 1.8% (écart-type 1.3%).

Le tableau suivant donne le nombre de scintillateurs touchés (multiplicité) et la largeur (c'est à dire la dimension de la gerbe) pour les hodoscopes verticaux (H.V.), les plus près du convertisseur et les hodoscopes horizontaux (H.H.) plus éloignés (figure 9).

	Hodoscopes			
	multiplicité		largeur	
	moyenne	écart-type	moyenne	écart-type
H.V.	2.92	1.13	3.15	1.68
H.H.	3.05	1.22	3.38	1.89

En convertissant en cm, on trouve une dimension de la gerbe de 3.31 cm dans le plan horizontal et de 3.6 cm dans le plan vertical.

Nous utilisons, comme approximation des coordonnées du photon, le centre de gravité des scintillateurs touchés (uniquement dans les hodoscopes correspondant au bloc 1). Certains scintillateurs, correspondant à d'autres blocs que le 1, sont touchés: pour les hodoscopes verticaux, dans 7.1% des cas dans les blocs adjacents et 0.5% dans le bloc diagonal; pour les hodoscopes horizontaux, dans 9.5% des cas dans les blocs adjacents et 0.7% dans le bloc diagonal. L'erreur moyenne est de ± 0.81 cm sur la coordonnée horizontale et de ± 0.73 cm sur la coordonnée verticale.

Un scintillateur est à cheval sur deux blocs: pour les hodoscopes verticaux, il est touché dans 5.8% des cas et, pour les hodoscopes horizontaux, dans 6.5% des cas. Nous rejetons ces événements, car le calcul des coordonnées est pratiquement impossible.

Un photon peut-il déposer suffisamment d'énergie dans un compteur dE/dx correspondant à un autre bloc, mimant ainsi deux photons? Pour le bloc diagonal, aucun cas n'est généré. Pour les blocs adjacents, par contre, on trouve environ 45 cas pour chacun (c'est à dire 0.7 % au total). Cette contribution au bruit de fond est donc négligeable, comme vérifié expérimentalement (Ch. II.5.2).

3.2 Reponse realiste aux π^0 .

Nous utilisons le programme décrit sur la figure 18 pour le détecteur positionné à droite, à 16° de l'axe du faisceau et 5° du plan médian.

Des π^0 sont générés avec x aléatoire entre -0.2 et 0.2 , P_t entre 0.8 et $P_{t\max}$ selon $e^{-5.3 \cdot P_t}$ et l'angle azimuthal aléatoire entre 50° et 100° .

Le tableau suivant présente le nombre de π^0 survivant aux différentes coupures.

événements	nombre	%
generes	384692	100
direction du π^0 vers le détecteur	73423	19.09
energie des photons > 0.8 GeV	41853	10.88
incidents sur 2 blocs	4868	1.27
signal de déclenchement	1482	0.39
scintillateurs touchés		
aucun dans un hodoscope concerné	5	
à cheval	376	0.10
aussi dans un hodoscope non concerné	200	0.05
seulement dans les hodoscopes concernés	901	0.23

L'efficacité du système plomb-dE/dx est de 30.44%.

Les résultats suivants concernent seulement les événements satisfaisant aux deux dernières coupures qui correspondent aux événements retenus pour l'analyse.

Le nombre de particules chargées dans le compteur dE/dx concerné, (= multiple du minimum d'ionisation déposé dans le compteur) est présenté ci-dessous en pourcentage:

nombre de particules chargées	% des cas
2	43.21
3	14.07
4	15.96
5	7.71
6	6.41
7	4.66
8	3.18
9	1.34
>9	3.45

Nous présentons, dans les deux tableaux suivants, les multiplicités et les largeurs (numéro maximum du scintillateur touché - numéro minimum du scintillateur touché +1) en pourcentage des nombres de cas.

mul	Multiplicités		largeur	Largeurs	
	H.V.	H.H.		H.V.	H.H.
1	14.90	14.31	0	14.90	14.31
2	44.32	40.74	1	44.41	39.19
3	20.44	21.89	2	20.44	17.39
4	12.49	13.08	3	12.49	10.76
5	5.00	6.18	4	5.00	6.77
6	1.91	2.77	5	1.91	4.54
7	0.59	0.95	6	0.59	3.00
8	0.32	0.09	7	0.32	2.27
9	0.05		8	0.05	0.77
10			9		0.64
11			10		0.23

Pour l'évaluation des erreurs absolues sur une valeur, un histogramme contenant la différence entre la valeur générée et la valeur reconstruite est rempli pour chaque événement. S'il s'agit d'une erreur relative, cette différence est divisée par la valeur générée. L'erreur systématique est donnée par la valeur moyenne de l'histogramme et l'erreur moyenne par son écart-type.

Un essai d'approximation des coordonnées de chaque photon par le milieu du segment joignant les scintillateurs extrêmes touchés donne les erreurs suivantes:

valeur	Erreurs		
	systématique	moyenne	type
coordonnée verticale	0.603 cm	1.033 cm	absolue
coordonnée horizontale	0.430 cm	0.987 cm	absolue
angle entre les deux γ	-1.2%	10.1%	relative

Les spectres de masse obtenus ont un écart-type de 13.6 MeV. Cette algorithmme est donc relativement moins bon que celui du centre de gravité, dont nous présentons les résultats ci-dessous.

valeur	Erreurs		
	systématique	moyenne	type
coordonnée verticale	-0.018 cm	0.968 cm	absolue
coordonnée horizontale	-0.038 cm	0.992 cm	absolue
angle entre les deux γ	-0.3%	8.7%	relative
énergie d'un photon	5%	3.9%	relative
énergie du π^0	4.9%	2.6%	relative
x	0.001	0.006	absolue
P _t	4.8%	3%	relative

La figure 19 donne la résolution en énergie des photons et des π^0 . La figure 20 présente la résolution en x et P_t. Pour nous guider dans

le choix des événements π^0 dans les données expérimentales, on représente, sur la figure 21, en abscisse l'énergie d'un photon et en ordonnée l'énergie qu'il devrait avoir si il provenait de la désintégration d'un π^0 (calculée à partir de l'angle entre les deux photons, de l'énergie du deuxième photon et de la masse du π^0).

Un des problèmes importants est la perte d'énergie à l'extérieur du verre au plomb ou dans les compteurs verres au plomb non concernés. Le tableau suivant donne la répartition de l'énergie des photons entre les différents éléments:

élément	% de l'énergie du photon
avant (Pb, dE/dx, hodoscopés)	2.18
verre au plomb correspondant	91.25
verre au plomb adjacent (vertical)	1.27
verre au plomb adjacent (horizontal)	1.27
verre au plomb diagonal	0.18
autour du détecteur	3.00
à l'arrière du détecteur	0.85

Cette répartition en énergie est fonction du point d'impact du photon et de son angle d'incidence. La figure 22 présente la dépendance en fonction des coordonnées du point d'impact du photon au niveau des hodosopes de la perte d'énergie dans un verre au plomb adjacent, le verre au plomb diagonal et autour du détecteur.

Le spectre de masse du π^0 est représenté sur la figure 23: la valeur moyenne est de 128.2 MeV et l'écart-type de 11.7 MeV. En fonction de l'impulsion transversale, cette valeur moyenne augmente, passant de 126.7 MeV pour P_t de 0.8 à 1.0 GeV/c à 131.7 MeV pour P_t de 1.6 à 1.8 GeV/c. L'écart-type est meilleur pour les blocs diagonaux (9.4 MeV) que pour les blocs adjacents (13.2 MeV).

Nous avons estimé la fluctuation statistique du nombre de photoélectrons vus par le P.M., pour en déduire une erreur plus réaliste sur l'énergie et la masse. Une particule chargée relativiste radie 388 quanta de lumière Čerenkov, de longueurs d'onde comprises entre 3500 et 6500 Å, par cm de parcours dans le verre au plomb. Pour cette gamme de longueurs d'onde, la transmission du verre au plomb est de l'ordre de .95 par 25mm, et l'efficacité quantique de la photocathode d'environ 10%. Pour un photon de 1 GeV, la résolution en énergie découlant de cette fluctuation est d'environ 10%.

D'autres effets peuvent affecter la résolution en énergie: les variations de température modifient de gain du P.M.; la linéarité n'est pas parfaite tant au niveau des verres au plomb [58] qu'au niveau des ADC (\pm 1-2 canaux). Ces contributions peuvent donner une fluctuation de l'ordre de 10% sur l'énergie des photons. D'autres effets dus à l'irradiation, comme la variation du gain des P.M. au cours du cycle du PS [44] ou la dégradation des qualités de transmission du verre au plomb [48], sont certainement négligeables dans notre expérience.

Si l'on modifie l'énergie reconstruite par le programme de simulation à l'aide d'une erreur gaussienne d'écart-type de 14%, pour tenir compte de l'ensemble des effets négligés, on trouve des spectres de masse avec un écart-type plus important (figure 24).

3.3 Bruit de fond dû aux photons.

Nous examinons, dans ce paragraphe, le bruit de fond physique dû aux photons ne provenant pas de la désintégration d'un seul π^0 . La contamination par deux photons de désintégration d'un η n'est pas possible, car l'angle entre les deux photons est trop grand. D'ailleurs, dans les spectres de masse expérimentaux, aucune valeur ne dépasse 300 MeV. Cependant, un seul photon provenant de la désintégration d'un η ou d'un π^0 peut se retrouver dans notre détecteur.

Trois sources principales de bruit de fond sont possibles:

deux photons non corrélés,

un π^0 dans un bloc avec un photon non corrélé dans un autre bloc

et, finalement, un π^0 produisant un photon dans deux blocs avec un photon non corrélé dans un de ces deux blocs.

Estimer le pourcentage réel de bruit de fond est pratiquement impossible, puisque aucune mesure de production de deux pions de grande impulsion transversale n'existe à 24 GeV. Cependant, nous pouvons estimer la forme du bruit de fond [56]. Le photon non corrélé provient de la désintégration d'un autre π^0 dans un autre bloc. On se rend compte que ce bruit de fond, si il est traité comme un π^0 , donne des valeurs de masse plus faibles pour les deux photons non corrélés et plus grandes pour un π^0 dans un bloc avec un photon non corrélé dans un autre bloc. La figure 25 présente les spectres en masse pour ces deux contributions, alors que la figure 26 indique les valeurs cinématiques x et P_t que les événements à deux photons non corrélés donneraient si ils étaient traités comme des π^0 . La figure 27 représente, pour ces deux contributions, en abscisse l'énergie dans un bloc et en ordonnée l'énergie que ce photon devrait avoir si il provenait de la désintégration d'un π^0 .

3.4 Acceptance.

En générant les π^0 aléatoirement dans l'espace de phase, on peut calculer l'acceptance du détecteur en fonction de x et P_t . La figure 28 donne l'acceptance des deux détecteurs (droit, gauche) dans les deux positions différentes que nous avons adoptées.

Chapitre V. ANALYSE

1. Introduction

L'analyse de cette expérience comprend les étapes suivantes que nous allons présenter en détail:

- rejet des événements inutilisables
- calibration en énergie des verres au plomb
- rejet du bruit de fond
- reconstruction
- calcul de l'asymétrie brute
- évaluation du facteur de dilution.

2. Tri des événements

2.1 Composition d'un événement

Chaque événement brut écrit sur bande magnétique comprend les informations suivantes:

1. un mot d'identification du détecteur (1: bras droit, 2: bras gauche)
2. les numéros (i,j) des blocs définissant le signal de déclenchement
3. la charge intégrée (digitalisée, 8 bits) des impulsions des compteurs dE/dx (N1, N2, N3, N4)
4. l'état des scintillateurs de tous les hodoscopes (HH1, HH2, HH3, HH4, HV1, HV2, HV3, HV4)
5. la charge intégrée (digitalisée, 8 bits) des impulsions des compteurs verre au plomb (G1, G2, G3, G4)
6. les moniteurs M135 et M246 accumulés entre l'événement précédent et l'événement concerné

2.2 Rejet des événements inutilisables

Un certain nombre d'événements ne peuvent être reconstruits:

1. les événements où trois blocs sont touchés (signal de déclenchement)
2. les événements où soit G_i soit G_j ne sont pas valables ($=0$, si la conversion n'a pas eu lieu et >256 , si l'impulsion était trop importante)
3. les événements où un hodoscope concerné n'est pas touché (HHi, HVi, HHj ou HVj). Le signal candidat défini rejette ces événements. Comme les scintillateurs qui n'apparaissent pas sont toujours les mêmes, il s'agit d'un défaut au niveau de certaines entrées sur les cartes SISAC donnant un "ou rapide" satisfaisant mais ne transmettant pas la valeur du bin correspondant. C'est donc un type d'erreur constant et non aléatoire, n'affectant pas la mesure de l'asymétrie.
- ~~4. les événements où un scintillateur à cheval est touché~~

Nous éliminons ces événements qui ne peuvent être reconstruits, tout en vérifiant que leur pourcentage ne dépend pas du signe de la polarisation.

2.3 Comparaison avec le programme de simulation

Le nombre d'événements où les hodoscopes non concernés sont touchés est plus important que dans le programme de simulation. Cet effet est dû aux particules chargées (pions) traversant le détecteur. Le compteur véto n'est utilisé que pour les blocs formant le signal de déclenchement.

Les multiplicités et les largeurs dans un run (12065 photons) sont les suivantes:

mult	Multiplicités		larg	Largeurs	
	nombre	%		nombre	%
1	2454	20.4	0	2458	20.4
2	3841	31.8	1	3418	28.3
3	2675	31.8	2	1911	15.8
4	1708	14.1	3	1452	12.0
5	879	7.3	4	996	8.2
6	352	2.9	5	723	5.9
7	122	1.0	6	520	4.8
8	26	0.2	7	296	2.4
9	6		8	173	1.4
10	1		9	82	0.6
11	1		10	37	

Si l'on tient compte du fait que certains bins ne fonctionnaient pas correctement, le programme de simulation reproduit bien ces multiplicités et largeurs (Ch. IV.3.2).

3. Calibration

Nous devons connaître la relation entre la valeur donnée par le convertisseur analogique-digital de la charge intégrée du signal provenant du verre au plomb et l'énergie du photon le traversant. En principe, il s'agit d'une fonction linéaire. En l'absence de calibration des blocs de verre au plomb avec un faisceau d'électrons, nous avons dû utiliser une calibration interne basée sur la reconstruction de la masse du π^0 .

3.1 Calibration approximative

La calibration pose deux problèmes

1. choix des événements définissant un π^0 sans ambiguïté pour calibrer en utilisant la relation angle-énergie

$$m_{\pi^0}^2 = 4 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \sin^2(\text{ang}/2)$$

où E_1 (E_2) est l'énergie du photon 1 (2) et ang , l'angle entre les deux photons.

2. choix de la relation $E_i = f_i(G_i)$

où G_i est la valeur donnée par le convertisseur analogique-digital de la charge intégrée du signal dans le verre au plomb i et E_i est l'énergie cherchée du photon.

En première approximation, on choisit les événements au centre des blocs (Cf Monte-Carlo) de manière à n'avoir pas de perte d'énergie sur les faces extérieures ou de mélange entre les blocs.

Pour la relation $E_i = f_i(G_i)$, on prend tout d'abord $E_i = C_i * G_i$, où tous les C_i sont identiques ($=C$).

Pour tous les événements choisis, on fait un histogramme de

$$K = \text{SQRT}(A/(G_i * G_j))$$

$$\text{avec } A = (m_{\pi^0}^2 / 4 \sin^2(\text{ang}/2)) = E_i * E_j.$$

K est donc égal à C .

La valeur de la calibration retenue en toute première approximation est donnée par la position du pic dans cet histogramme (figure 29).

Les spectres de masse γ - γ obtenus sur l'ensemble des événements ne sont pas satisfaisants ; ils ont bien un pic à la masse du π^0 , mais sont trop larges et présentent un bruit de fond important (figure 29).

En deuxième approximation, pour tenir compte des différents gains des P.M., on utilise une itération introduite par Barber et al. [59] : on suppose que $C_2 = C_3 = C_4 = C$, et on ajuste C_1 pour reproduire un meilleur spectre de masse. Ensuite, on utilise C_1 et $C_3 = C_4 = C$ pour calculer C_2 etc.. Après approximativement 5 itérations, on obtient une assez bonne convergence. Les spectres de masse sont meilleurs (figure 30), mais non encore comparables aux spectres produits par Monte-Carlo. Nous avons alors essayé de calibrer plus finement.

3.2 Calibration fine

On fait des graphes représentant en abscisse G_2 et en ordonnée $A/f_1(G_1)$ où $f_1(G_1) = (C_1 * G_1)$ (figure 31). On se rend compte que le nuage de points donnés par les événements servant à calibrer est très mal approximé par une droite passant par l'origine. De plus, seuls les valeurs de G_2 de 100 à 200 sont disponibles. La recherche d'une courbe globale est donc difficile, puisque contrainte seulement sur une portion des canaux (G_2 peut varier de 1 à 256). Nous utilisons le programme de minimisation Minuit de la librairie du CERN. On minimise $(f_i(G_i) * f_j(G_j) - A)$ en variant les paramètres des fonctions f_i et f_j . Avec $f_i = C_i * G_i + B_i$, on obtient des résultats meilleurs (figure 32), mais les B_i sont relativement importants (de l'ordre de 500 MeV) donc peu compréhensibles (piédestal des ADC). Les valeurs moyennes des spectres de masse des combinaisons diagonales sont trop élevées (140 MeV) alors que celles des combinaisons adjacentes sont trop faibles.

Nous essayons alors la forme

$$f_i(G_i) = C_i * G_i + B_i \text{ pour les combinaisons adjacentes}$$

$$f'_i(G_i) = (C_i + D_1) * G_i + (B_i + D_2) \text{ pour les diagonales.}$$

Les spectres de masse sont alors bien centrés, pour toutes les combinaisons (figure 33), mais les spectres d'énergie des photons présentent deux pics (figure 33) ne correspondant pas à une réalité physique.

La linéarité n'est probablement pas parfaite, en particulier à cause du petit diamètre de la photocathode. Un essai de paramétrisation avec $f_i = C_i * \text{SQRT}(G_i) + B_i$ donne des spectres de masse assez bons. En fixant certains paramètres, une paramétrisation de la forme $f_i = C_i * (G_i)^{N_i} + B_i$ donne des N_i de l'ordre de 0.3.

3.3 Comparaison avec le programme de simulation

Nous remarquons que les spectres de masse pour $P_t > 1 \text{ GeV}/c$ sont bien meilleurs. En comparant avec les résultats du programme de simulation, on comprend que les événements de faible P_t ne sont pas des π^0 (l'acceptance les rejeterait), mais deux photons non corrélés. Leurs positions dans les graphes (figure 34) sont comparables à celles données par le Monte-Carlo (figure 27).

Les différents essais de fonction $f_i(G_i)$, qui ont pour effet de ramener ces événements sous le pic de masse du π^0 , ne sont donc pas très concluants. Le nombre important de ces événements nous avait fait penser qu'il pouvait s'agir réellement de π^0 . Mais, comme tous les essais de paramétrisation n'arrive pas à reproduire les spectres de masse donnés par le programme de simulation, nous devons bien conclure qu'il s'agit de bruit de fond. Une source possible, qui n'a pas été étudiée dans le programme de simulation, est due à l'inefficacité d'un compteur véto: une particule chargée pourrait accompagner le photon et fausser la mesure de son énergie (de l'ordre de 350 MeV en plus, si la particule chargée ne se convertit pas dans le verre au plomb). Cependant, nous avons vérifié expérimentalement que l'efficacité des compteurs véto est supérieure à 99%. Il est donc raisonnable de traiter ces événements comme des photons non corrélés. Notre détecteur voit plus facilement deux photons provenant de deux π^0 que deux photons provenant du même π^0 . En effet, l'acceptance en x et en angle azimuthal est plus grande. Il suffit que la section efficace de production de deux π^0 soit environ 6 fois plus faible que celle d'un π^0 pour que nous détectons autant de paires de photons provenant de deux π^0 que d'un seul. Remarquons que le bruit de fond à haute masse, qui proviendrait d'un π^0 dans un bloc associé à un photon dans un autre bloc, n'est pas important. Cet effet est normal, puisque l'impulsion du π^0 doit être supérieure à 7 GeV/c, ce qui correspond à un P_t de 2 GeV/c, pour lequel la section efficace est faible.

Les différences entre les spectres de masse pour les combinaisons adjacentes et diagonales sont bien reproduites par le programme de simulation, de même que la dépendance en fonction de P_t des valeurs moyennes de ces spectres.

3.4 Vérification avec particule chargée

Par comparaison avec le programme de simulation, on peut choisir, parmi les événements où les hodoscopes non concernés sont touchés, ceux correspondant au passage d'une particule chargée. Pour ces événements, le spectre des compteurs verre au plomb correspondants, présentent un pic assez large et une queue à haute énergie. La valeur moyenne du pic, qui doit correspondre au minimum d'ionisation (équivalent à un photon de 350 MeV), est près de cette valeur avec l'utilisation de la calibration approximative avec des C différents (3.1).

3.5 Choix final

Nous utilisons la calibration approximative avec des C différents. On normalise le bruit de fond à basse masse dans les spectres de masse au bruit de fond physique donné par le programme de simulation. Nous pouvons ainsi extrapoler le bruit de fond sous le pic.

4. Reconstruction

Rappelons brièvement la reconstruction du π^0 , déjà abordée dans le chapitre IV.2:

Les coordonnées de chaque photon au niveau des hodoscopes sont données par le centre de gravité des scintillateurs touchés. On suppose que chaque photon provient du centre de la cible. L'énergie des photons est calculée en utilisant la calibration définie en 3.5. L'énergie du π^0 est la somme des énergies des photons. Soient $P_1(x_1, y_1, z_1)$ et $P_2(x_2, y_2, z_2)$ les impulsions des photons 1 et 2. L'impulsion du π^0 sera donnée par $P(x_1+x_2, y_1+y_2, z_1+z_2)$. L'impulsion transversale P_t est la projection de l'impulsion du π^0 sur l'axe transverse. L'impulsion longitudinale est la projection de l'impulsion du π^0 sur la direction du faisceau. Par transformation dans le référentiel du centre de masse, on peut calculer x (impulsion longitudinale dans le centre de masse divisée par l'impulsion longitudinale maximale cinématiquement possible).

5. Asymétrie brute

5.1 Stabilité

Comme nous l'avons mentionné, il est important, pour une mesure d'asymétrie, que l'ensemble des runs utilisés soient stables, de manière à ne pas introduire de fausse asymétrie.

Cette stabilité est importante aussi bien pour les moniteurs que pour le nombre d'événements.

Au cours de la prise de données, des alarmes apparaissaient lorsque les rapports entre les moniteurs fluctuaient. Nous rejettons tous les runs ou ce genre d'alarme est apparu. Pour vérification, nous calculons l'asymétrie de ces rapports et rejetons les runs qui introduisent des asymétries supérieures au pour mille.

Comme mentionné au paragraphe 2.2, nous vérifions que l'asymétrie du rapport nombre d'événements rejetés sur nombre d'événements enregistrés est inférieure au pour mille. Il en sera de même pour le bruit de fond (3.5).

5.2 Evaluation globale

En principe, l'asymétrie se calcule en sommant, par bin en x et en P_t , les taux de comptages normalisés a (M135+M246) sur tous les runs de polarisation $+$ et $-$.

Pour vérifier qu'une dérive en fonction du temps n'affecte pas la mesure de l'asymétrie, on calcule une asymétrie fictive entre les runs de même polarisation. Cette asymétrie devrait être nulle. Ce n'est pas le cas: pour une polarisation donnée, le nombre d'événements par bin en x et P_t fluctue. Les raisons de cette fluctuation sont multiples: la variation de température fait varier le gain des P.M. (les valeurs moyennes données par les ADC varient au cours du temps), certains compteurs peuvent se détériorer au cours du temps, etc..

Mais, nous avons pris soin d'alterner très souvent les runs de polarisation $+$ et $-$. Nous allons pouvoir étudier cette dérive en fonction du temps.

5.3 Dérive en fonction du temps

Lors d'une expérience précédente étudiant l'asymétrie en inclusive [5], nous avons remarqué qu'il était préférable de tenir compte des fluctuations au cours du temps. Une méthode du calcul de l'asymétrie tenant compte de la dérive au cours du temps a été développée [60]. Décrivons brièvement cette méthode que nous utiliserons pour les résultats présentés.

On suppose que la variation au cours du temps (t_i) du nombre d'événements par bin en x et en P_t (N_i) est une fonction polynômiale (D_i) du temps. L'asymétrie cherchée (A) est introduite comme paramètre. A l'aide des tests de χ^2 et de Fischer, on cherche le polynôme qui paramétrise le mieux les données: minimisation de la fonction

$$\frac{1}{\sigma_i^2} [N_i - D_i(1 + A \cdot P_i)]^2$$

où σ_i est l'erreur statistique sur N_i , M est le nombre de mesures, et P_i est la polarisation de la cible.

6. Facteur de dilution

Le facteur de dilution a été introduit dans le chapitre II.1. Effectivement, il doit donner, en fonction de x et P_t le rapport entre la section efficace de production dans le propanediol sur nucléons liés et sur protons libres.

Trois méthodes différentes nous permettent d'estimer avec une précision plus ou moins bonne ce facteur de dilution.

1. Les expériences précédentes de notre collaboration [5,39] donnent un facteur de dilution compris entre 7 et 9 et peu dépendant de x ($|x| > 0.2$). Mais, il s'agit de réactions différentes ou dans des régions cinématiques différentes ($|x| > 0.2$, P_t faible) et à plus basse énergie (8 GeV/c): pion-proton \rightarrow pion-X [5] et proton-proton \rightarrow a-X, où a est un pion ou un proton [39].

2. Nous pouvons comparer les taux de comptage, normalisés aux moniteurs de faisceau, de π^0 dans la cible de carbone et la cible polarisée. Pour cela, nous avons besoin de connaître le facteur de remplissage, c'est à dire le rapport entre le nombre de nucléons liés contenus dans la cible de carbone et la cible polarisée.

En parallèle avec cette expérience, nous avons pris des données concernant la polarisation dans les réactions élastiques proton-proton à petit $|t|$. La comparaison de la production quasi-élastique entre les runs avec cible de propanediol et carbone permet de calculer le rapport entre les protons liés dans le propanediol et le carbone. Connaissant le nombre de nucléons contenus dans chaque type de molécules, on peut en tirer le rapport entre le nombre de nucléons liés dans la cible de propanediol et celle de carbone. Mais, les quasi-élastiques sont assez difficilement séparables des inélastiques.

Le moniteur à l'arrière, par contre, permet de calculer directement le facteur de remplissage. La figure 35 présente le facteur de dilution calculé par cette méthode.

3. Becker et al. [61] ont mesuré la section efficace de production de π^+ et de π^- dans les diffusions de protons sur Be, Ti et W à 28.5 GeV/c dans la région centrale jusqu'à des P_t de 2.25 GeV/c. Ils en ont tirés la section efficace de production sur nucléon lié (moyenne sur proton et neutron) $S(P_t) = d\sigma(pN \rightarrow \pi X)$. De plus, ils expriment la section efficace de production sur noyau de numéro atomique A, $SA(A, P_t) = d\sigma(pA \rightarrow \pi X)$, en fonction de A et de $S(P_t)$:

$$SA(A, P_t) = S(P_t) * A^{a(P_t)} .$$

La fonction $a(P_t)$ dépend peu de l'énergie [61,62,63].

Nous utilisons la paramétrisation de Beier et al [31] pour calculer les sections efficaces à 28.5 GeV/c de production sur proton de π^+ et π^- . La figure 36 présente les facteurs de dilution calculés pour les π^+ et les π^- . Les erreurs indiquées n'incluent que les erreurs des paramètres. Ces facteurs de dilution ont été estimés très grossièrement à 28.5 GeV/c. L'extrapolation à 24 GeV/c devrait être contenue dans les barres d'erreurs.

Cette estimation est très sensible à la paramétrisation utilisée. Nous présentons, sur la figure 37 les paramétrisations de Beier [31] et de Blobel [57] superposées aux mesures de Beier [31] à 24 GeV/c. Aucune des deux paramétrisations n'est vraiment satisfaisante. L'utilisation de la paramétrisation de Blobel, non extrapolée à 28.5 GeV/c, donne les facteurs de dilution présentés sur la figure 38. La figure 39 donne les facteurs de dilution pour le π^0 (supposé être la demi-somme de la somme des facteurs de dilution pour les π^+ et les π^-) estimés à l'aide des deux paramétrisations.

Nous présenterons les résultats d'asymétrie brute et les valeurs d'asymétrie réelle obtenues avec les erreurs correspondants aux valeurs extrêmes d'estimation du facteur de dilution.

Chapitre VI. PRESENTATION DES RESULTATS

1. Résultats

Les résultats obtenus pour l'asymétrie brute dans chacune des positions des détecteurs sont présentés sur la figure 40. Seules les erreurs statistiques sont dessinées. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de l'asymétrie brute et de l'asymétrie réelle. L'erreur sur l'asymétrie réelle tient compte de l'erreur statistique sur l'asymétrie brute et de l'erreur sur le facteur de dilution.

P_t	Asymétrie (%)			
	asymétrie brute	erreur statistique	asymétrie réelle	erreur
$0 < x < 0.05$				
1.0→1.2	-0.409	0.554		
1.2→1.4	-3.688	0.854		
1.4→1.6	-2.885	1.321		
1.6→1.8	-5.530	2.065		
1.8→2.0	-6.247	3.311		
2.0→2.5	-8.094	4.527		
$0.05 < x < 0.1$				
1.0→1.2	.680	.300		
1.2→1.4	-.583	.363		
1.4→1.6	-.601	.522		
1.6→1.8	-.792	.830		
1.8→2.0	-7.794	1.384		
2.0→2.5	-7.407	2.174		
$0.1 < x < 1.15$				
1.0→1.2	1.342	1.160		
1.2→1.4	1.386	.703		
1.4→1.6	1.481	.680		
1.6→1.8	2.777	.878		
1.8→2.0	.009	1.347		
2.0→2.5	2.543	1.797		

2. Tendances

Cette expérience, surtout exploratoire, donne trois indications importantes :

1. Les effets de spin en inclusive peuvent être très grands, même lorsqu'une seule particule est polarisée dans l'état initial.

2. Dans la région centrale, l'asymétrie croît avec l'impulsion transversale.

3. Cet effet disparaît dès que l'on s'éloigne de $x=0$ tout en restant à $|x|$ faible.

3. Comparaison avec les autres résultats

1. Les résultats en inclusive π^+ et π^- à 6 et 12 GeV/c (Cf Ch. I.4) présentaient déjà une très forte dépendance en impulsion transversale. Ces mesures concernaient les x de -1 à -0.3 , et diminuaient avec x . Mais, la région centrale n'avait pas été mesurée.

2. Les résultats en polarisation du Λ^0 (Cf Ch. I.5) montraient une forte dépendance en impulsion transversale indépendante de l'énergie (24, 300, 400 et 2000 GeV). Mais, ici aussi, aucune mesure n'a été faite dans la région centrale. Cependant, cette indépendance en fonction de l'énergie pourrait bien se retrouver aussi dans des mesures telles que la nôtre et permettrait de justifier alors plus rigoureusement l'argumentation développée dans le chapitre VII.

Cette polarisation du Λ^0 était interprétée comme due à la polarisation du quark s provenant d'un gluon polarisé produit par bremsstrahlung. Dans l'interaction, un quark du proton, interagissant avec un autre quark de l'autre proton, produisait ce gluon polarisé.

Dans notre expérience, les quarks de la cible sont, dans certains cas, polarisés. Lors de l'interaction, ils peuvent produire des gluons polarisés qui donneraient des pions préférentiellement à gauche.

Chapitre VII. CADRE THEORIQUE

1. Introduction

Le fait marquant de cette expérience est que plus l'impulsion transversale augmente, autrement dit plus la mesure est sensible à la structure interne du proton, plus l'asymétrie, c'est à dire l'importance des effets de spin, augmente. Une tentative d'interprétation en terme de constituants semble donc se dégager naturellement.

Une interprétation de type Regge n'existe pas et serait difficile dans la région centrale et à grand P_t . En effet, comme nous l'avons montré dans le chapitre I, l'application des modèles de Regge en inclusive est aisée seulement dans les régions cinématiques où une approximation à deux corps est justifiée, c'est à dire dans les régions de fragmentation.

2. Collision dure ?

Si, d'après les résultats que nous venons de voir il semble logique de parler en terme de constituants, l'hypothèse de collision "dure" de constituants doit cependant être discutée à 24 GeV/c. Il existe, en effet, deux façons de considérer l'interaction entre constituants: la collision "dure", qui décrit les phénomènes à grande impulsion transversale, et la collision "molle" [64], qui produirait surtout des hadrons de petite impulsion transversale vers l'avant. Cette théorie de collision "molle" essaye de traiter des phénomènes non perturbatifs et pourrait apporter des renseignements intéressants. Mais, aucun traitement des effets de spin dans ce cadre n'a encore été abordé.

Notre région cinématique, grande impulsion transversale dans la région centrale, mais à moyenne énergie, n'est pour l'instant décrite par aucun modèle. Cependant, à l'heure actuelle, c'est seulement dans l'hypothèse de collision "dure" qu'émergent quelques indications concernant les effets de spin.

L'hypothèse de collision "dure" de constituants avait été avancée [10] lors de l'apparition des premiers résultats de section efficace différentielle de production de pions à grande impulsion transverse aux ISR [65,66,29]. Cette section efficace différentielle ds/dP_t^2 quittait le régime thermodynamique [67,68], c'est à dire lié à la forme du proton, en $\exp(-6 \cdot P_t)$ valable pour $P_t < 1$ GeV/c pour se comporter à partir de $P_t > 2$ GeV/c en P_t^{-N} (N de l'ordre de 9).

Décrivons brièvement l'hypothèse de collision "dure" de constituants. Lors d'une collision, les hadrons se comportent comme un ensemble de constituants quasi-ponctuels, les partons, libres les uns par rapport aux autres. Un seul parton est concerné, les autres

ne subissant aucun effet dans l'interaction. Il s'agit de l'approximation d'interaction indépendante, qui est valable dès qu'il y a grand transfert, c'est à dire interaction à très courte distance.

L'hypothèse actuelle la plus esthétique et la plus plausible est donnée par la chromodynamique quantique [11]: les constituants sont les quarks, les anti-quarks et les gluons. L'interaction constituant-constituant a une constante de couplage faible à haute énergie et peut se calculer perturbativement (diagrammes de type Feynman) dans le cadre d'une théorie de champs de jauge (gluons). Cependant, pour reproduire les données, on doit tenir compte des fonctions de structure et des fonctions de fragmentation, que seuls l'expérience ou les modèles peuvent donner, puisque nous détectons des hadrons et non un quark ou un gluon, qui ne sont pas observés à l'état libre.

La section efficace différentielle de production d'un hadron s'écrit:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \sum_{ab \rightarrow cd} \iint dx_a dx_b G_{a/A}(x_a) G_{b/B}(x_b) D_c^h(z)/z \frac{1}{\pi} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (ab \rightarrow cd)$$

Trois termes apparaissent :

1. Les fonctions de structure du nucléon qui définissent le partage de l'impulsion du nucléon entre les constituants.

$G_{a/A}(x_a)$ est la probabilité de trouver un parton a dans le nucléon A ayant la fraction x_a de l'impulsion de A. Ces fonctions de structure sont mesurées, pour les quarks, dans la diffusion inélastique profonde électron (ou muon) proton et, pour les anti-quarks, dans la diffusion inélastique profonde neutrino-proton. La diffusion inélastique profonde proton-proton peut seule mesurer les fonctions de structure des gluons, une fois connus les mécanismes complexes entrant en jeu de façon à éliminer les contributions quarks et antiquarks. Il est probable [71] que les quarks et les antiquarks sont vus différemment dans les réactions induites par des hadrons que par des leptons. Ces fonctions de structures ont une dépendance en q^2 (impulsion transférée) provenant de la violation de la loi d'échelle. Dans l'application des résultats des mesures effectuées dans les réactions lepton-proton aux interactions proton-proton se pose le problème du choix du q^2 valables dans les deux cas.

2. Les fonctions de fragmentation qui définissent la recombinaison du parton produit c en hadrons observables.

$D_c^h(z)$ est la probabilité qu'un hadron h émerge avec la fraction z de l'impulsion du constituant c.

3. La section efficace de la réaction entre les constituants :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dx} (a+b \rightarrow c+d) .$$

Cette section efficace se calcule perturbativement en théorie QCD.

Rappelons que cette manière d'écrire la section efficace différentielle de production d'un hadron vient de la formulation en modèles quark-parton de l'hypothèse de collision "dure". En théorie QCD, cette formulation n'est pas rigoureuse. Cependant, les données sont correctement reproduites, dans le cadre de cette théorie, si l'on tient compte de l'impulsion transverse des partons et de la violation d'échelle des fonctions de structure et de fragmentation. En fait, QCD permet de calculer cette violation d'échelle, mais non les fonctions de structure ou de fragmentation.

Peut-on appliquer ces théories aux mesures de sections efficaces différentielles de production inclusive à 24 GeV/c?

Beier et al. [31] ont mesuré la production inclusive de π^+ et de π^- à 24 GeV/c dans la région centrale et pour des $P_t < 3$ GeV/c (figure 41). Au-dessus de 2 GeV/c, les points expérimentaux sont au-dessous de l'extrapolation en $\exp(-b \cdot P_t)$ mais au-dessus des prédictions extrapolées à 24 GeV/c d'un modèle de collision "dure" de Field et Feynman [69].

Cette déviation des données par rapport à l'extrapolation en $\exp(-b \cdot P_t)$ au-dessus de 2 GeV/c ($x_t = 2P_t/\sqrt{s} > .58$), qui indique une perte de section efficace et non un gain comme à plus haute énergie, leur a suggéré d'introduire un effet de coupure cinématique (à 24 GeV/c, l'impulsion transversale maximale cinématiquement possible est de 3.16 GeV/c). A 12 GeV/c, les mesures de Akerlof et al [70] présentaient déjà une déviation pour $P_t > 1.4$ GeV/c ($x_t > .58$). Cette coupure cinématique est donc fonction de x_t .

Beier et al [31] proposent une paramétrisation empirique des données de 12 à 2100 GeV/c avec une composante classique en $\exp(-b \cdot P_t)$ et une composante de collision "dure" en P_t^{-N} . Ils expriment la section efficace sous la forme :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{Acs) e^{-B \sqrt{p_T^2 + m_{cs}^2}}}{1 + e^{D(x_T - x_0)}} + C(1-x_t)^m \cdot (P_t^4 + M^4)^{-N/4}$$

A 24 GeV/c, la proportion de la section efficace due à la collision dure ne dépasse pas 3% et croît avec x_t jusqu'à $x_t = .4$ pour décroître ensuite. La figure 42 présente cette proportion à 24, 50 et 200 GeV/c. La contribution maximale est atteinte à

$x_t = .6$ à 50 GeV/c et à $x_t = .95$ à 200 GeV/c. Aucune mesure n'existant à grand x_t dans la région centrale à haute énergie, ce comportement n'est pas totalement vérifiable. De plus, cette paramétrisation à un χ^2 /degré de liberté grand et n'est donc pas très bonne. Les auteurs ne lui attribue d'ailleurs pas beaucoup de signification physique.

La figure 43 présente les contributions classiques et de collision "dure" à la section efficace dans cette paramétrisation. A 24 GeV/c, la composante de collision "dure" est noyée dans la composante classique.

Cependant, en ce qui concerne les mesures dépendantes du spin, il faut se garder de tirer des conclusions hâtives car, comme on l'a vu dans le chapitre I.6, des expériences à 12 GeV/c [32] (figure 7) ont montré la sensibilité de ces mesures aux processus mettant en jeu des constituants.

3. Asymétrie dans les modèles quark-parton.

L'asymétrie mesurée dans la production inclusive d'un hadron h par diffusion de protons sur protons polarisés (direction de la polarisation suivant la perpendiculaire au plan de la réaction, c'est à dire polarisation transverse) s'écrit sous la forme [15,72,73] :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} A_N = \sum_{ab \rightarrow cd} \int dx_a dx_b G_{a/p}(x_a) \Delta^T G_{b/p}(x_b) D_C^h(z)/z \frac{1}{\pi} \hat{A}_N(ab \rightarrow cd)$$

Deux nouveaux termes apparaissent, en plus des termes servant à définir la section efficace:

1. Les fonctions de structures dépendantes du spin du proton qui définissent la distribution du spin et de l'impulsion du proton entre les constituants. En effet,

$$\Delta^T G_{b/p}(x_b) = G_{b+/p+}^T(x_b) - G_{b-/p+}^T(x_b)$$

où $G_{bn/pk}^T(x_b)$ donne la probabilité qu'un constituant de type b ait la fraction x_b de l'impulsion du proton et ait la transversité n (+1 ou -1) dans un proton de transversité k .

La diffusion profondément inélastique d'électrons polarisés par des protons polarisés permet de mesurer la répartition du spin du proton entre les quarks. Introduisons les fonctions de structure donnant la répartition de l'hélicité du proton entre les quarks: $G_{q+/p+}^H(x_q)$, $G_{q-/p+}^H(x_q)$ et $G_{q/p}^H(x_q)$. La mesure des asymétries (A_{ep}) dans les réactions électrons-protons permet d'évaluer deux nouvelles fonctions

$g_1(x)$ et $g_2(x)$ [15]:

$$g_1(x) = (1/2) * \sum_q (e_q)^2 \Delta_{q/p}^H(x)$$

$$g_2(x) = (1/2) * \sum_q (e_q)^2 (\Delta_{q/p}^T(x) - \Delta_{q/p}^H(x)),$$

où e_q est la charge du quark.

Donc $g_1(x)$ indique comment l'hélicité du proton est emportée par les quarks, alors que $g_2(x)$ donne la différence entre la mémoire des quarks concernant la transversité et l'hélicité du proton.

Les mesures actuelles [13,14] sont encore peu précises et ne concernent que quelques valeurs de x . La figure 44 présente les résultats sous la forme

$$(A_{ep}/A_{eq}) = (g_1(x)/f(x))$$

où A_{eq} est l'asymétrie électron-quark et

$f(x) = \sum_q (e_q)^2 G_{q/p}(x)$, la fonction de structure indépendante du spin. Une expérience plus précise est en préparation [74]. On ne peut donc pas, pour l'instant, en déduire les fonctions $g_1(x)$ et $g_2(x)$.

Cependant, après confrontation des différentes prédictions avec ces mesures, seuls les modèles de type quark-parton restent en compétition, sans qu'il soit possible de discriminer entre eux.

Nous allons examiner les trois distributions ($g_1(x)$) proposées par Babcock et al. [75] pour calculer les asymétries dans les productions inclusives de pions avec cible et faisceau de protons polarisés.

a. Distribution SU6 conservative.

Dans un modèle SU6 du proton, le spin du proton est porté par les quarks de valence. L'asymétrie prédite en $e \rightarrow p$ est alors positive, en accord avec les mesures expérimentales, mais constante (=5/9), ce qui est en désaccord avec les données. La distribution SU6 conservative [75] est obtenue en tenant compte, dans le calcul des distributions du spin sur les quarks de valence, d'une distribution du spin du proton dans la mer et les gluons.

Dans le cadre de QCD, les quarks de valence génèrent la mer de quarks et d'antiquarks par bremsstrahlung d'un gluon suivi d'une création de paire. Des calculs précis montrent que, dans un proton polarisé, la mer ainsi générée est polarisée [76]. Des mesures d'effets de spin dans la production de dileptons permettraient de mesurer les fonctions de structure dépendantes du spin pour la mer et les gluons [76,77].

Les prédictions données par la distribution SU6 conservative sont portées sur la figure 44 (courbe a): elles sous-estiment les valeurs expérimentales à grand x .

b. Distribution de diquark.

Les données expérimentales suggèrent qu'un quark de grand x issu d'un proton polarisé longitudinalement se souvient mieux de l'hélicité du proton qu'un quark de petit x .

Cette idée avait été proposée précédemment dans des modèles de type quark-diquark [69,78]: lorsqu'un quark emporte pratiquement toute l'impulsion du proton ($x \rightarrow 1$), il porte aussi le spin du proton. Le raisonnement est simple: l'impulsion du proton, initialement également répartie sur les quarks de valence, se transfère par échange de gluons à un seul quark. Or, un gluon transverse, qui ne peut s'échanger qu'entre quarks d'hélicités opposées, transporte une plus grande impulsion qu'un gluon longitudinal. Ce sont donc les gluons transverses qui transfèrent l'impulsion et les quarks de faible x sont dans un état singulet de spin.

Les prédictions d'un modèle de ce type sont présentées sur la figure 44 (courbe b).

c. Distribution de Carlitz et Kaur [79,80].

Les quarks de valence, interagissant avec la mer, perdent leur mémoire du spin du proton, surtout à petit x . La mer n'est pas polarisée, dans cette hypothèse, mais les gluons se souviennent de l'hélicité du proton.

Les prédictions obtenues sont présentées sur la figure 44 (courbe c).

Pour évaluer la distribution de la transversité, nous devons, pour l'instant, nous en tenir aux modèles, sans aucune comparaison possible avec l'expérience.

Dans un modèle de parton naïf, $g_2(x)$ est nul [81]. En effet, cette fonction est associée au renversement de l'hélicité des partons dans la diffusion Compton en avant. En négligeant les masses des partons et en assumant un couplage purement vectoriel au vertex photon virtuel parton, le renversement d'hélicité est impossible.

Des calculs plus sophistiqués [81,83] prédisent un $g_2(x)$ différent de zéro. Dans l'hypothèse du "sac" de M.I.T. [81], $g_2(x)$ est positif pour des petits x ($x < 0.15$), puis devient négatif ($0.15 < x < 0.75$). A grand x ($x > 0.75$), $g_2(x)$ est nul, mais ce modèle prédit alors un $g_1(x)$ faible. Schématiquement, les quarks de petit x se souviennent de la transversité, mais non ceux de grand x .

D'autres auteurs [82,83] trouvent que, à grand x , les fonctions de distribution transverses tendent vers zéro. Les spins des quarks auraient tendance à s'aligner sur la direction de leur impulsion à grand x [82].

Les anti-quarks et les gluons pourraient aussi se souvenir de l'état de transversité du proton. Seules des mesures d'effet de spin dans les interactions hadroniques, et en particulier dans la production de dileptons, permettraient de le tester [77].

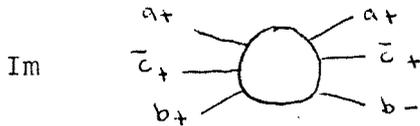
2. L'asymétrie dans les réactions constituant-constituant :

$$\hat{A}_N (ab \rightarrow cd) = \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (ab \uparrow \rightarrow cd) - \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (ab \downarrow \rightarrow cd) .$$

En principe, la théorie QCD permet de calculer ces asymétries. En fait, des calculs précis n'ont été effectués, pour l'instant, que lorsque les deux constituants initiaux sont polarisés [75,82].

En attendant des calculs précis avec un seul état de spin, nous pouvons cependant tenter de donner des indications.

Considérons tout d'abord le cas quark-quark. En passant à la représentation en termes d'hélicité, on peut montrer que cette asymétrie est proportionnelle à



(raisonnement identique dans le chapitre I.3). Au premier ordre, l'amplitude étant réelle, l'asymétrie est nulle [84]. Aux ordres supérieurs, l'amplitude de renversement de l'hélicité est proportionnelle à m_q/\sqrt{s} [85]. Comme la masse des quarks est faible, cette asymétrie tend vers zéro. Elle pourrait cependant être différente de zéro si au moins une des trois hypothèses suivantes était valide:

H1. L'interaction quark-quark n'est pas un pur échange de vecteur. Ainsi, l'amplitude peut avoir une partie imaginaire conduisant à une asymétrie non nulle.

H2. Les processus sont cohérents [75]. Une première indication de cohérence est donnée par les mesures de production inclusive de pions dans les réactions avec protons sur noyaux (Cf Ch. V.6) : une production incohérente donnerait un $a(P_\perp)$ de 1. Il s'agirait d'effets non perturbatifs qui ne conserveraient pas l'hélicité.

H3. Les corrections dues aux instantons sont importantes [86]. Les instantons, qui ont été introduits pour supprimer certaines symétries non observées, impliquent des interactions entre quarks ne conservant pas l'hélicité.

Dans les interactions gluon-quark ou gluon-gluon, dont la contribution est nécessaire pour calculer la section efficace [87,88,11], l'asymétrie peut être non nulle sans ces hypothèses. Comme les amplitudes sont réelles au premier ordre, l'asymétrie devrait être nulle à très grande impulsion transverse où les contributions des ordres supérieurs disparaissent (liberté asymptotique) car la constante de couplage tend vers zéro. Mais, lorsque l'impulsion transversale est modérée, on peut avoir une asymétrie non nulle aux ordres supérieurs [73], car:

$$\hat{A}_N \text{ (quark-gluon } \rightarrow \text{ gluon X)} \propto \text{Im} \left[\text{Diagram} \right] \neq 0$$

4. Application à nos résultats

La distribution de la transversité du proton entre les constituants n'est pas clairement définie. Cependant, comme nous observons une asymétrie, nous sommes tentés de penser que les constituants mis en jeu se "souviennent" de la transversité du proton.

Si l'interaction quark-quark domine, ce qui est le cas aux énergies des ISR pour $x_t > 0.4$, l'asymétrie que nous avons observée implique des corrections aux modèles actuels, de manière à tenir compte des phénomènes non perturbatifs ou à modifier le schéma d'interaction quark-quark en introduisant des couplages non vectoriels.

Si, par contre, les interactions quark-gluon ou gluon-gluon ont un rôle important, il est nécessaire, pour expliquer nos résultats, que les gluons emportent une grande partie du spin du proton. Aucun des modèles ne prédit une fonction de structure dépendante du spin importante pour les gluons.

CONCLUSION

Cette expérience présente les premiers résultats d'asymétrie en production inclusive à haute énergie (24 GeV). Dans les réactions proton proton polarisé, les π^0 de grande impulsion transversale sont produits en plus grand nombre lorsque la polarisation transverse de la cible est négative. L'effet est d'autant plus important que l'impulsion transversale est grande, ce qui suggère une interprétation en termes de constituants.

Une théorie, permettant d'expliquer un effet important à ces énergies dans une interaction où seul un spin des particules interagissant est pris en compte, serait à construire, peut-être dans le cadre des modèles de collision "molle".

Cependant, si l'effet persistait à plus haute énergie, l'application des modèles de collision "dure", et plus particulièrement de la théorie QCD, serait pleinement justifiée. Une modification de la formulation de ces modèles serait nécessaire: introduction de phénomènes non perturbatifs ou définition de couplages différents.

Les résultats que nous avons obtenus doivent donc motiver l'étude théorique des effets de spin car ils sont fortement liés aux mécanismes de confinement des constituants qui posent actuellement un des problèmes les plus fondamentaux de l'interprétation de la structure ultime de la matière.

Cependant, il est important de vérifier, parallèlement, si des tels effets se confirment à plus haute énergie.

Les nouveaux développements des cibles et des faisceaux polarisés devraient permettre d'entreprendre une expérience semblable à plus haute énergie avec une luminosité suffisante.

Avec l'utilisation d'un jet polarisé [89] (pas de dilution de l'asymétrie) ou de nouvelles cibles polarisées (NH_3 au lieu de $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$, ou le facteur de dilution est deux fois plus faible [90]), notre expérience pourrait être réalisée rapidement au SPS, par exemple. Et, si la possibilité d'accélérer des faisceaux polarisés relativement intenses jusqu'à 24 GeV/c se confirme, cette expérience serait même envisageable aux ISR.

REMERCIEMENTS

Une bourse du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique, puis une bourse du CERN, m'ont permis de réaliser ce travail.

Je voudrais remercier ici :

Monsieur L. Dick, leader du groupe CERN, qui a bien voulu assumer la direction de cette thèse et m'a guidée tout au long de mon travail de recherche.

Tous les membres de la collaboration CERN-LAPP-OXFORD, Messieurs J. Antille, A. Gonidec, K. Kuroda, A. Michalowicz, D. Perret-Gallix, D.G. Crabb, P. Kyberd et G.L. Salmon, ainsi que Monsieur le Professeur L. Madansky et Monsieur J.B. Jeanneret, qui ont contribué à la réussite de cette expérience.

Monsieur le Professeur C. Joseph de l'Université de Lausanne, pour l'attention constante qu'il a bien voulu porter à mon travail.

Monsieur J. Soffer du Centre de Physique Théorique de Marseille, pour ses conseils concernant la partie théorique.

Les techniciens du groupe CERN, Messieurs W. Huta, A. Kupferschmidt et A. Looten, qui ont développé l'appareillage expérimental ainsi que Madame D. Dufournaud du LAPP, pour son aide dans le développement du système d'acquisition.

Les membres du groupe des cibles polarisées du CERN, Messieurs M. Borghini, T.O. Niinikoski, J.-M. Rieubland et F. Udo.

La simulation a été rendue possible grâce au programme "EGS" développé par Messieurs R.L. Ford et W.R. Nelson du SLAC.

Cette thèse a été rédigée en utilisant le programme de traitement de textes "Author", développé par Monsieur H. von Eicken de la division DD du CERN.

CURRICULUM VITAE

Nom WERLEN Monique

Née le 18 mars 1950 à Saint-Maurice, Suisse

Nationalité Suisse

Etudes Collège secondaire de Bex (1961->1966)
Collège Regina-Pacis, Saint-Maurice (1966->1968)
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
(1968->1972)

Diplômes Certificat de maturité, type B (juillet 1968)
Diplôme d'ingénieur-physicien EPFL (janvier 1973)

Activités visiteur au CERN (ete 71)
étudiant d'été au CERN (ete 72)

stagiaire au CERN (mars 73 -> décembre 75) :
mesures des effets de spin dans les réactions
hadroniques à 8 GeV/c (PS, CERN et Nimrod, RHEL).

Bourse de relève du Fonds National Suisse de la
Recherche Scientifique (Commission de Recherche
de l'EPFL, mai 76 -> avril 77) :
mesures des effets de spin dans les réactions
hadroniques à 24 GeV/c au PS du CERN.

Bourse CERN (mai 77 -> avril 79) : mesures des
effets de spin à 24 GeV/c au CERN.

REFERENCES

- [1] = F.E. Close, Rapporteur talk at XIX Int. Conf. on High-Energy Physics Tokyo (1978).
- [2] = M. Borghini et al., Phys. Lett. 24B (1967) 77.
- [3] = P. Bonamy et al., Nucl. Phys. B52 (1973) 392.
- [4] = D. Hill et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 239.
- [5] = L. Dick et al., Phys. Lett. 57B (1975) 93.
- [6] = M.A. Abolins et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1183.
- [7] = R. Feynman, Photon-Hadron interactions, W. Benjamin Inc. (1972).
- [8] = H.D. Politzer, Phys. Rep. 14C (1974) 129.
- [9] = W. Marciano et H. Pagels, Phys. Rep. 36C (1977) 137.
- [10] = S. Berman et al., Phys. Rev. D4 (1971) 3388.
- [11] = R.D. Field, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 997.
- [12] = J. Kuti et V.W. Weisskopf, Phys. Rev. D4 (1971) 3418.
- [13] = M.J. Alguard, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1261.
- [14] = M.J. Alguard et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 70.
- [15] = R.D. Field, Argonne Symposium ANL-HEP-CP-77-45 (1977) 88.
- [16] = A. Gonidec, These, Universite Paris-Sud (1976).
- [17] = H.D.I. Abarbanel et D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 732.
- [18] = M. Jacob et G.C. Wick, Ann. Phys. 7 (1959) 404.
- [19] = J. Bartsch et al., Nucl. Phys. B40 (1972) 103.
- [20] = J. Soffer et D. Wray, Nucl. Phys. B73 (1974) 231.
- [21] = D. Aschman et al., Nucl. Phys. B142 (1978) 220.
- [22] = R.D. Klem et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1976) 929.
- [23] = A.B. Wicklund et al., ANL Report HEP-75-02.
- [24] = G. Bunce et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1113.
- [25] = K. Heller et al., Phys. Lett. 68B (1977) 480.
- [26] = K. Heller et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 607.
- [27] = S. Erhan et al., UCLA 1122 (1979)
- [28] = G.L. Kane et Y.-P. Yao, Nucl. Phys. B137 (1978) 313.
- [29] = F.W. Busser et al., Phys. Lett. 46B (1973) 471.
- [30] = E.W. Beier et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1114.
- [31] = E.W. Beier et al., Phys. Rev. D18 (1978) 2235.
- [32] = D.G. Crabb et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1257.

- [33] = H. de Kerret et al., Phys. Lett. 68B (1977) 374.
- [34] = D. Perret-Gallix, These, Universite Paris-Sud (1979).
- [35] = J. Antille, These, Universite de Lausanne (1979).
- [36] = D.G. Crabb et al., Nucl. Phys. B121 (1977) 231.
- [37] = M. Borghini, Phys. Lett. 26A (1968) 242.
- [38] = W. de Boer, CERN report 74-11.
- [39] = D. Aschman et al., Nucl. Phys. B125 (1977) 349.
- [40] = C.Y. Prescott et al., Phys. Lett. 77B (1978) 347.
- [41] = D. Perret-Gallix, These de 3eme cycle, Paris-Sud (1975).
- [42] = D.F. Crawford et H. Messel, Pergamon, Oxford (1970).
- [43] = L.H. O'Neill et al., Phys. Rev. D14 (1976) 2878.
- [44] = D. Sillou, communication privee.
- [45] = E. Longo et I. Sestili, Nucl. Inst. Meth. 128 (1975) 283.
- [46] = B.J. Blumenfeld et al., Nucl. Inst. Meth. 97 (1971) 427.
- [47] = M. Holder et al., Nucl. Inst. Meth. 108 (1973) 541.
- [48] = B. Blumenfeld et al., Nucl. Inst. Meth. 117 (1974) 501.
- [49] = C.A. Heusch et al., Nucl. Inst. Meth. 120 (1974) 237.
- [50] = H. Dibon et al., Nucl. Inst. Meth. 120 (1974) 437.
- [51] = J.A. Appel et al., Nucl. Inst. Meth. 127 (1975) 495.
- [52] = Ch. Berger et al., Nucl. Inst. Meth. 130 (1975) 507.
- [53] = F. Dydak et al., Nucl. Inst. Meth. 137 (1976) 427.
- [54] = R.L. Ford et W.R. Nelson, SLAC-210 (1978).
- [55] = M. Fidecaro et al., Nuo. Cim. XXIV (1962) 73.
- [56] = G.E. Theodosiou, These, Cornell University (1977).
- [57] = V. Blobel et al., Nucl. Phys. B69 (1974) 454.
- [58] = E. Amaldi et al., Nucl. Phys. B150 (1979) 326.
- [59] = D.P. Barber et al., Nucl. Inst. Meth. 145 (1977) 453.
- [60] = V. Chabaud et K. Kuroda, Nucl. Inst. Meth. 125 (1975) 119.
- [61] = U. Becker et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1731.
- [62] = J.W. Cronin et al., Phys. Rev. D11 (1975) 3105.
- [63] = D. Antreasyan et al., Phys. Rev. Lett. (1977) 112.
- [64] = R.C. Hwa, IX Multiparticle Symposium, Tabor (1978).
- [65] = M. Banner et al., Phys. Lett. 44B (1973) 537.
- [66] = B. Alper et al., Phys. Lett. 44B (1973) 521.
- [67] = R. Hagedorn, Nuo. Cim. LIIA (1967) 1336.
- [68] = G. Cocconi, Nuo. Cim. LVIIA (1968) 837.

- [69] = R.D. Field et R.P. Feynman, Phys. Rev. D15 (1977) 2590.
- [70] = C.W. Akerlof et al., Phys. Rev. D3 (1971) 645.
- [71] = J. Kripfganz, Phys. Lett. 82B (1979) 79.
- [72] = C. Bourrely et J. Soffer, Phys. Lett. 71B (1977) 31.
- [73] = D. Sivers, Argonne preprint ANL-HEP-CP-78-50 (1978).
- [74] = Yale-SLAC-Bielefeld-Tsukuba Group, SLAC proposal E-130 (1977)
- [75] = J. Babcock et al., Phys. Rev. D19 (1979) 1483.
- [76] = F.E. Close et D. Sivers, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1116.
- [77] = J. Soffer et P. Taxil, soumis a Phys. Lett. (1979)
- [78] = G.R. Farrar et D.R. Jakson, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1416.
- [79] = M. Carlitz, Phys. Rev. Lett. 38 (1976) 673.
- [80] = J. Kaur et M. Carlitz, Nucl. Phys. B128 (1977) 219.
- [81] = R.J. Hughes, Phys. Rev. D16 (1977) 622.
- [82] = K. Hidaka et al., Phys. Rev. D19 (1979) 1503.
- [83] = S. Wandzka et F. Wilczek, Phys. Lett. 72B (1977) 195.
- [84] = J. Ranft et G. Ranft, Phys. Lett. 77B (1978) 309.
- [85] = G.L. Kane et al., Michigan preprint UM HE 78-29
- [86] = G.R. Farrar et al., Argonne preprint ANL-HEP-PR-78-43 (1978).
- [87] = R. Cutler et D. Sivers, Phys. Rev. D17 (1978) 196.
- [88] = B.L. Combridge et al., Phys. Lett. B70 (1977) 234.
- [89] = CERN-Lausanne-Lund-Michigan-Rockefeller collaboration, SPS proposal SPSC/P88 (1977).
- [90] = T.O. Niinikoski et J.-M. Rieubland, Phys. Lett. a paraitre (1979).

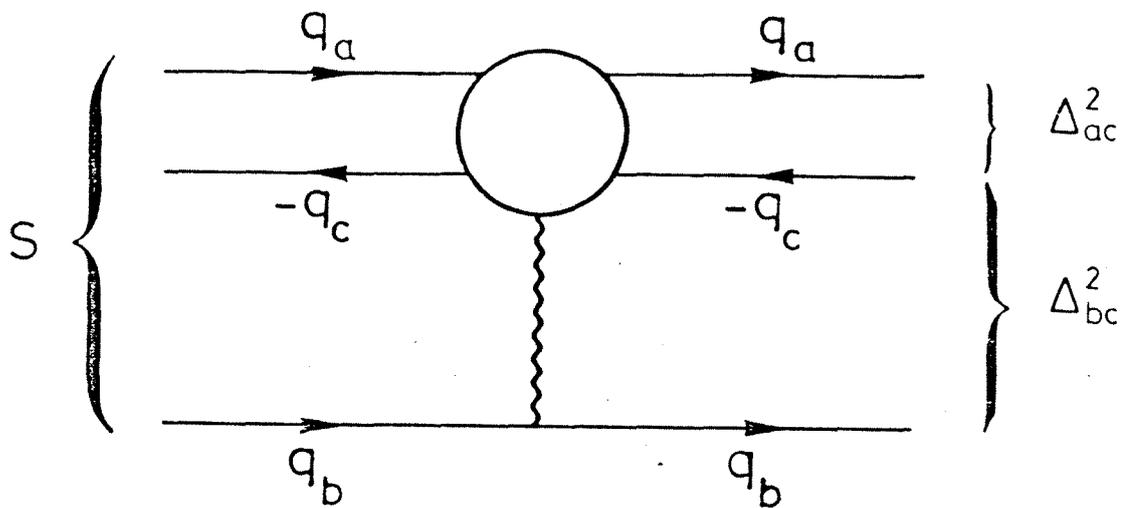


Fig. 1 Echange d'un pôle dans un processus à trois corps.

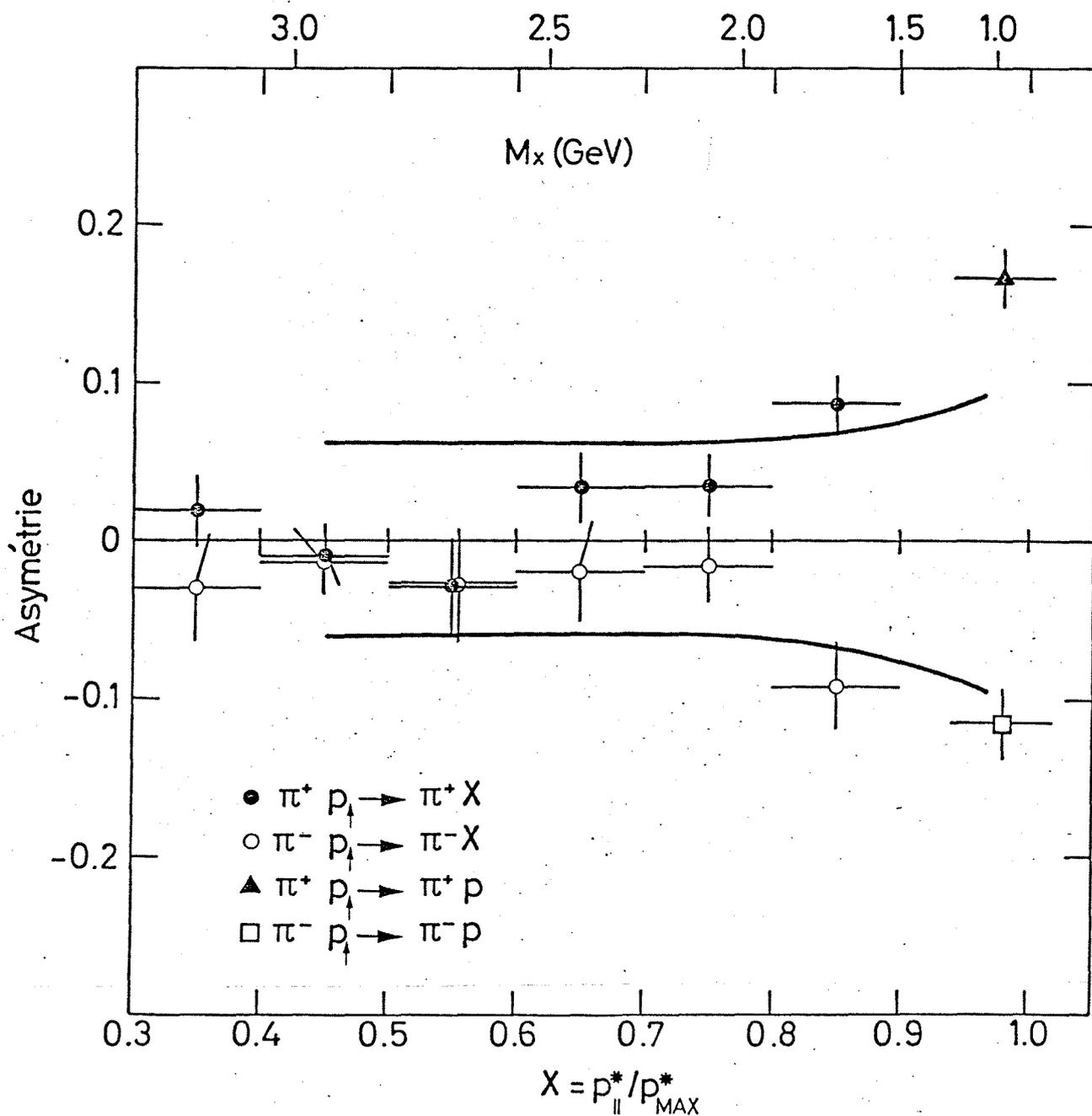


Fig. 2 Asymétrie dans les réactions $\pi^{\pm} p_{\uparrow} \rightarrow \pi^{\pm} X$ à 8 GeV/c. La courbe présente les prédictions de Soffer et Wray.

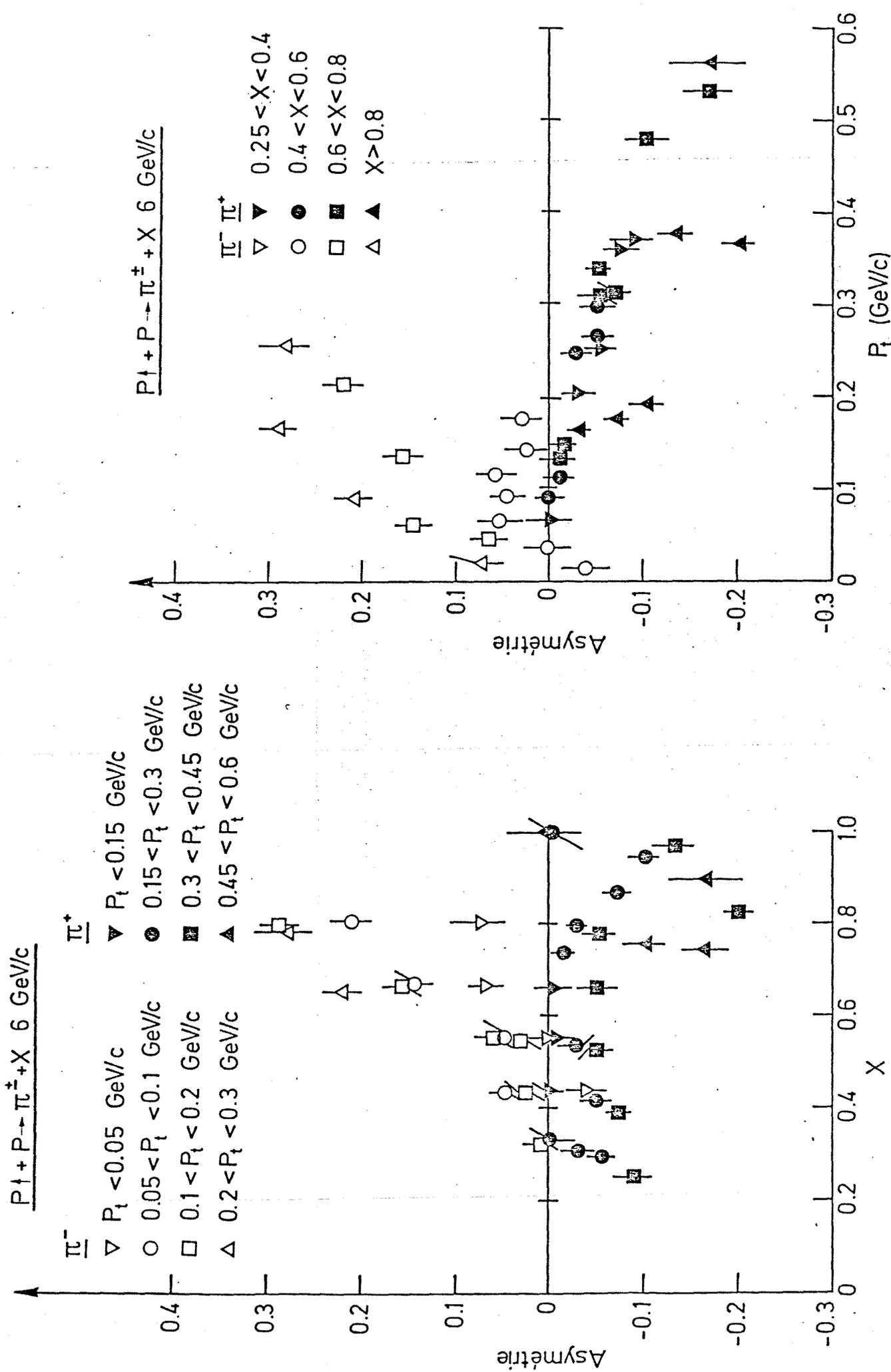


Fig. 3 Dépendance en X de l'asymétrie mesurée à 6 GeV/c dans les réactions $P + P \rightarrow \pi^{\pm} + X$. Fig. 4 Dépendance en P_t de l'asymétrie mesurée à 6 GeV/c dans les réactions $P + P \rightarrow \pi^{\pm} + X$.

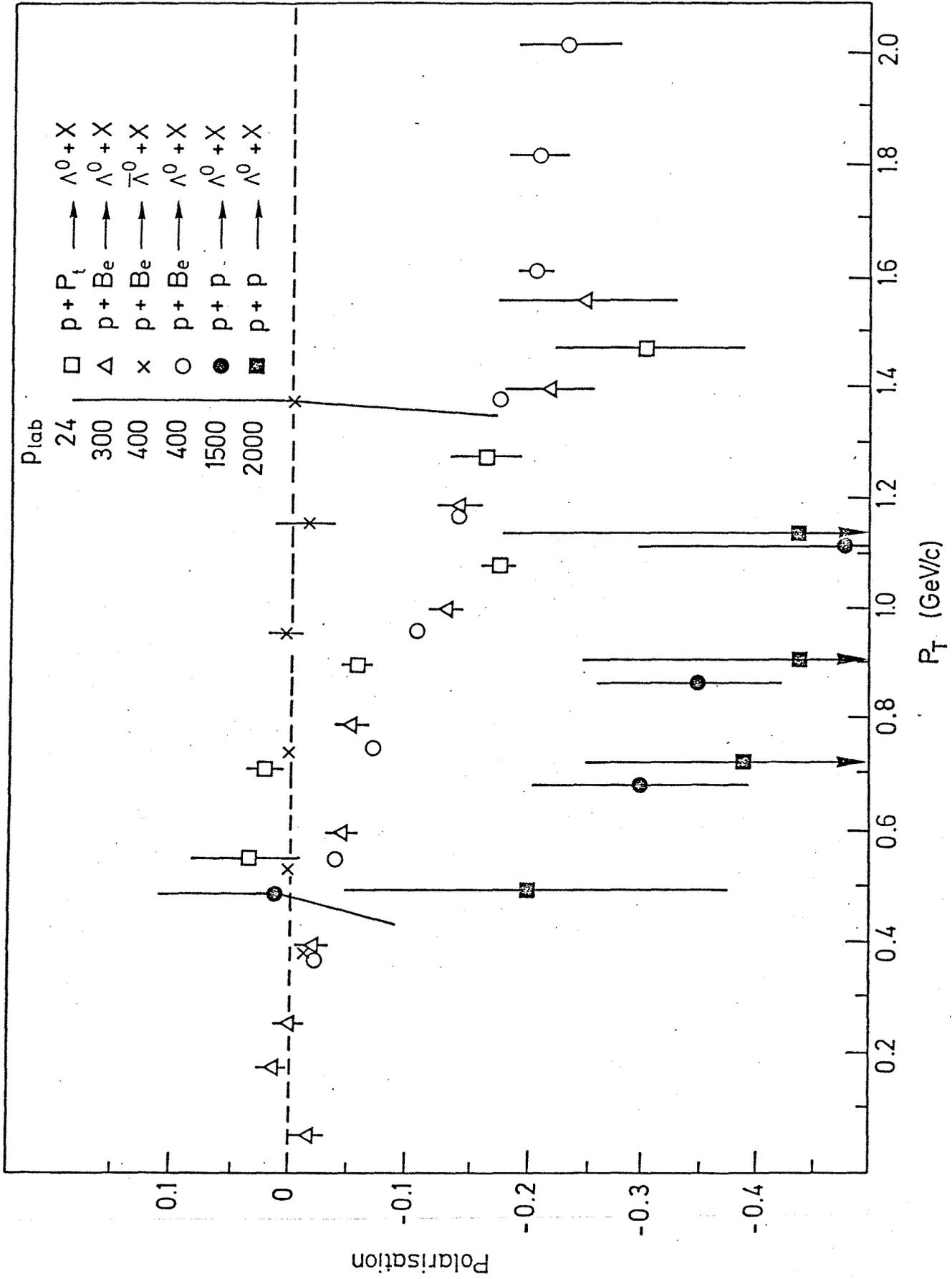


Fig. 5 Dépendance en p_t de la polarisation du Λ^0 .

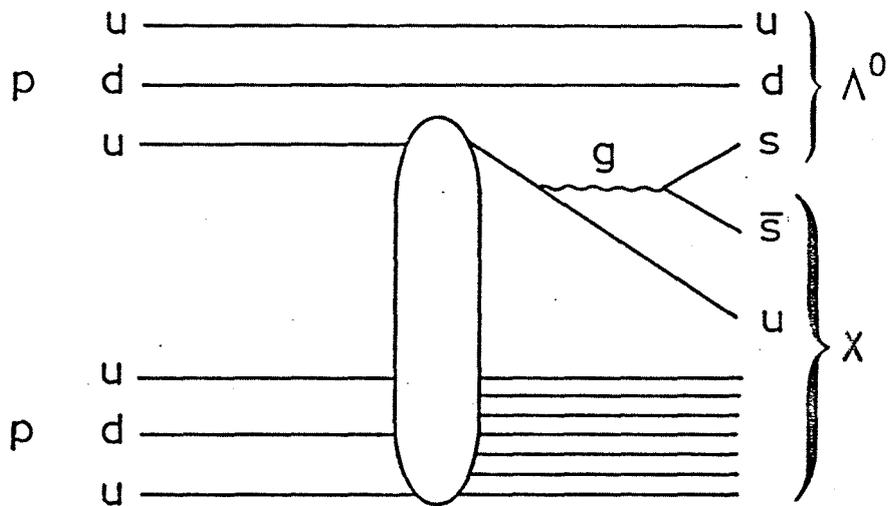


Fig. 6 Mécanisme de production du Λ^0 .

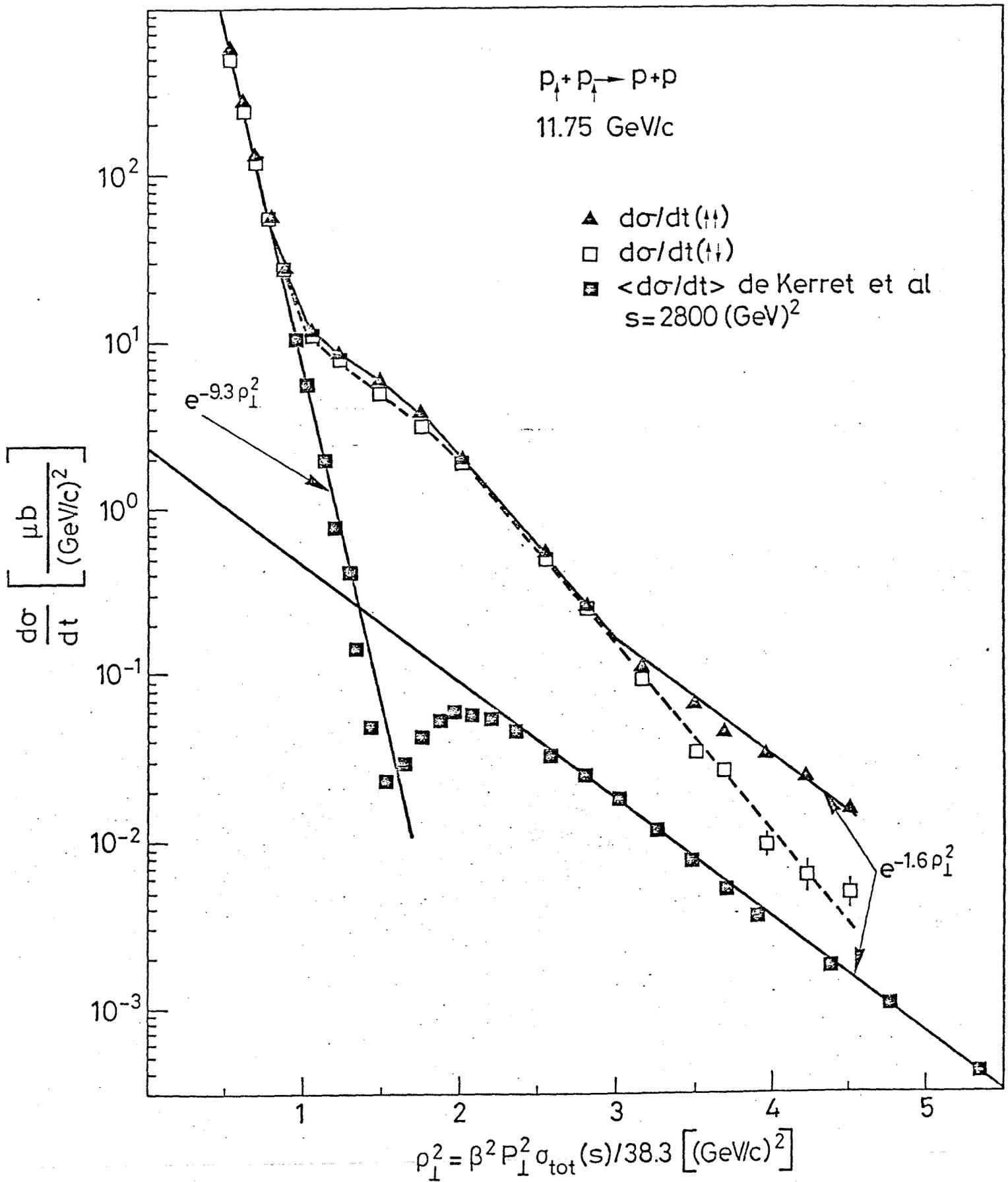


Fig. 7 Comparaison entre la section efficace élastique aux ISR et les sections efficaces avec états de spin purs à 11.75 GeV/c.

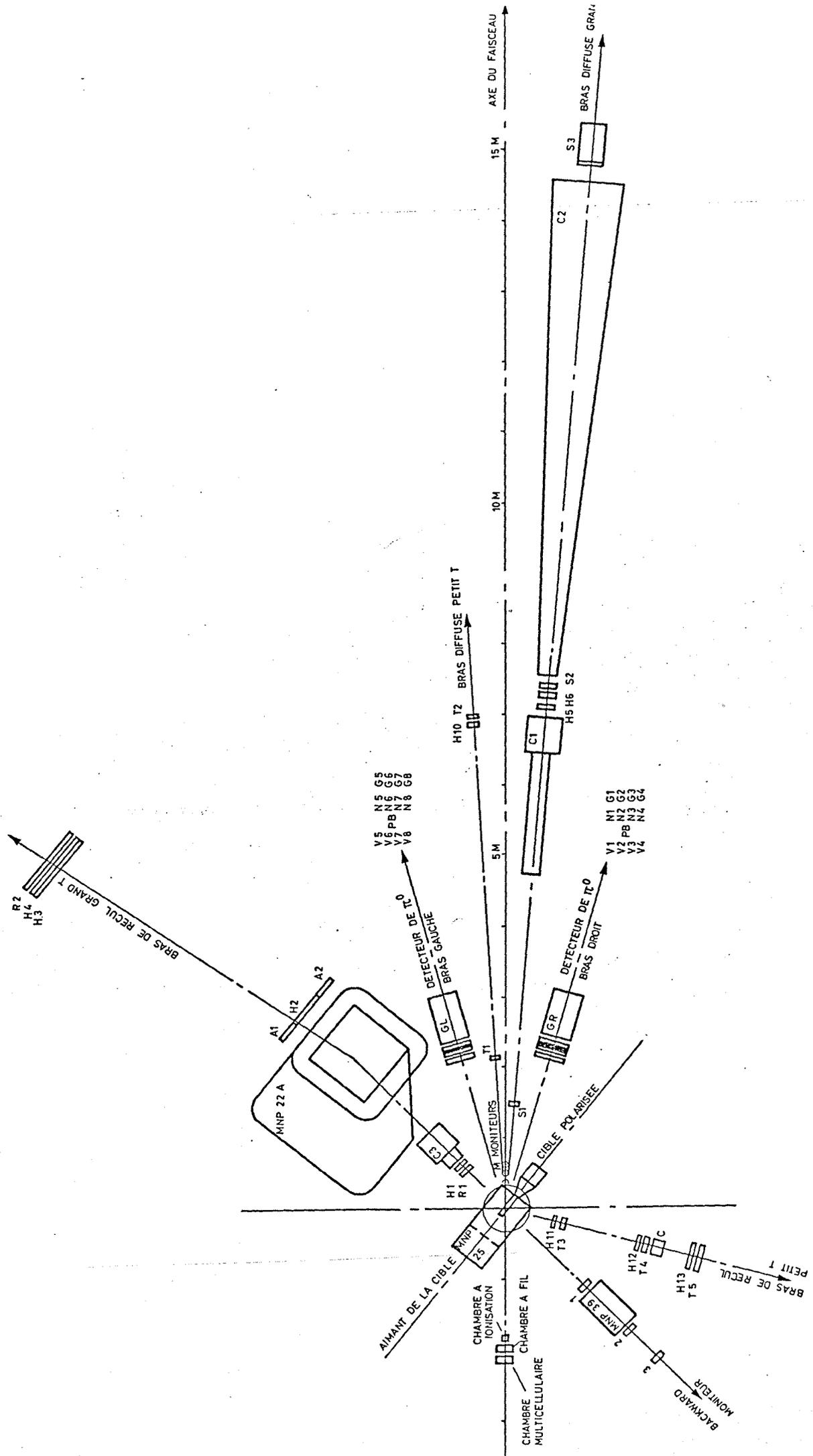


Fig. 8 Dispositif expérimental

Veto PMXP 2020
 dE/dx PMXP 2020
 Hodoscopes (NE 110) Vertical
 Plomb PM XP 1110

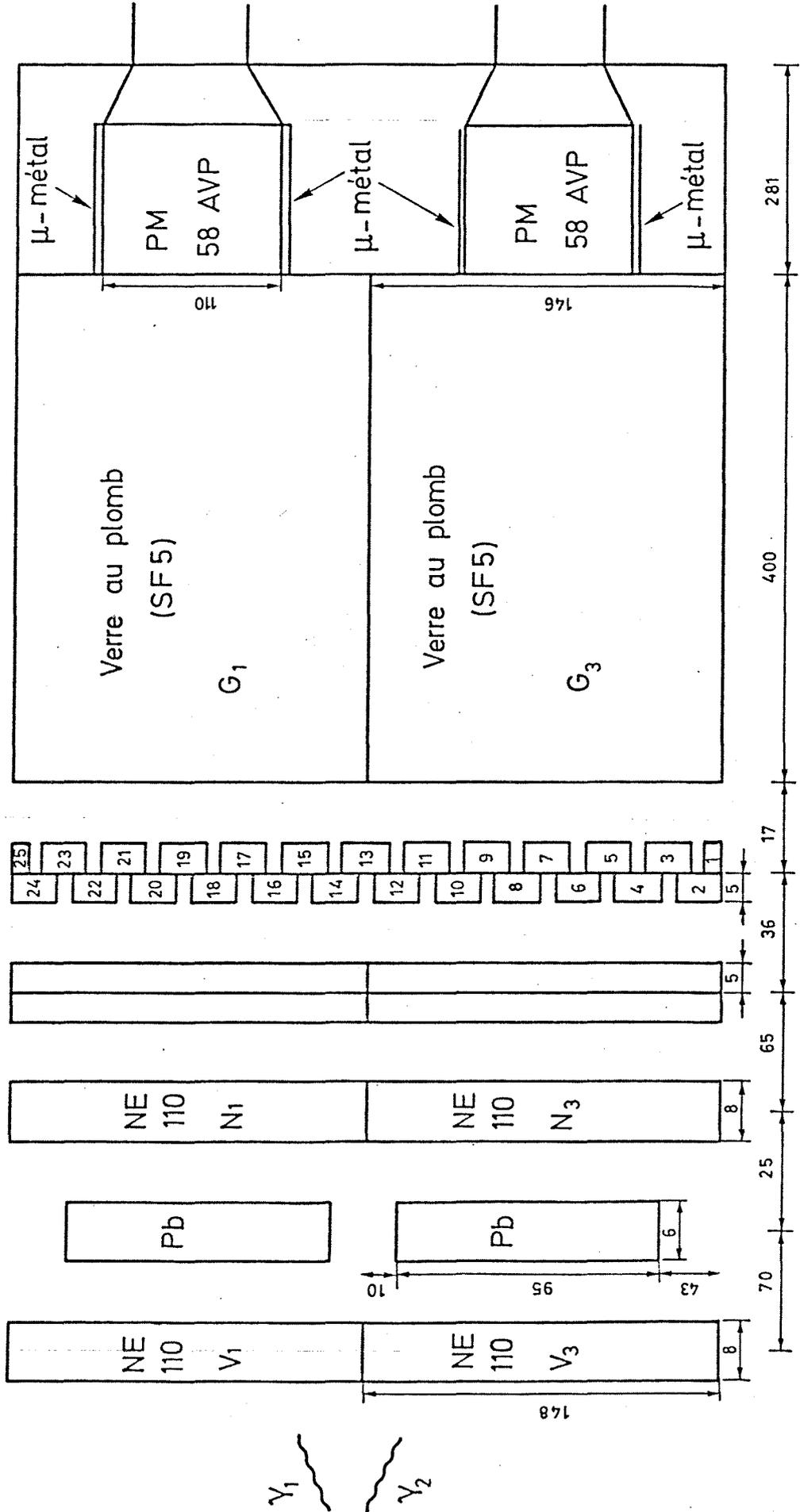


Fig. 9 Détecteur de π^0 (vue de profil).

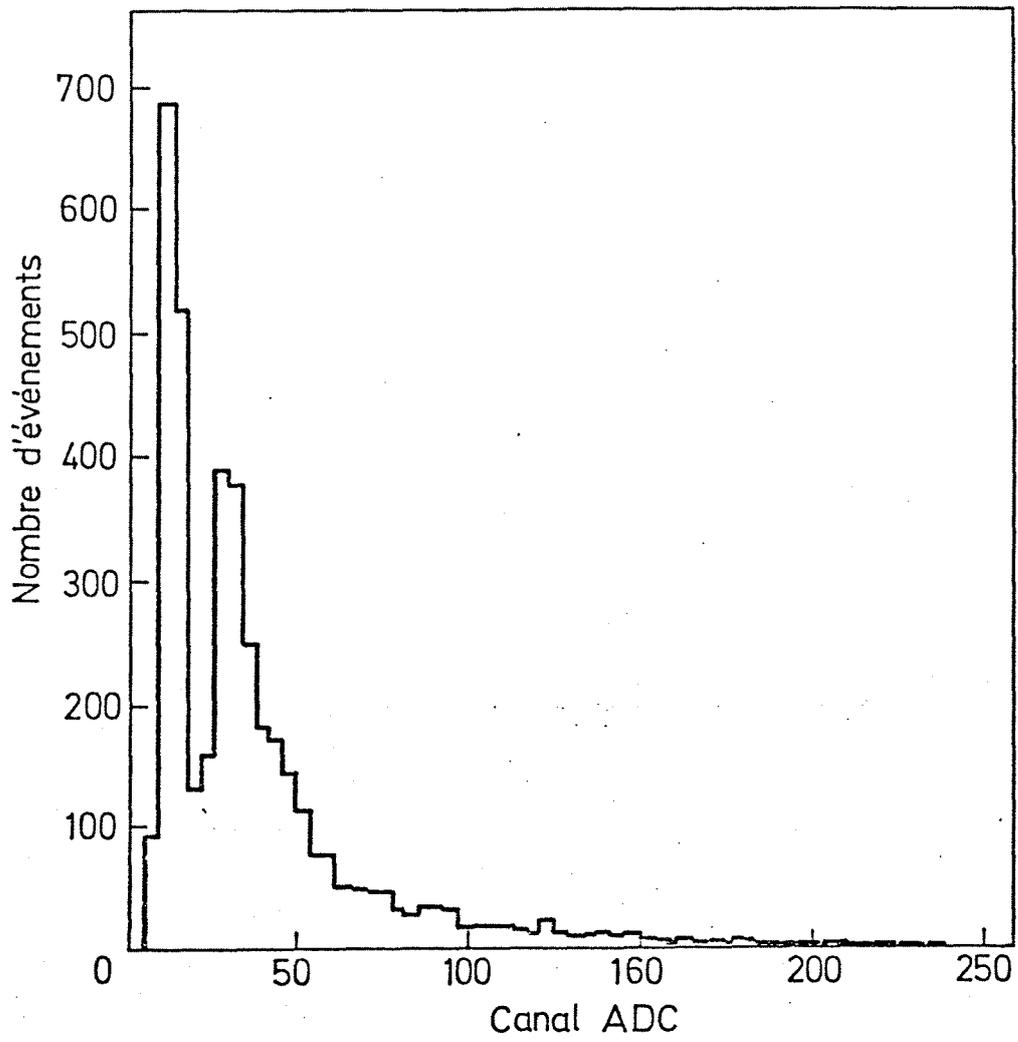


Fig. 10 Spectre d'un compteur dE/dx.

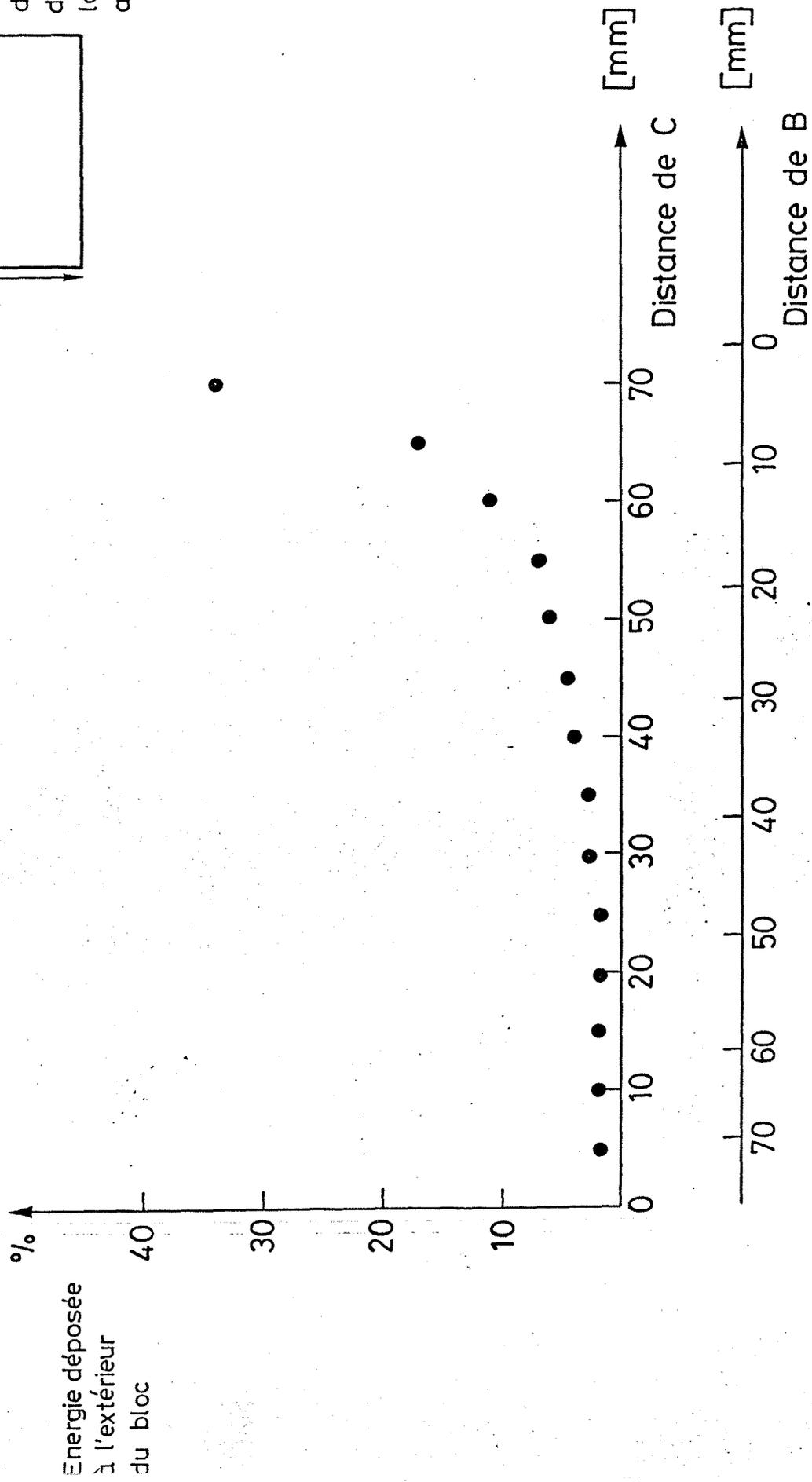
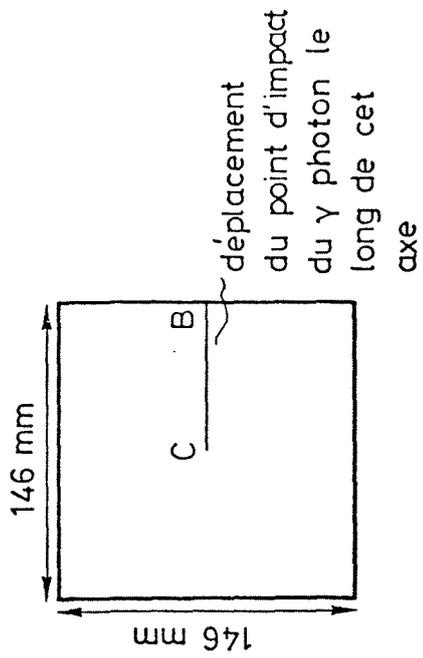


Fig. 11 Perte d'énergie en fonction du point d'impact

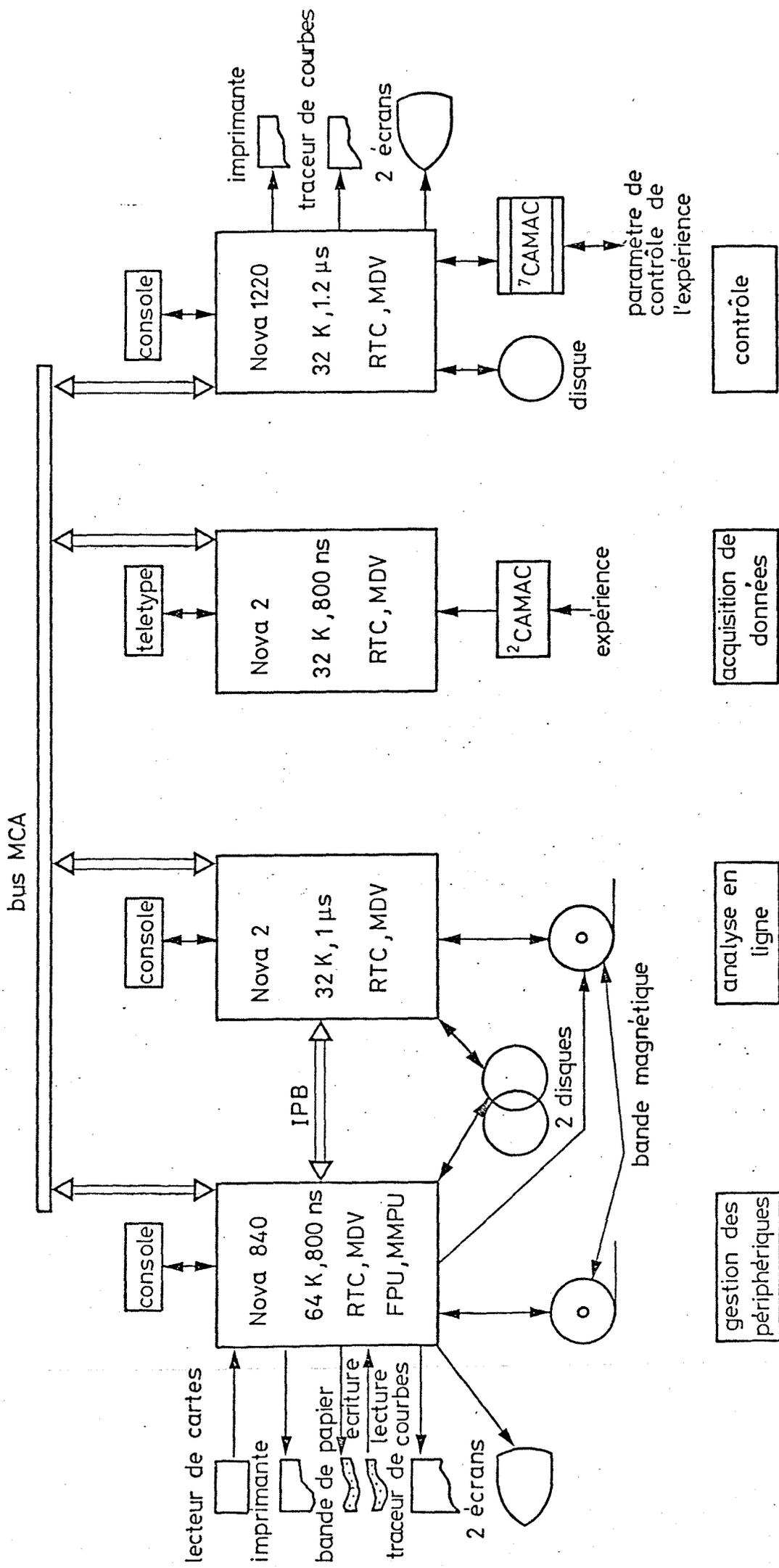
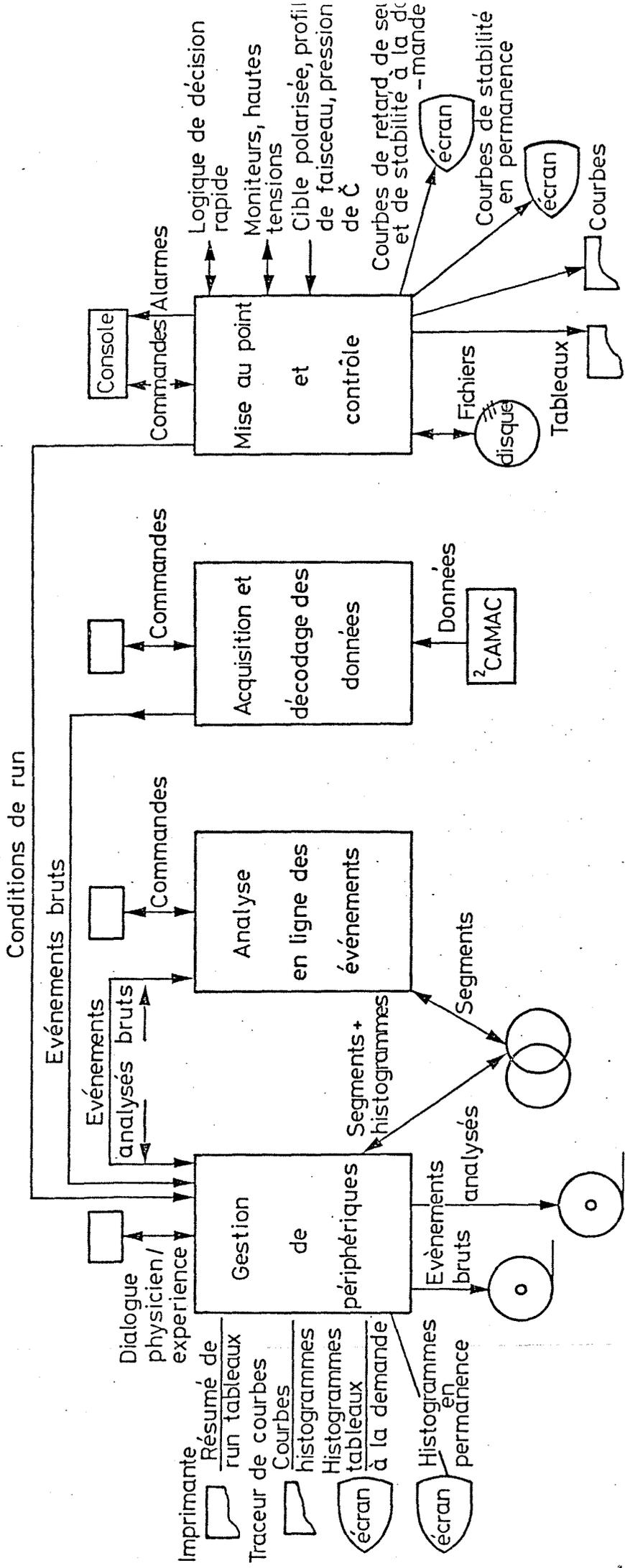


Fig. 12 Architecture du système informatique.



Ordinateur	Nova 840	Nova 2	Nova 2	Nova 1220
Système d'exploitation	Temps réel avec disque et gestion de mémoire	Temps réel avec disque	Temps réel	Temps réel avec disque
Langages	Fortran V + assembleur	Fortran V	Fortran IV + assembleur	Fortran IV + assembleur

Fig. 13 Structure du logiciel.

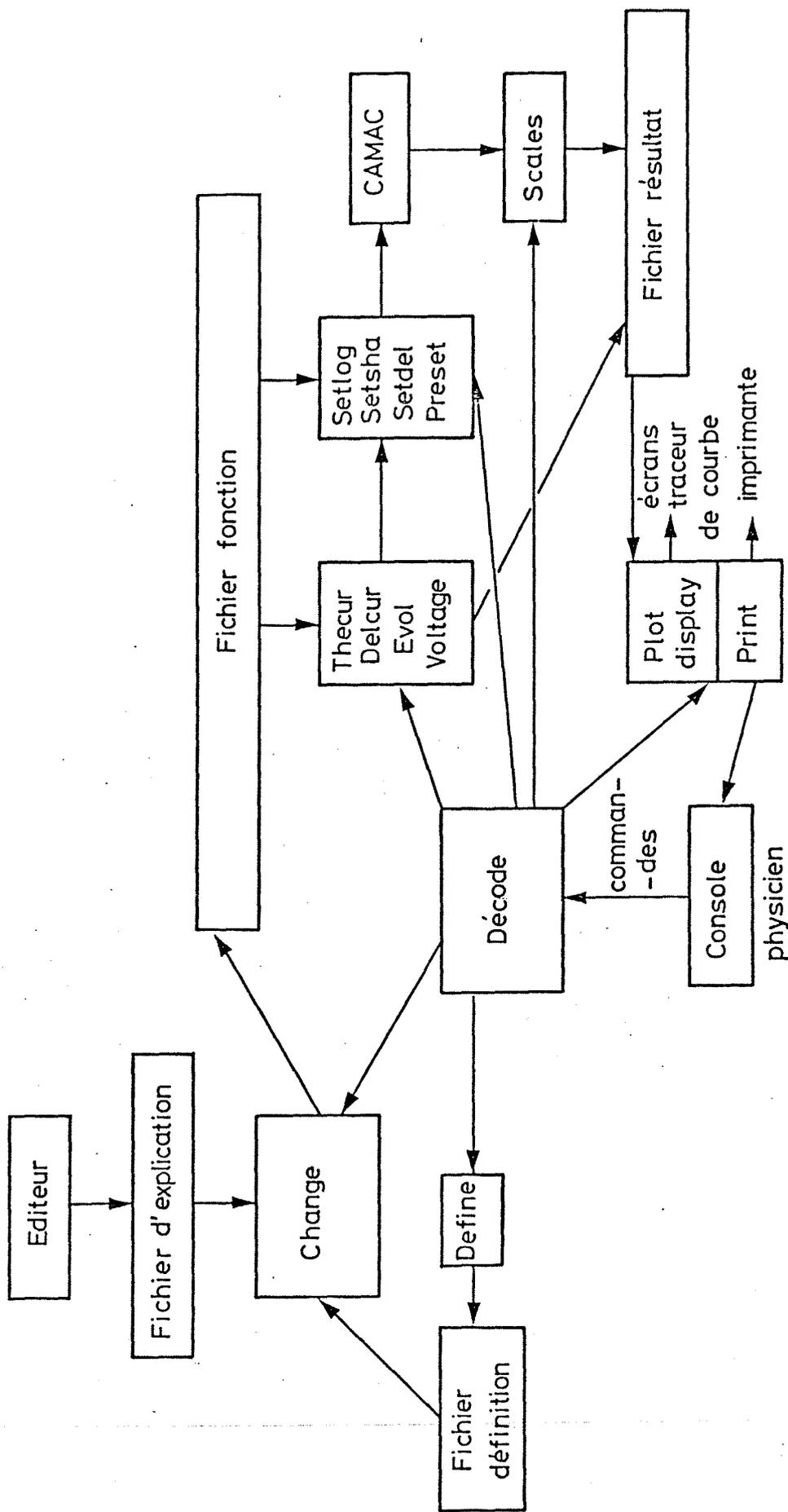


Fig. 14 Logiciel de l'ordinateur de mise au point et de contrôle.

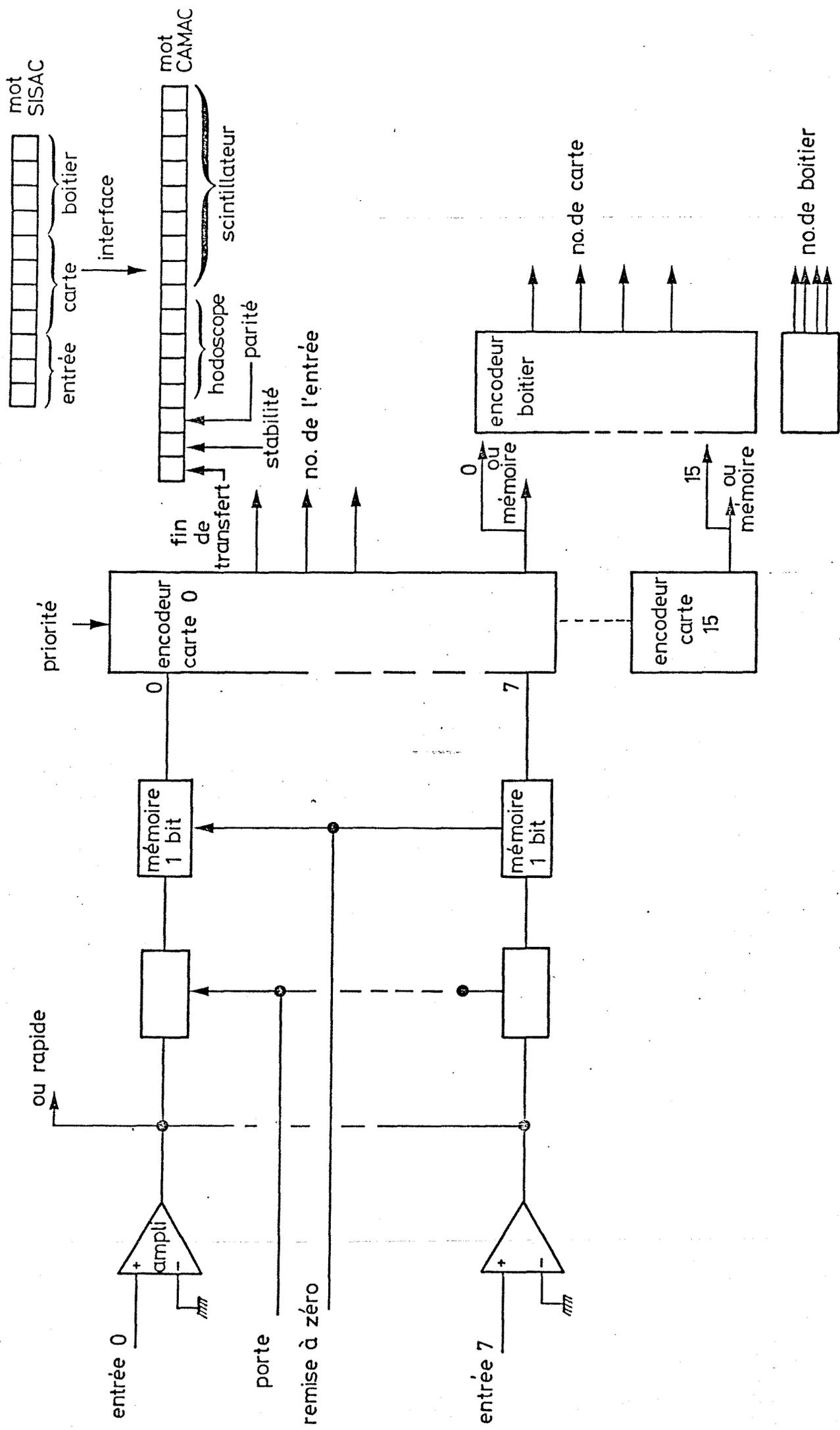


Fig. 15 Schéma de principe du SISAC.

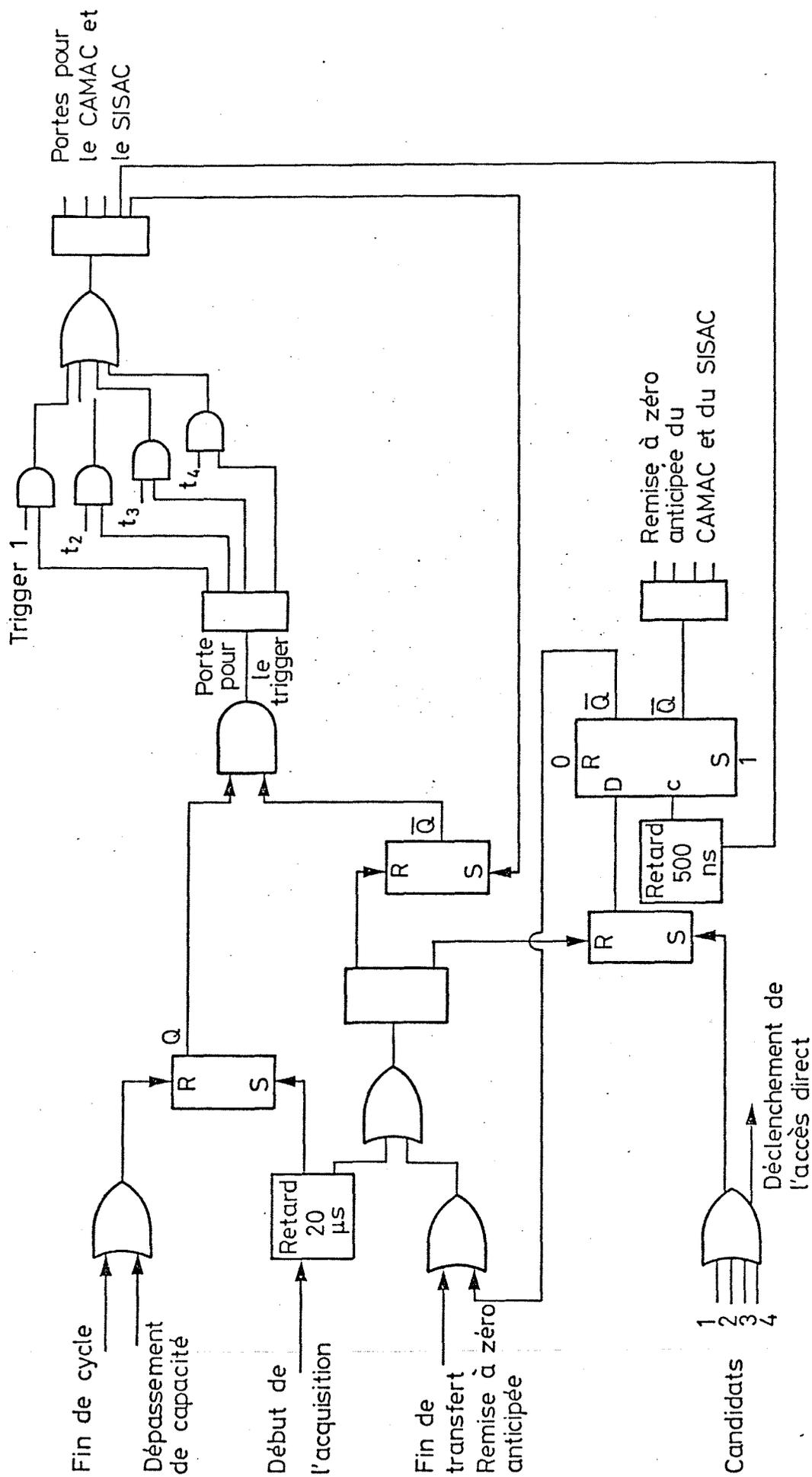


Fig. 16 Logique de porte.

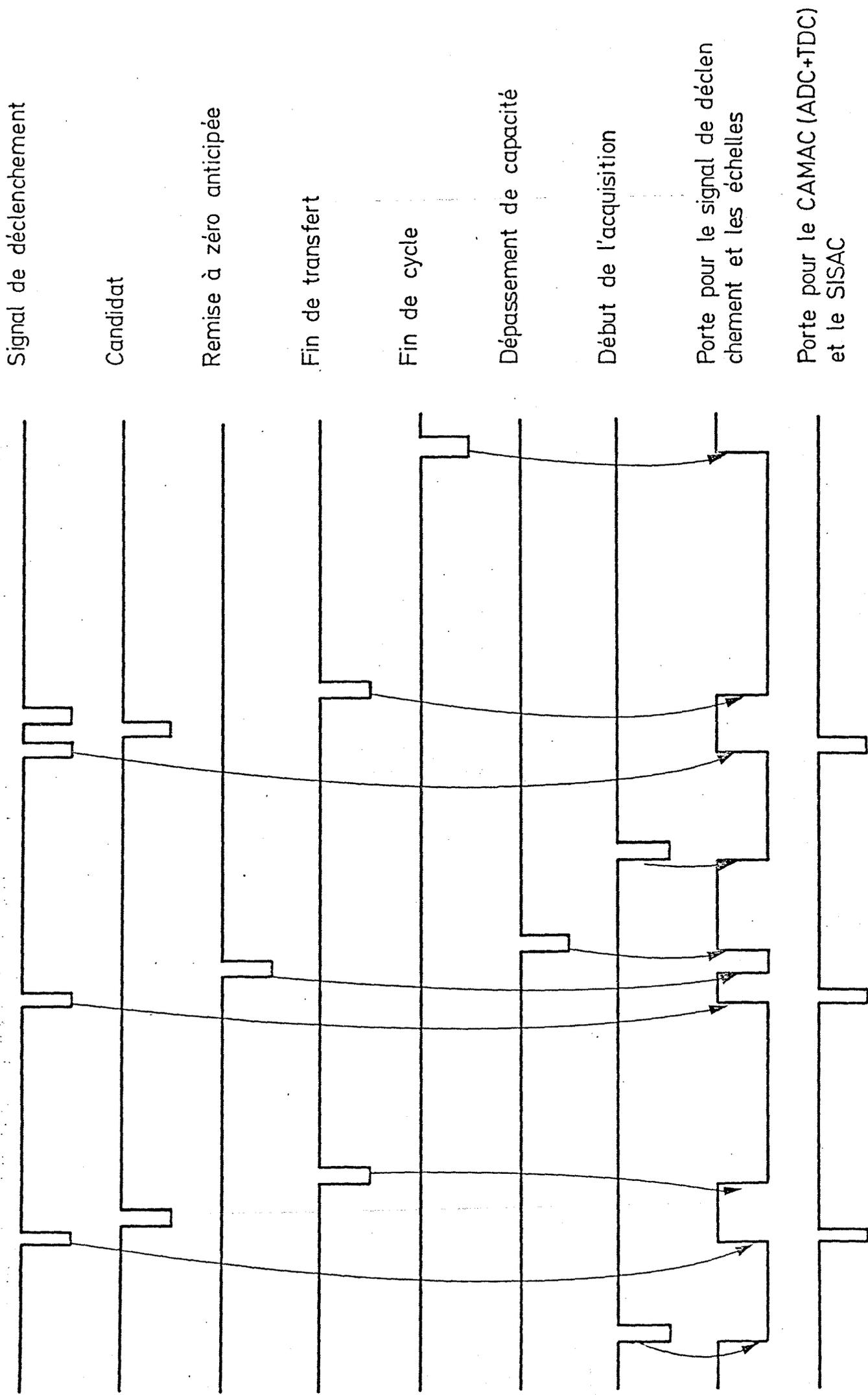


Fig. 17 Signaux utilisés pour la logique de porte.

Sorties numériques

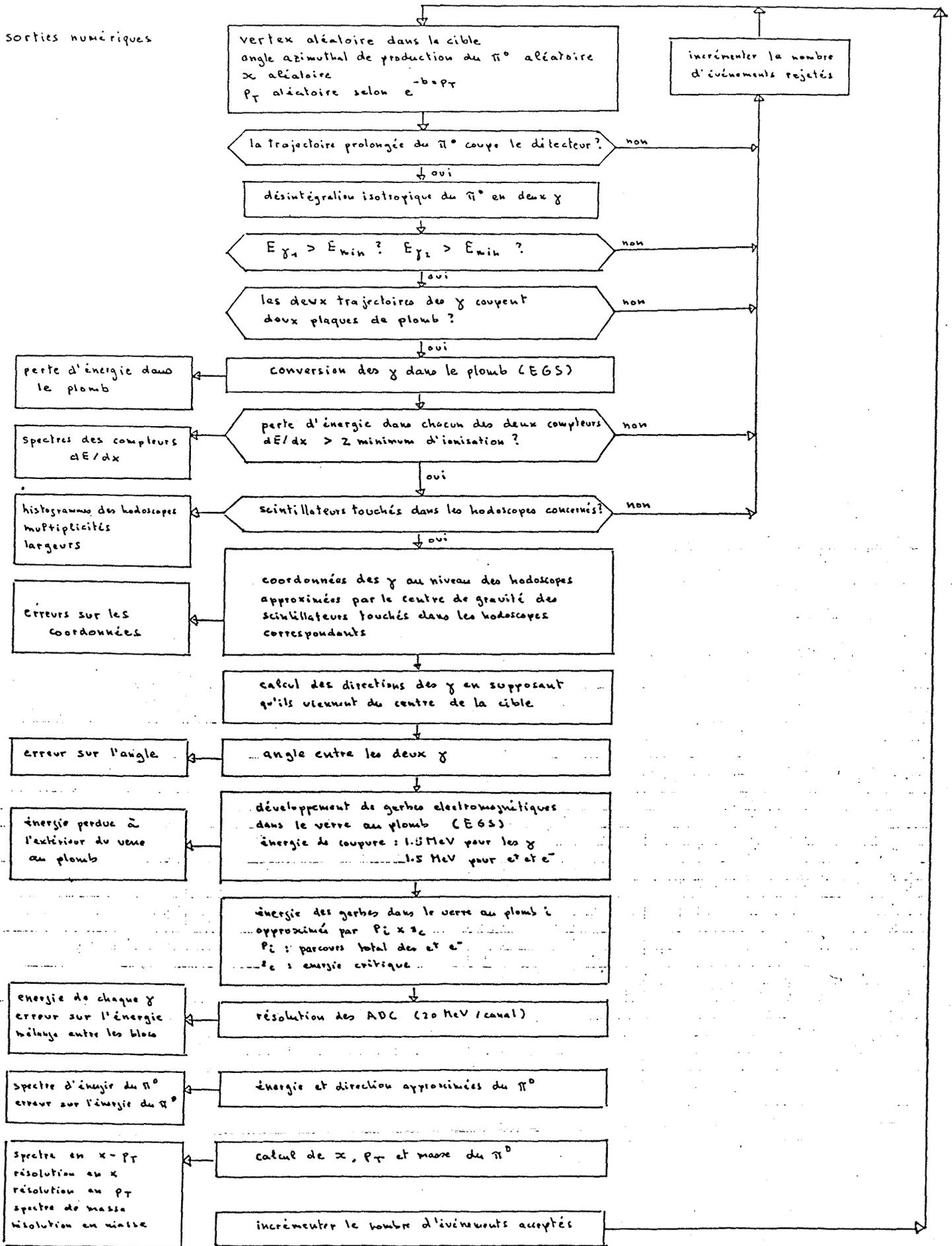


Fig. 18 Organigramme simplifié du programme de simulation

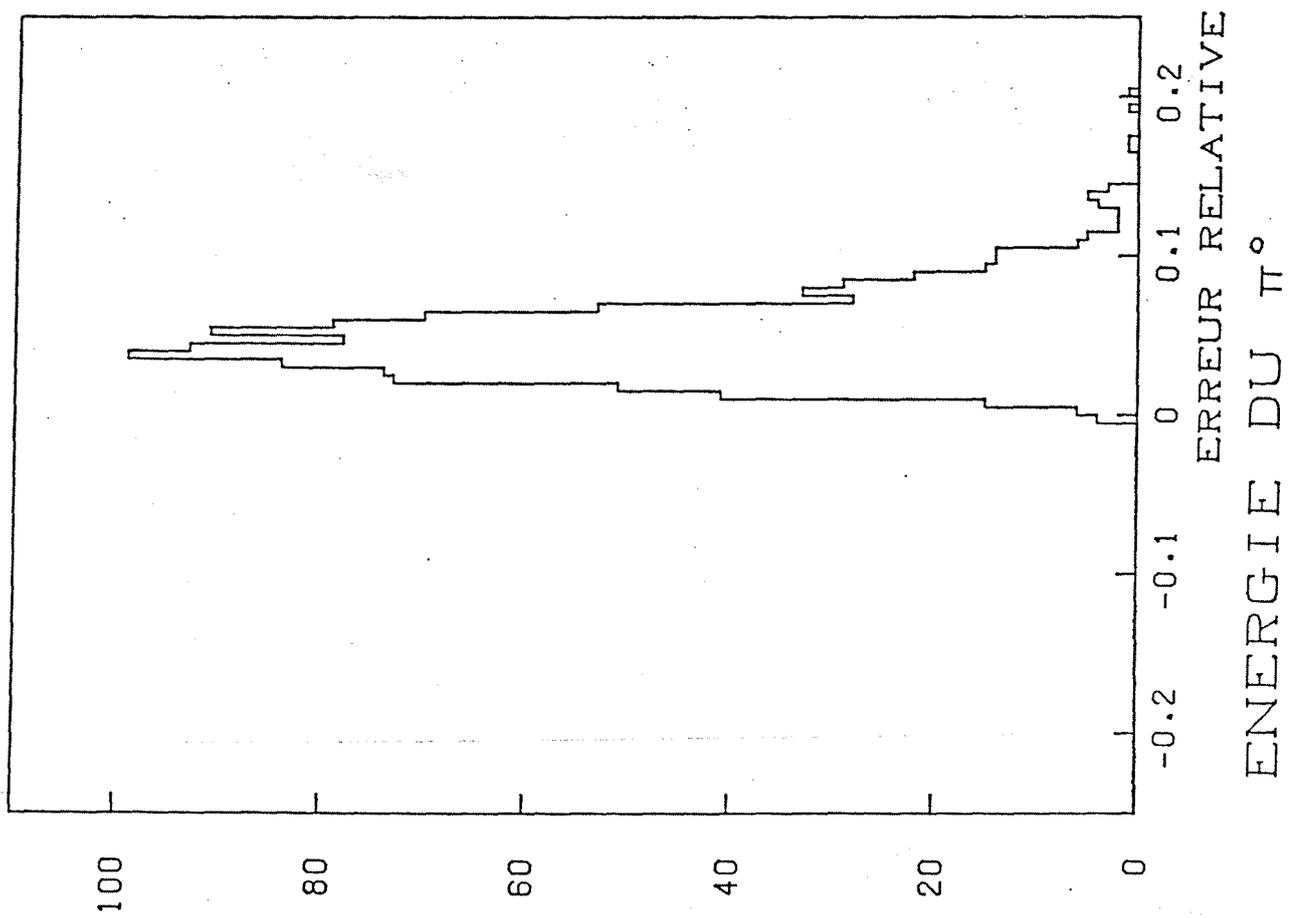
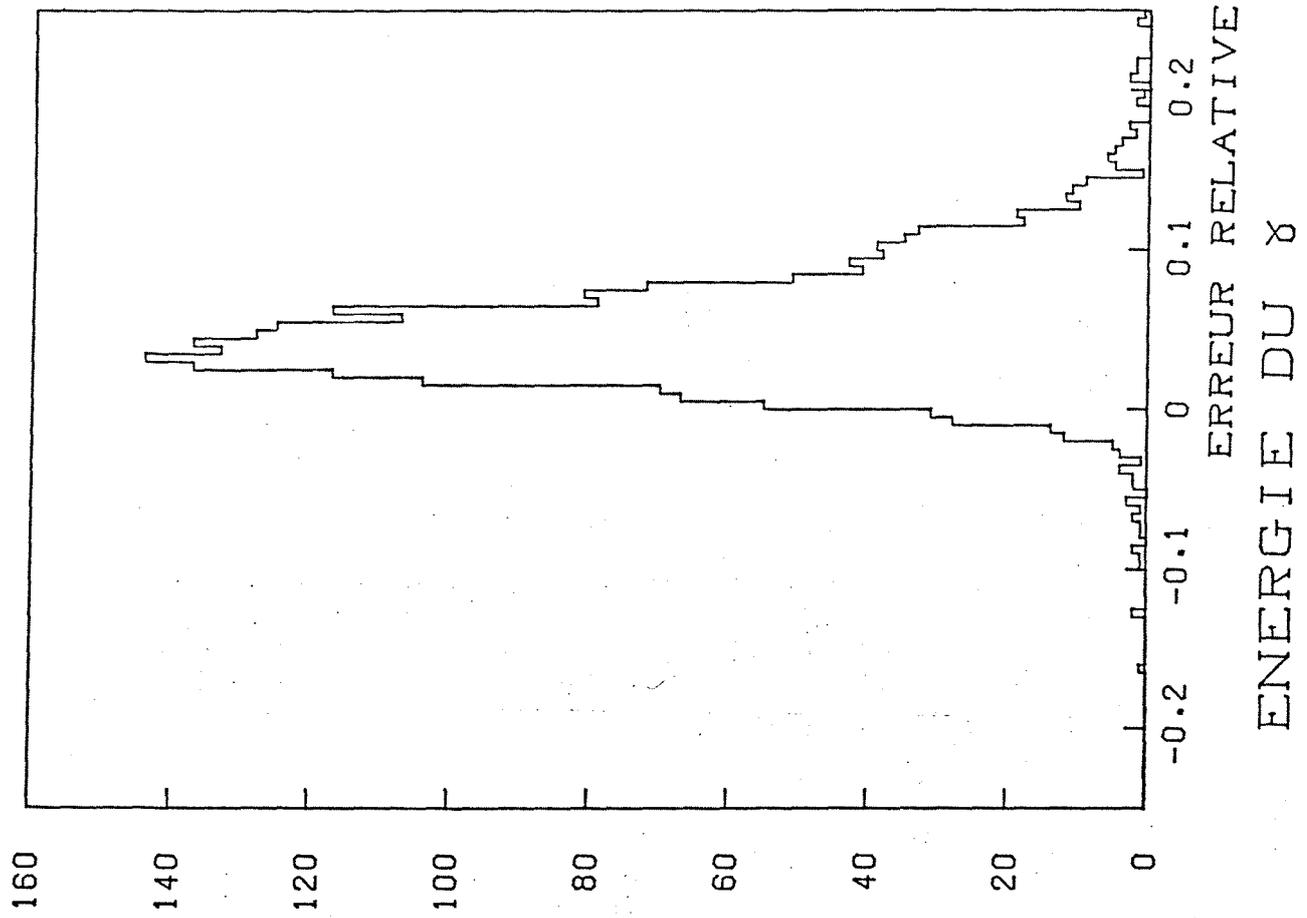


Fig. 19 Résolution en énergie (simulation)

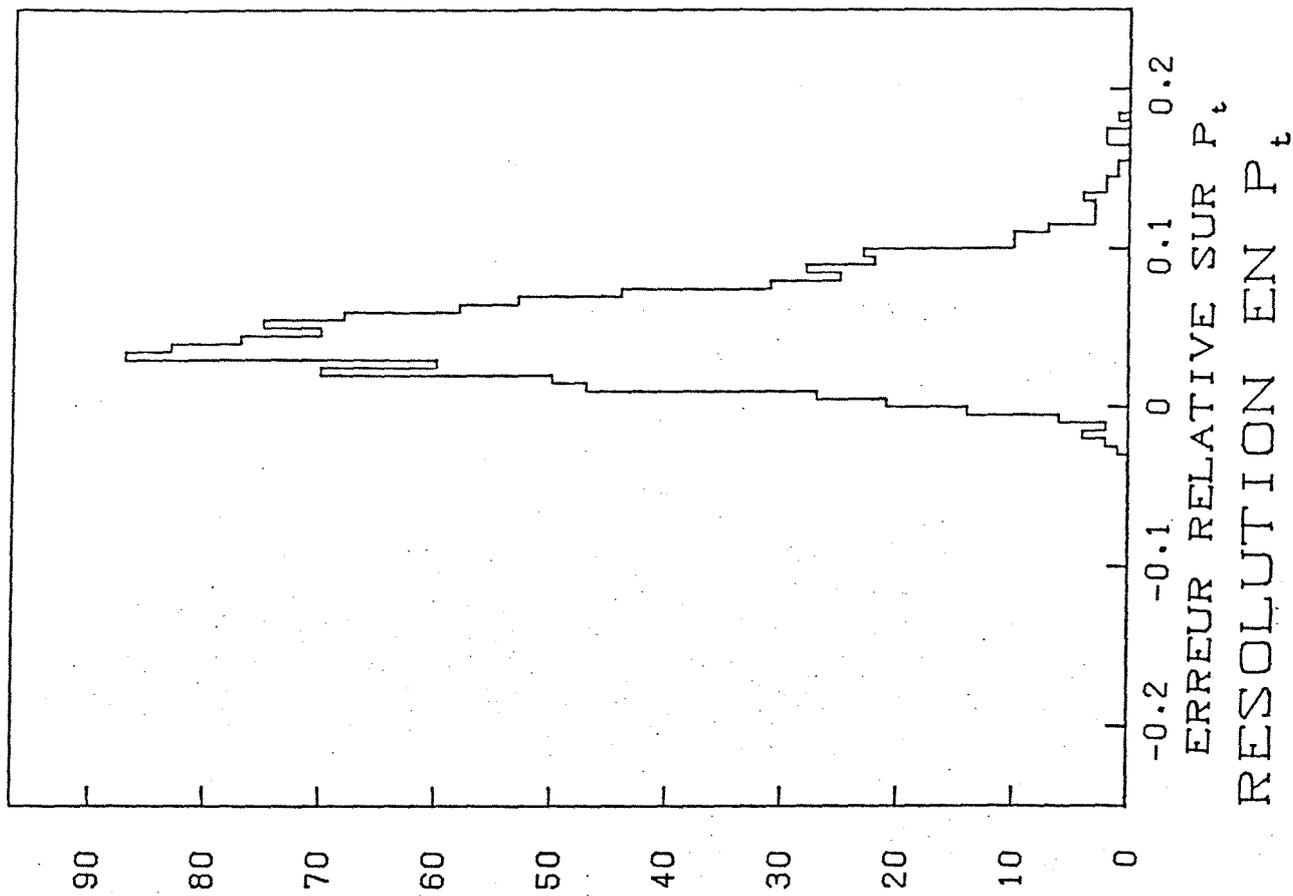
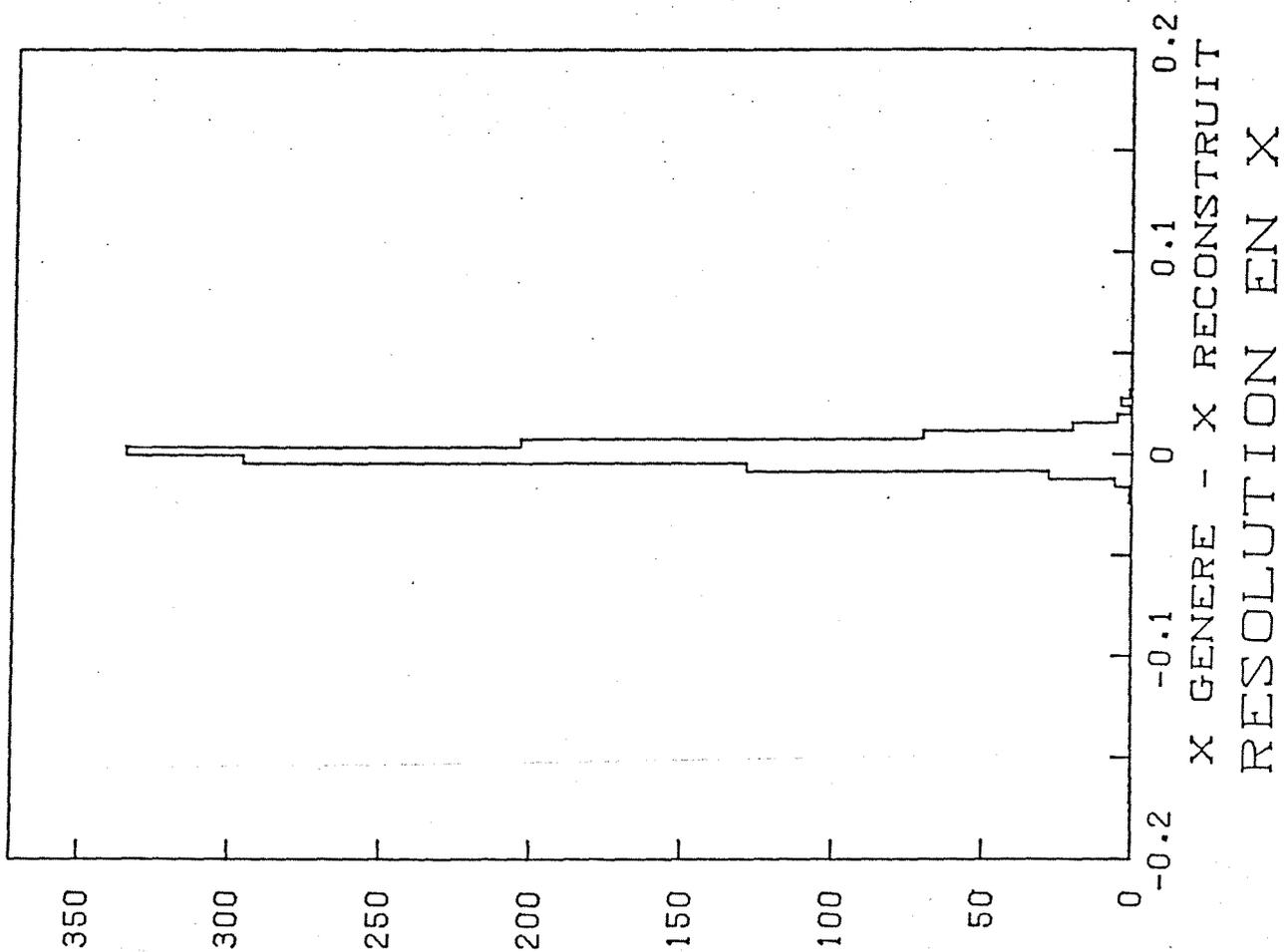


Fig. 20 Résolution en x et P_t (simulation)

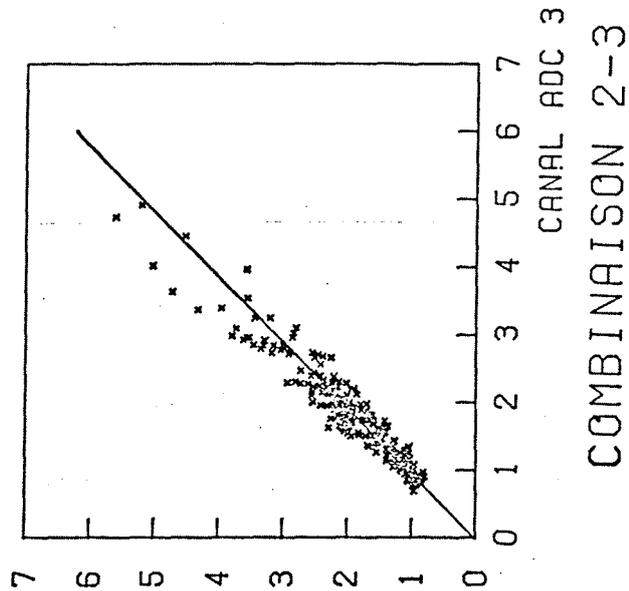
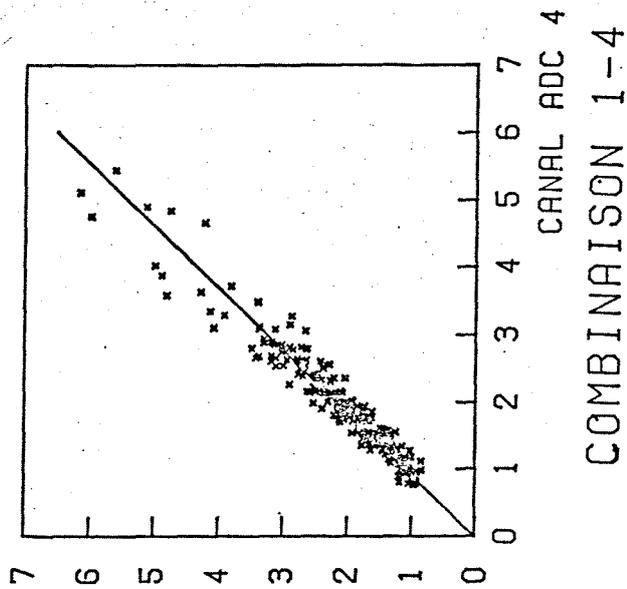
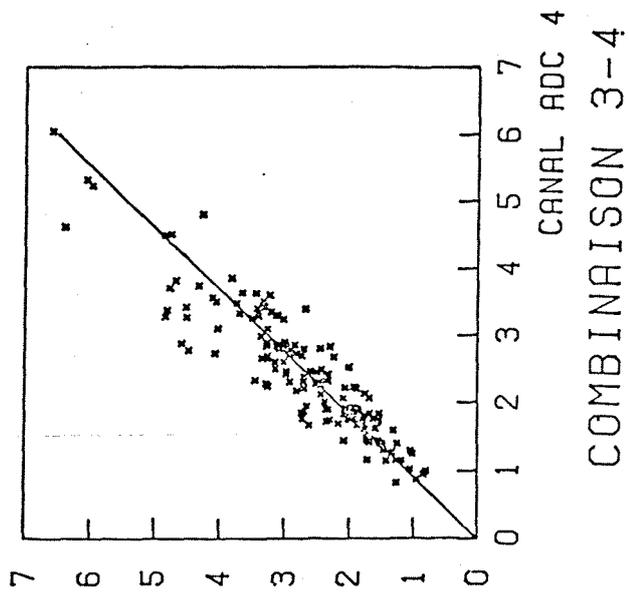
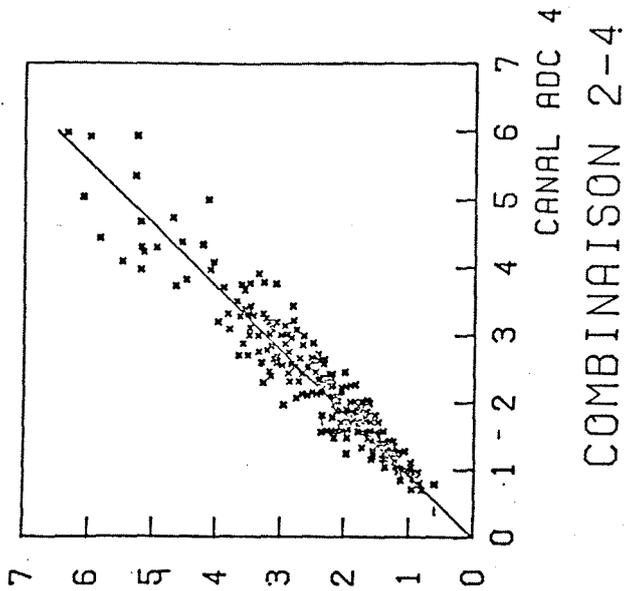
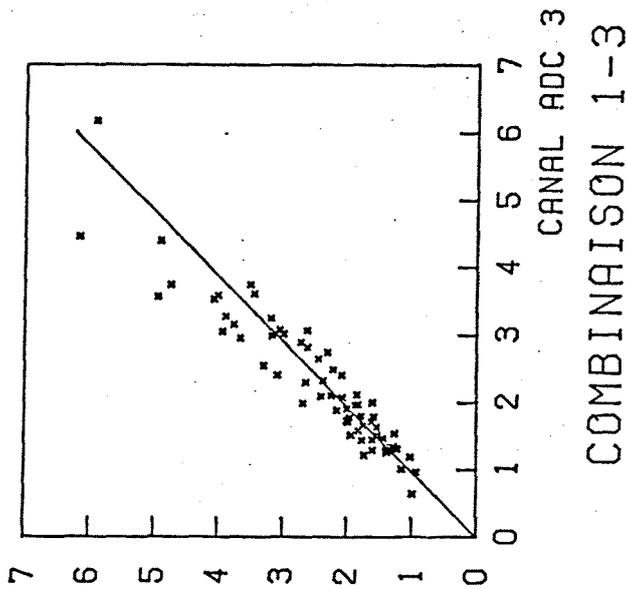
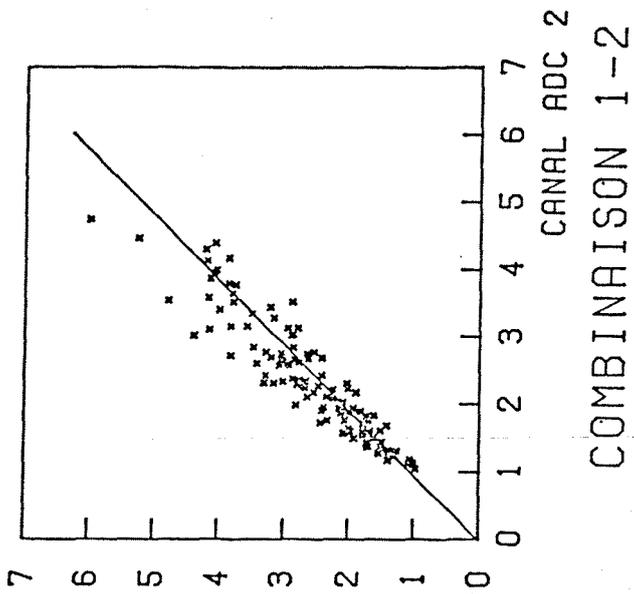
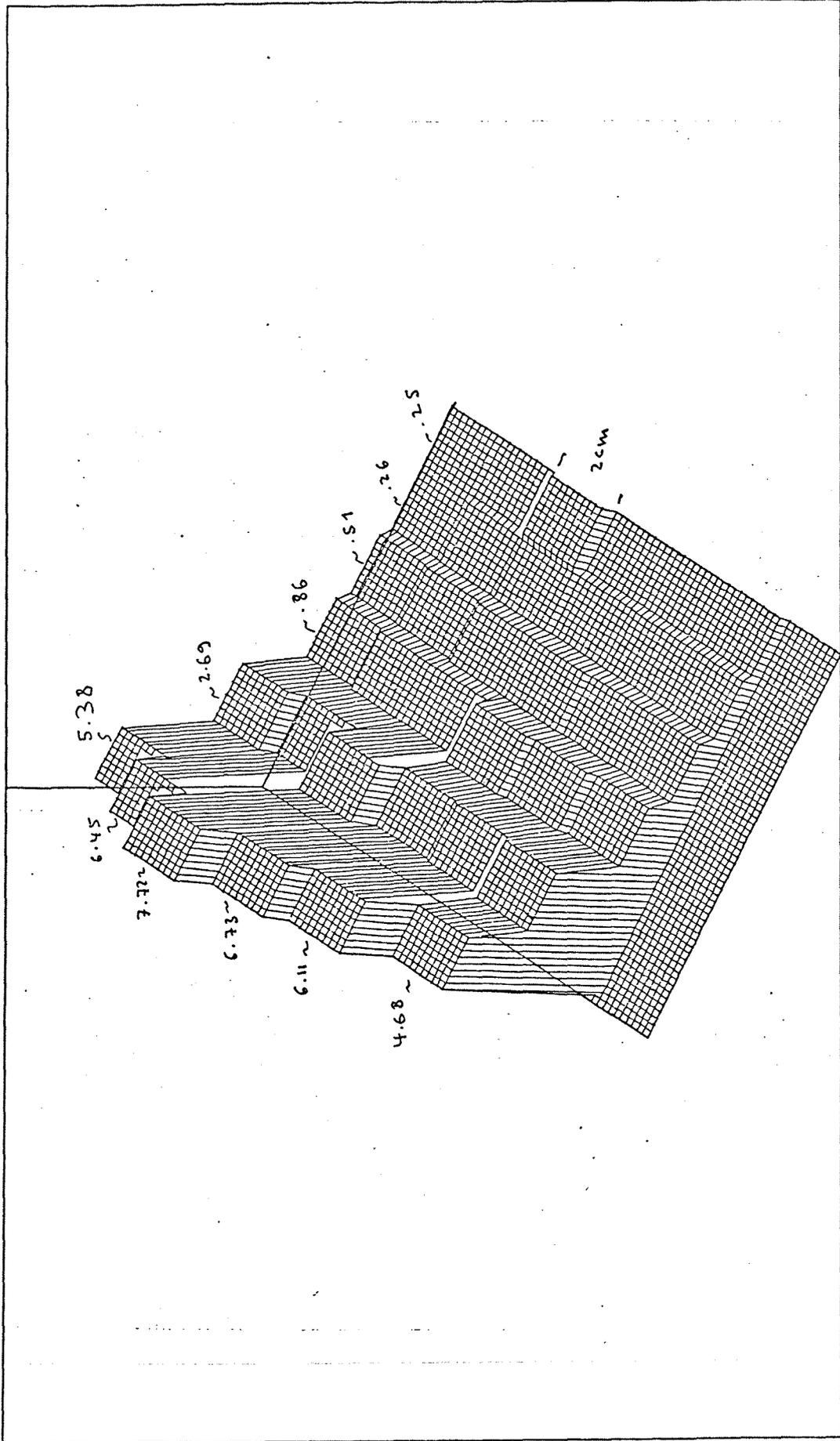


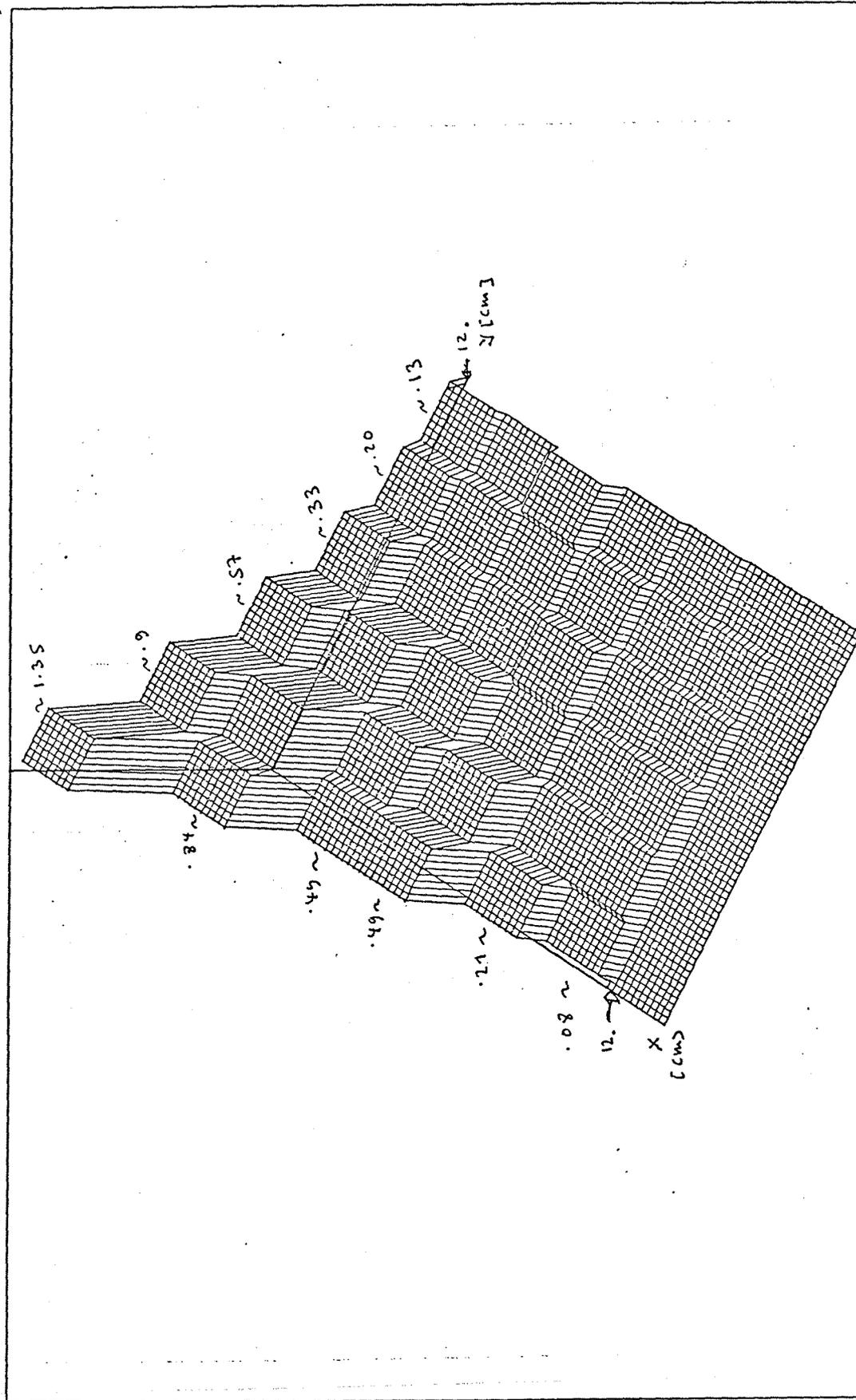
Fig. 21 Energie du photon (calculée à partir de l'énergie du deuxième photon et de leur angle pour reconstruire un π^0) en fonction de l'énergie reconstruite.



THETA- 30

PHI- 30

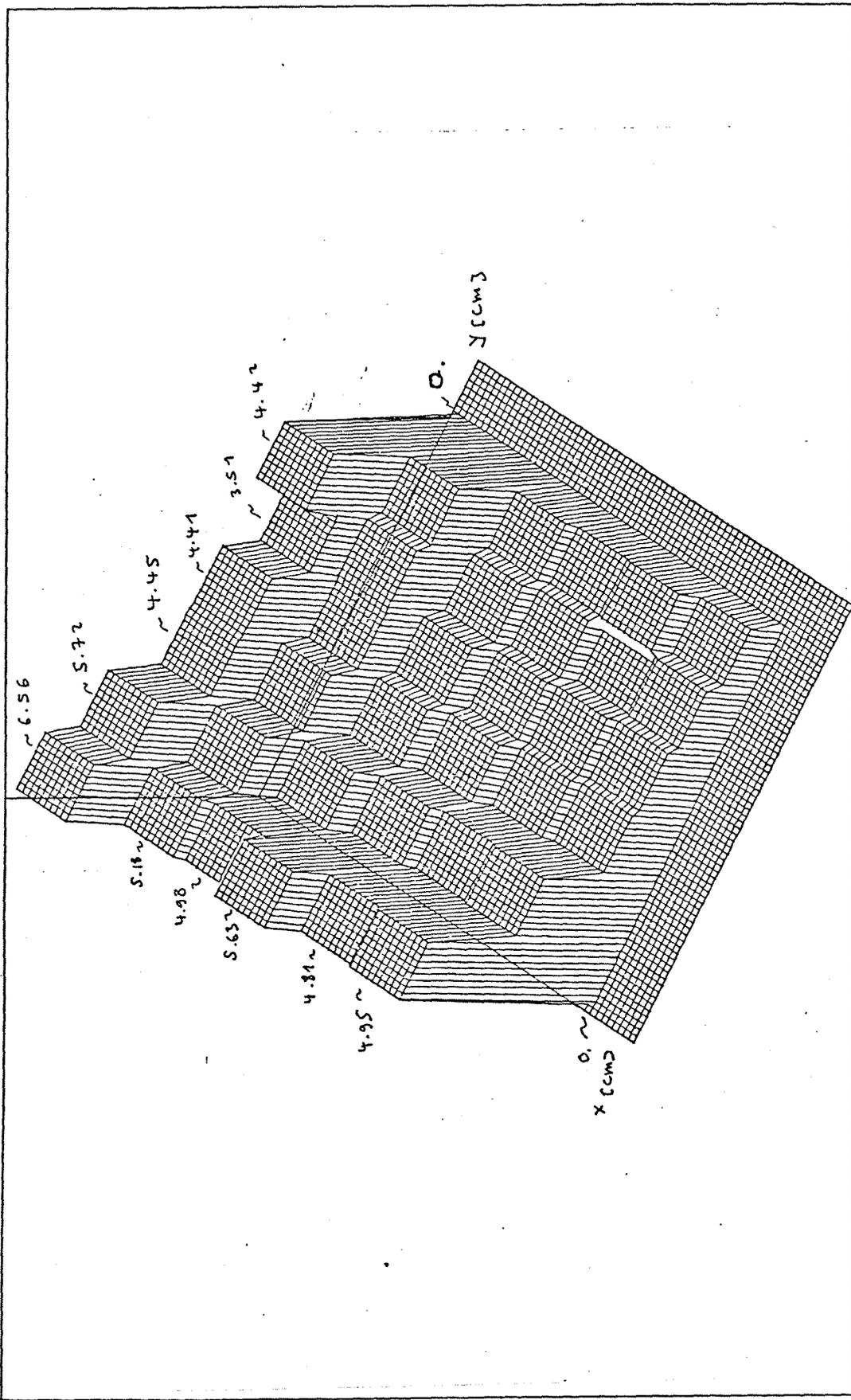
Fig. 22a Pourcentage de l'énergie du photon déposé dans le bloc adjacent en x en fonction de son point d'impact



THETA= 30

PHI= 30

Fig. 22b Pourcentage de l'énergie du photon déposé dans le bloc diagonal en fonction de son point d'impact



THETA= 30.

PHI= 30

Fig. 22c Pourcentage de l'énergie du photon déposé autour du détecteur en fonction de son point d'impact

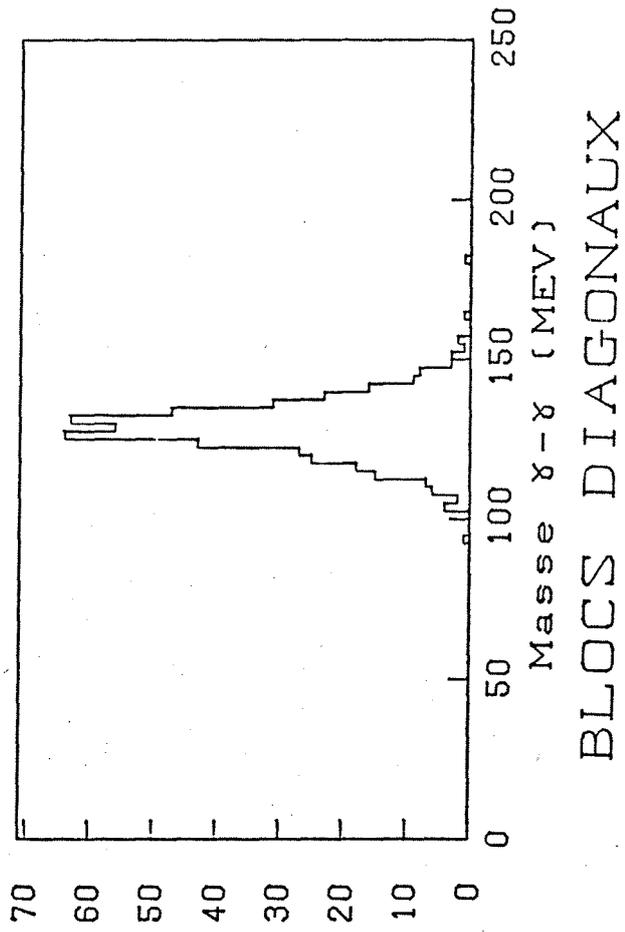
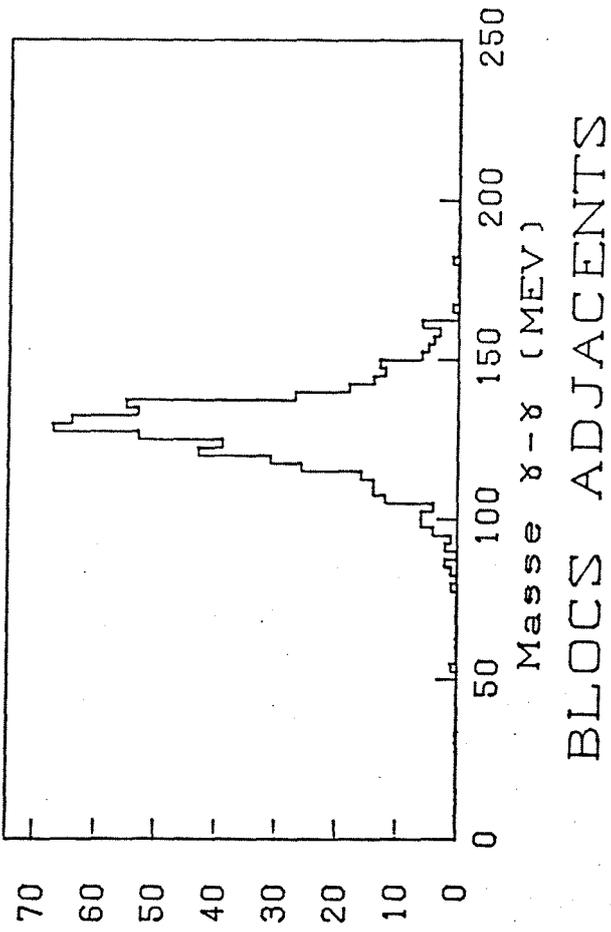
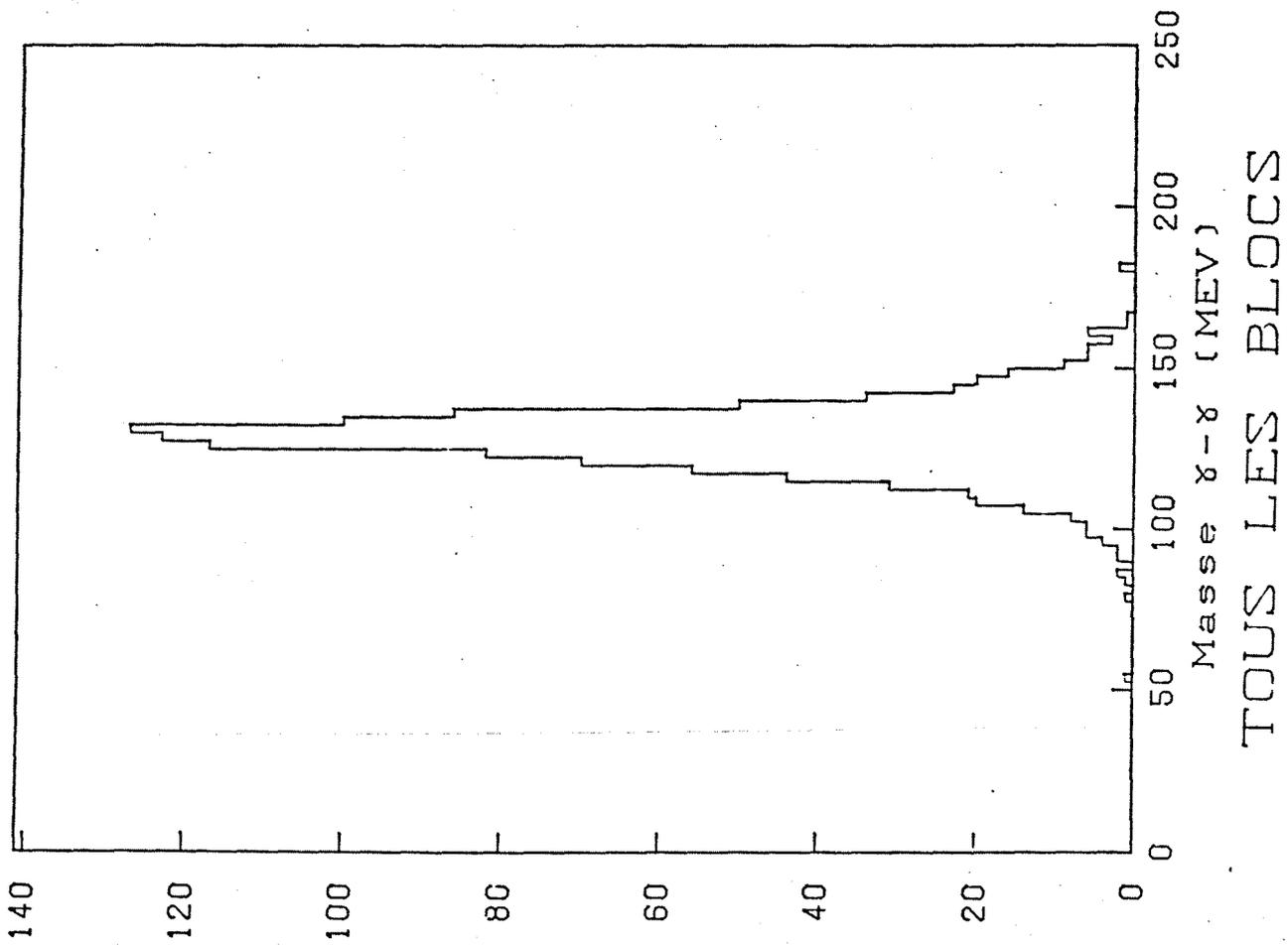


Fig. 23 Spectres de masse (simulation)

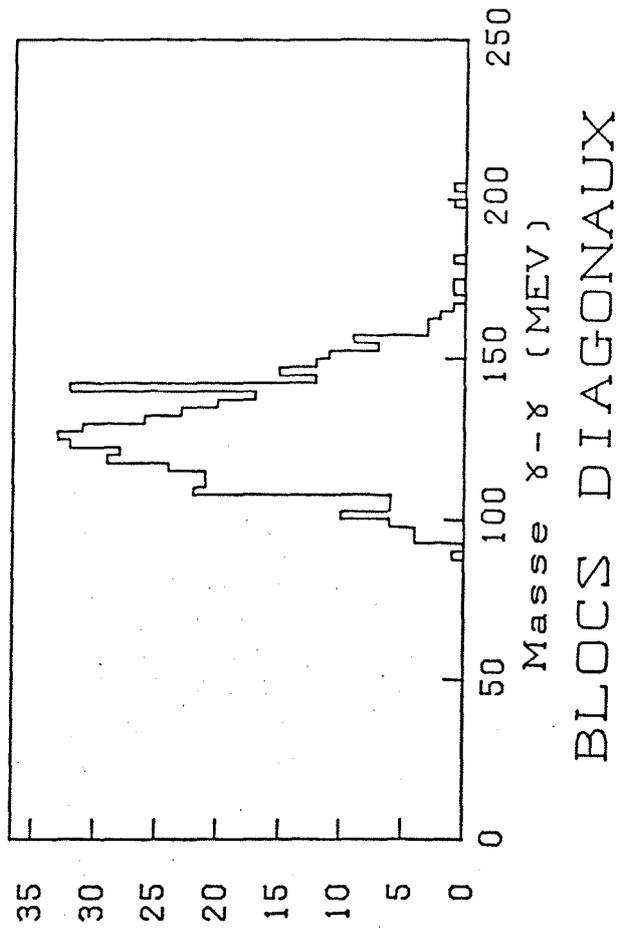
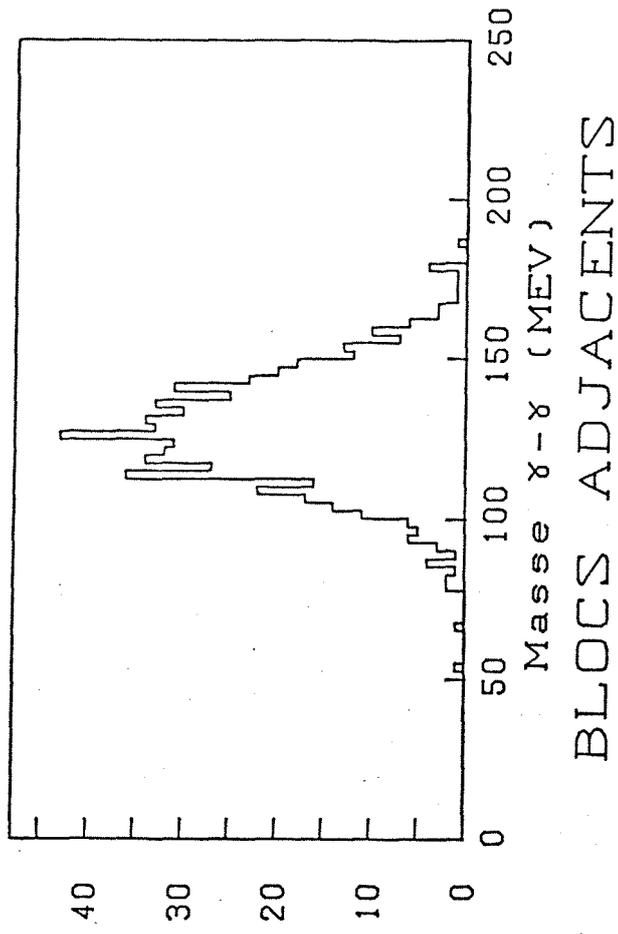
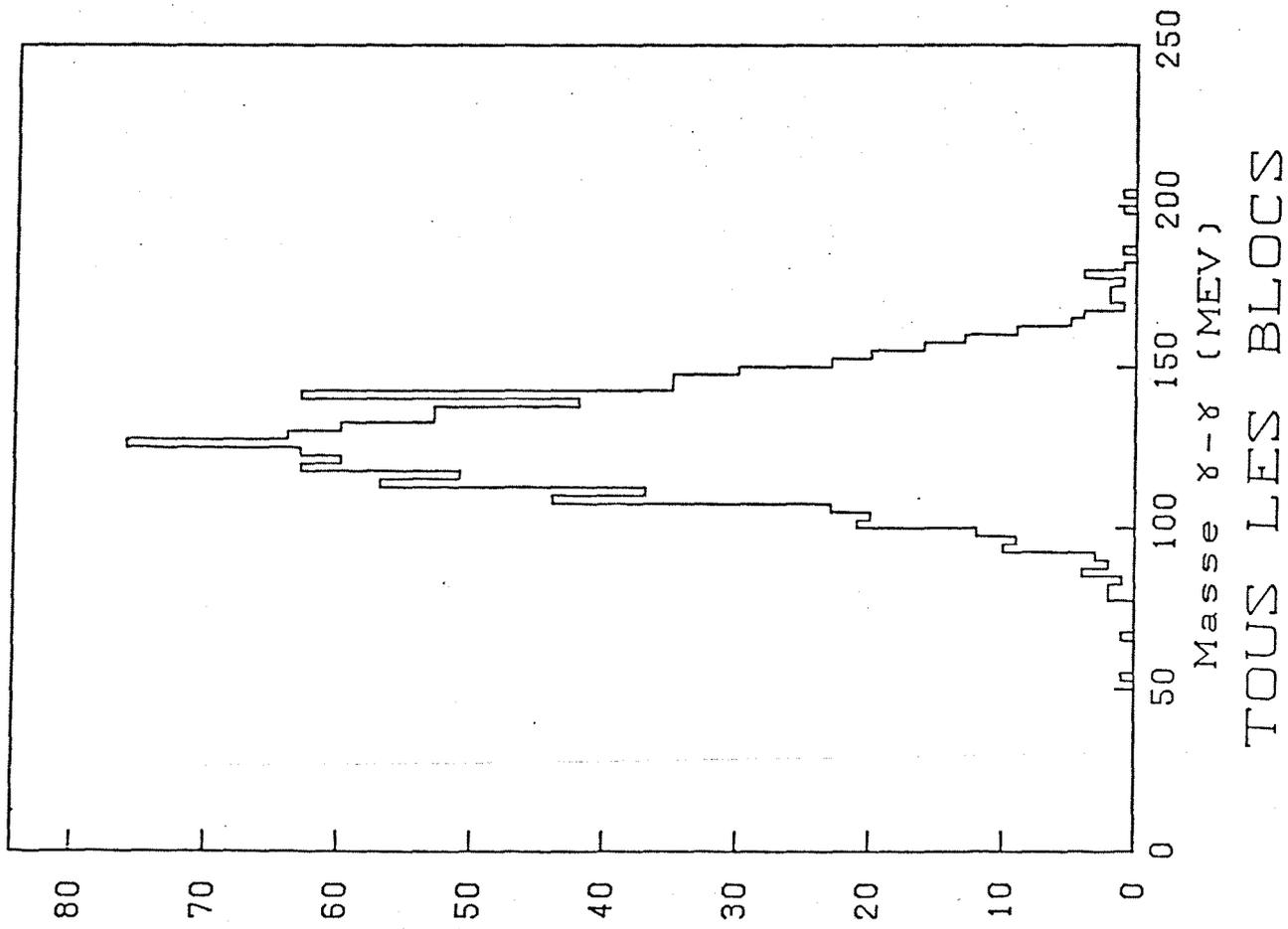


Fig. 24a Spectres de masse (simulation + résolution de 14% due aux effets négligés)

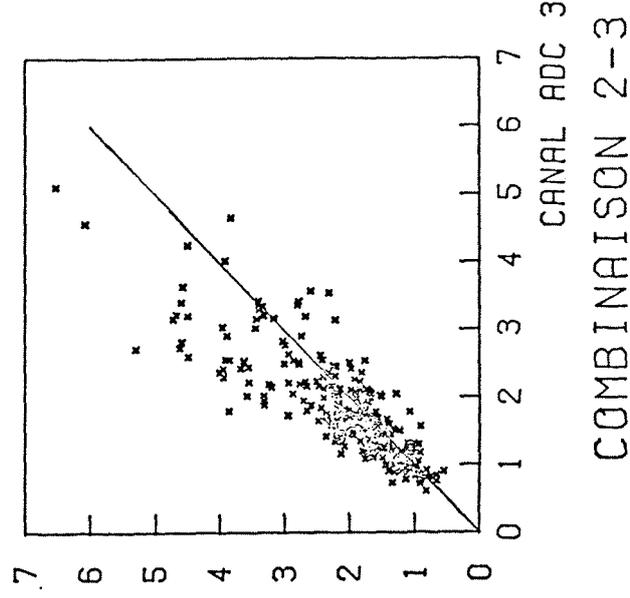
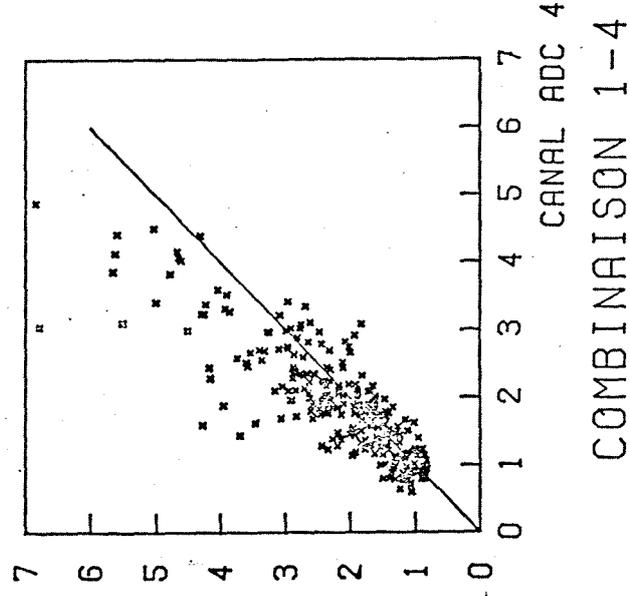
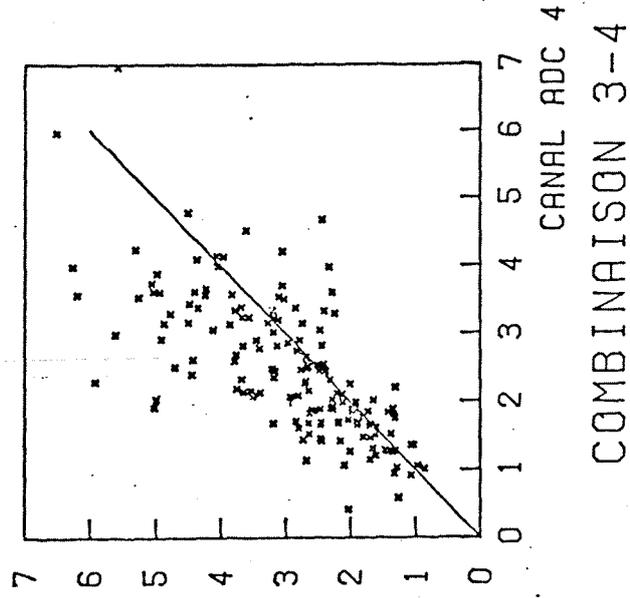
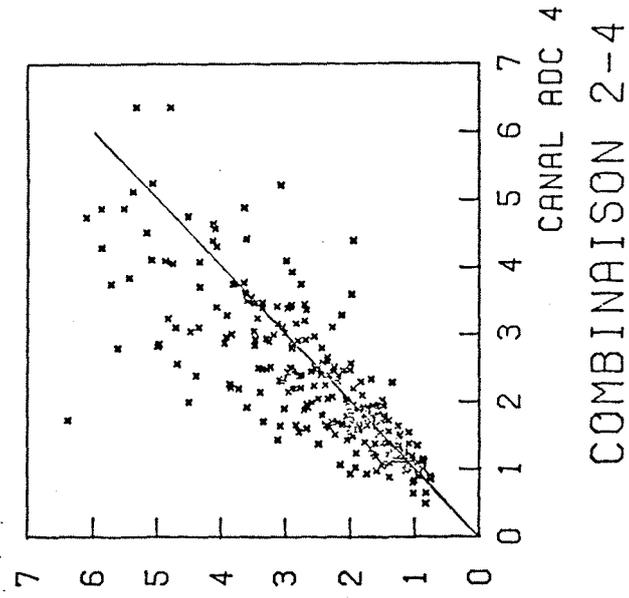
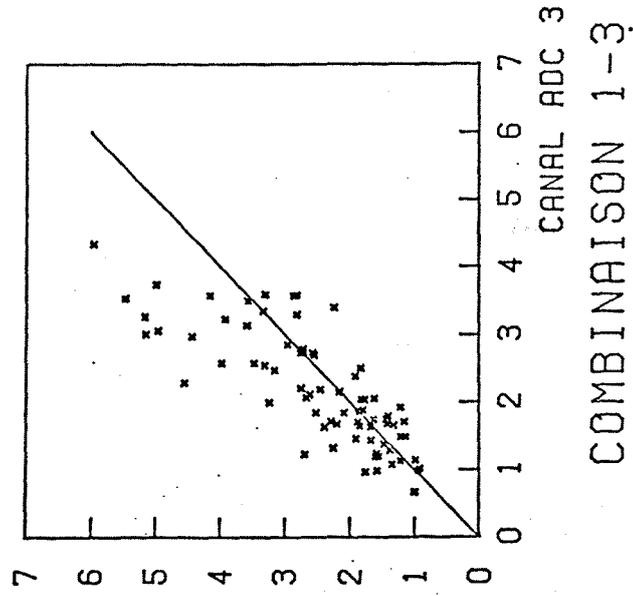
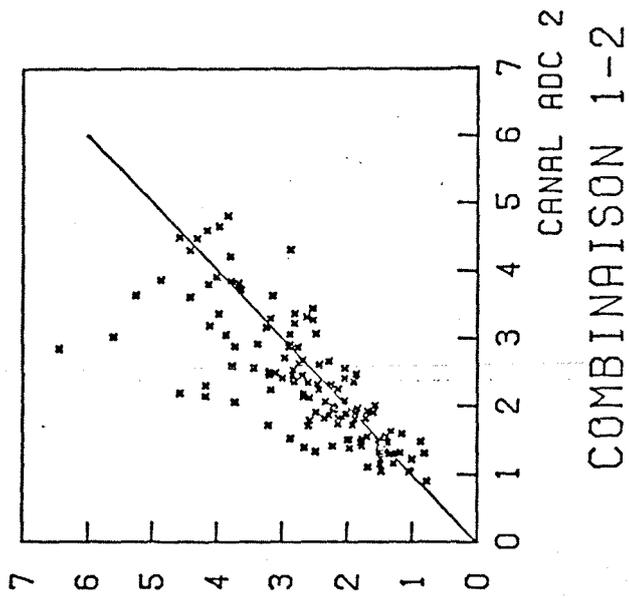


Fig. 24b Energie du photon calculée en fonction de l'énergie reconstruite
(simulation + résolution de 14% due aux effets négligés)

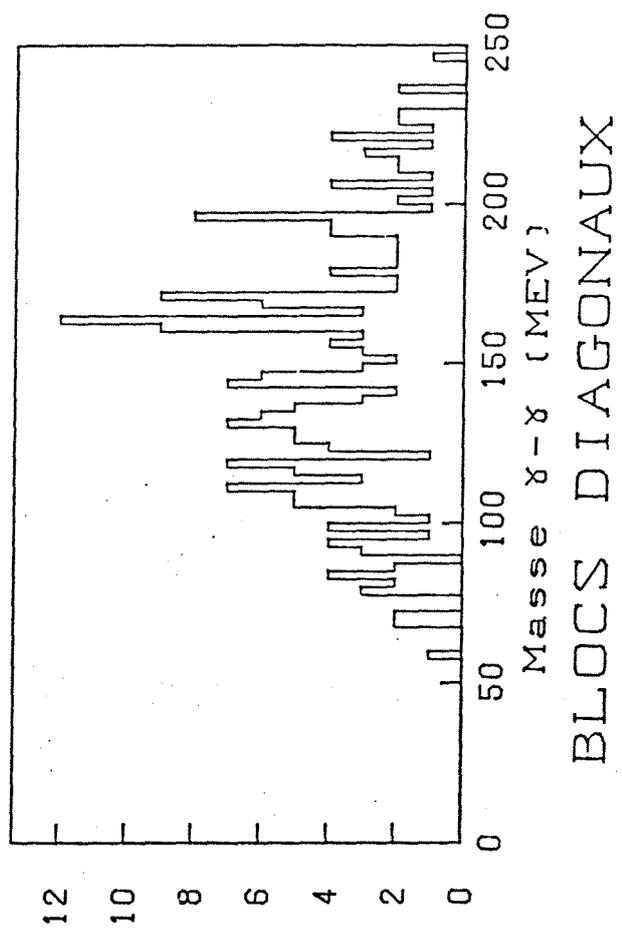
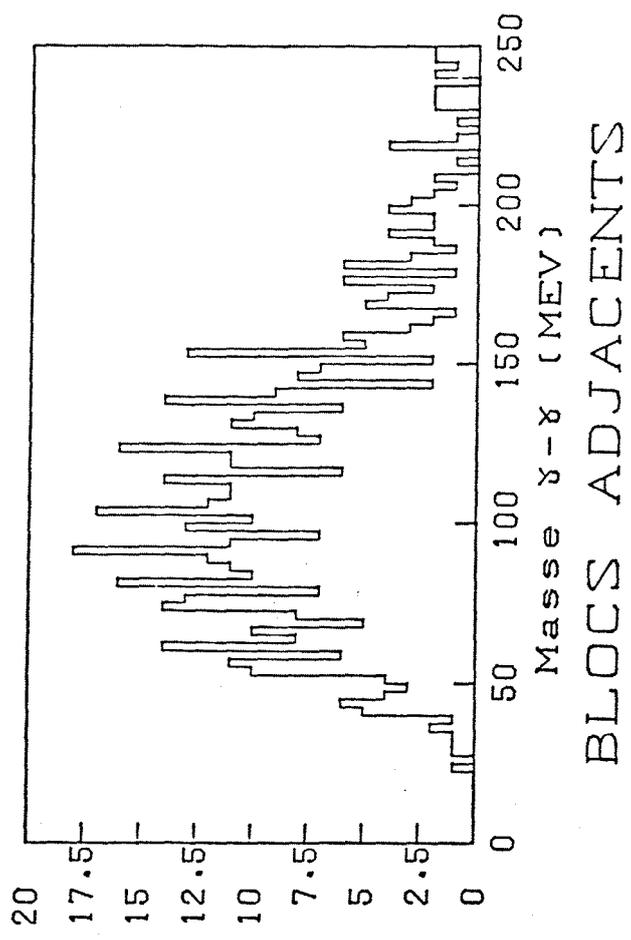
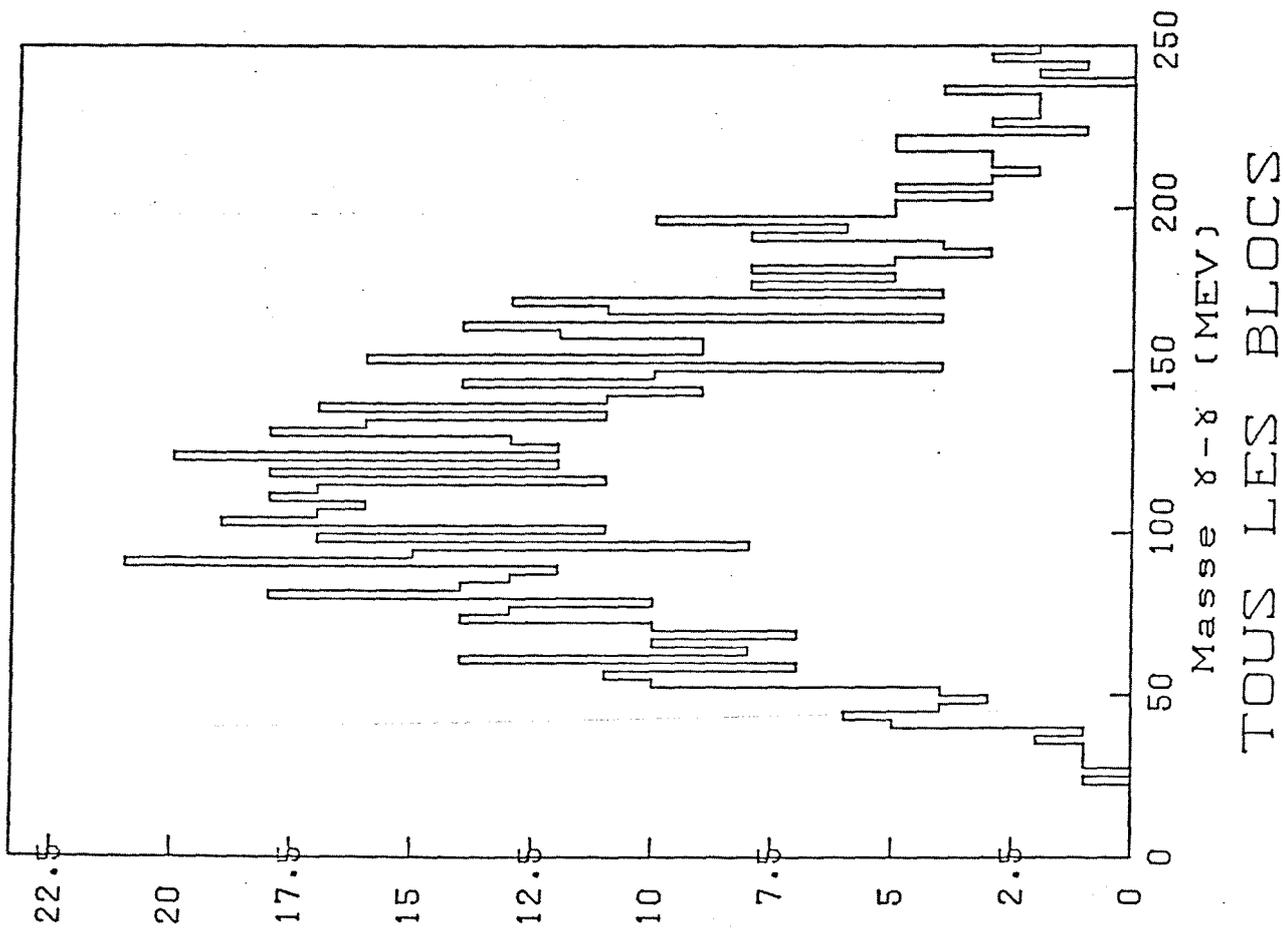
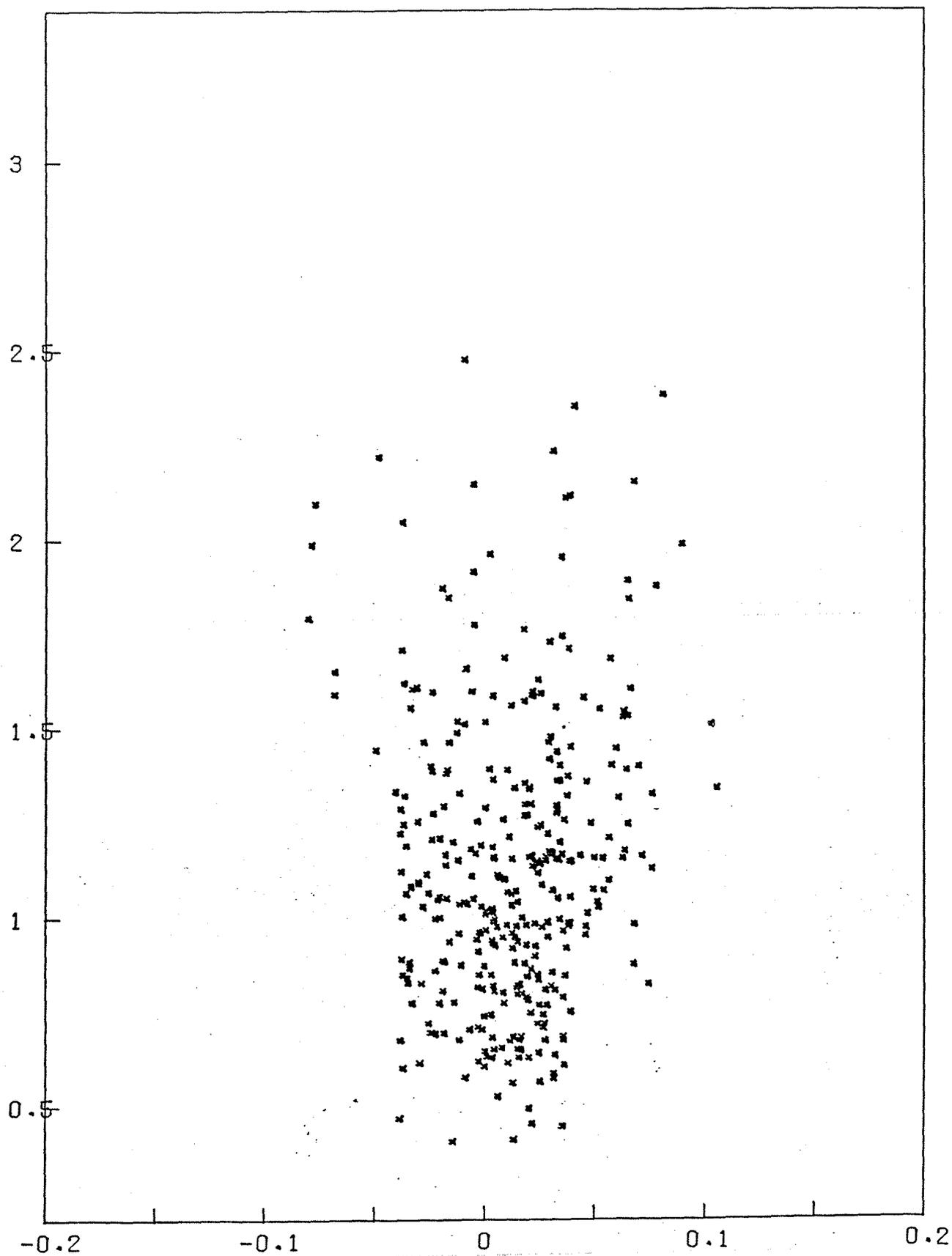


Fig. 25 Spectres de masse (bruit de fond simulé)



X-PT DEUX PHOTONS

Fig. 26 Bruit de fond en x et E_t du à deux photons non corrélés (simulation)

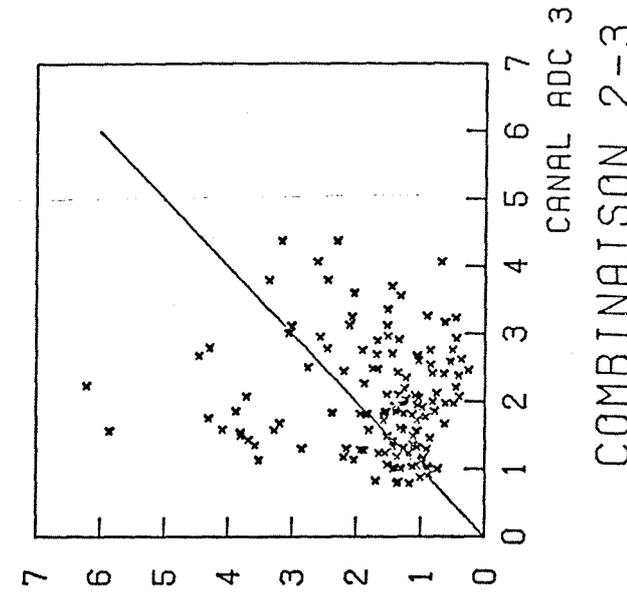
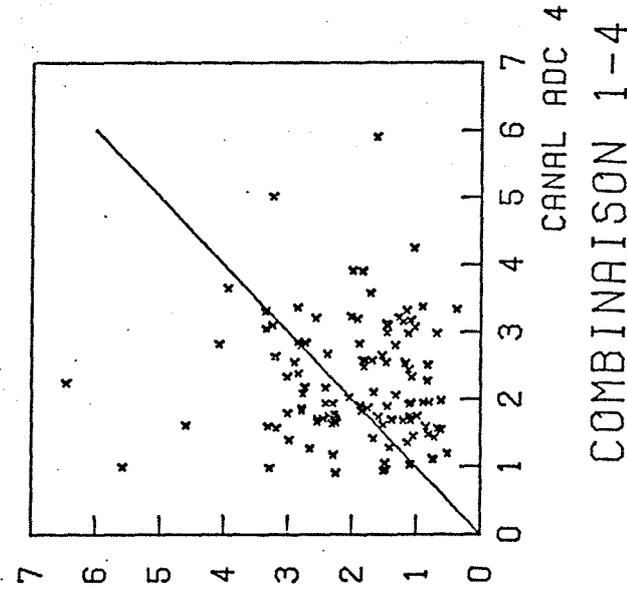
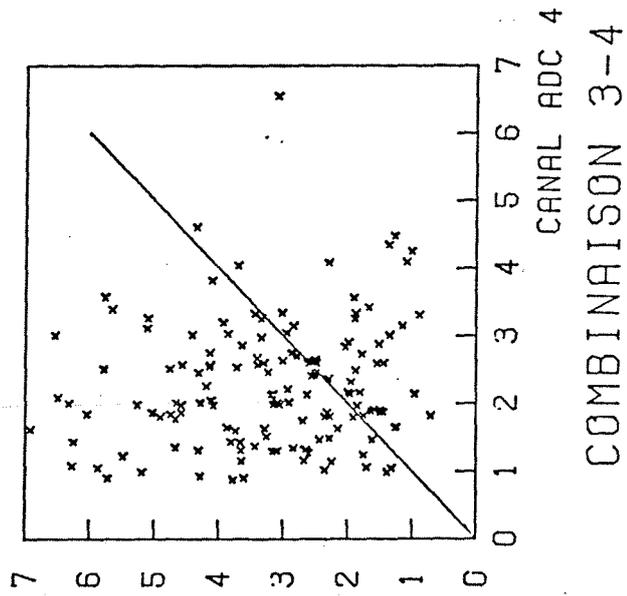
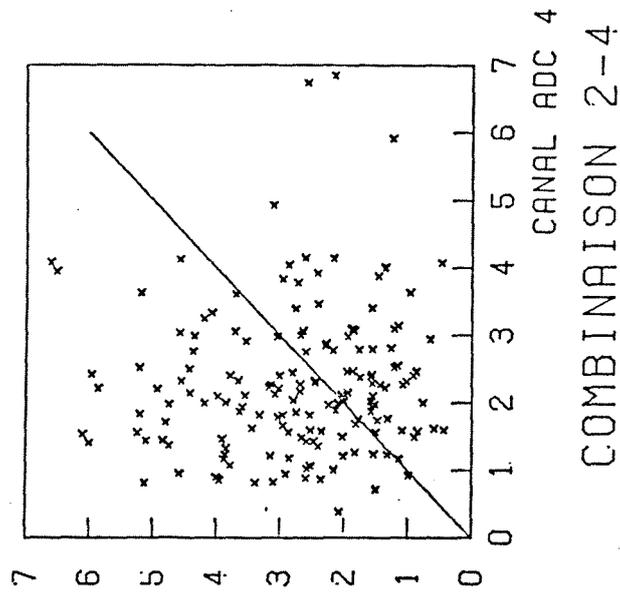
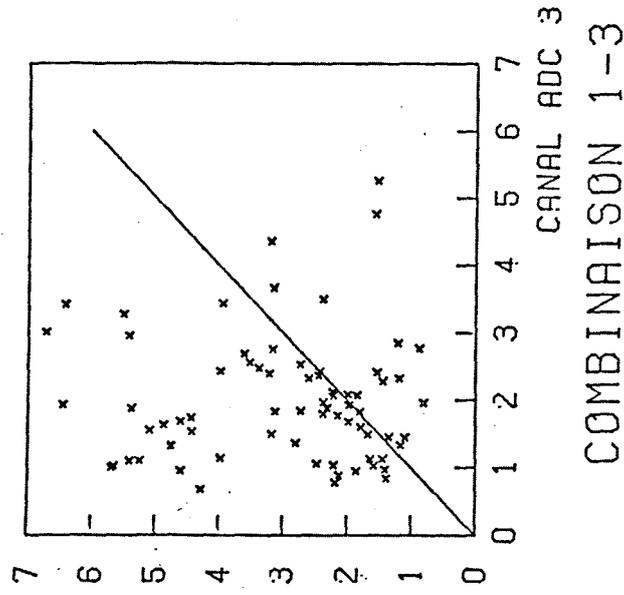
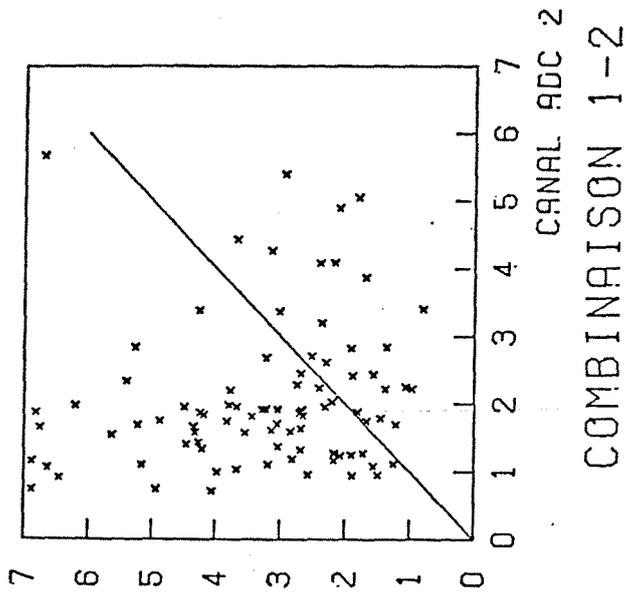
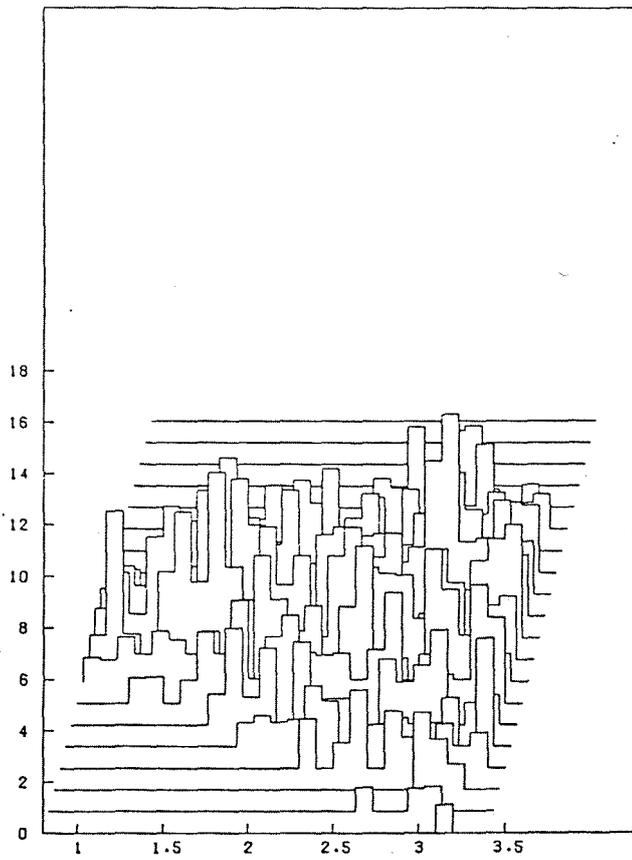
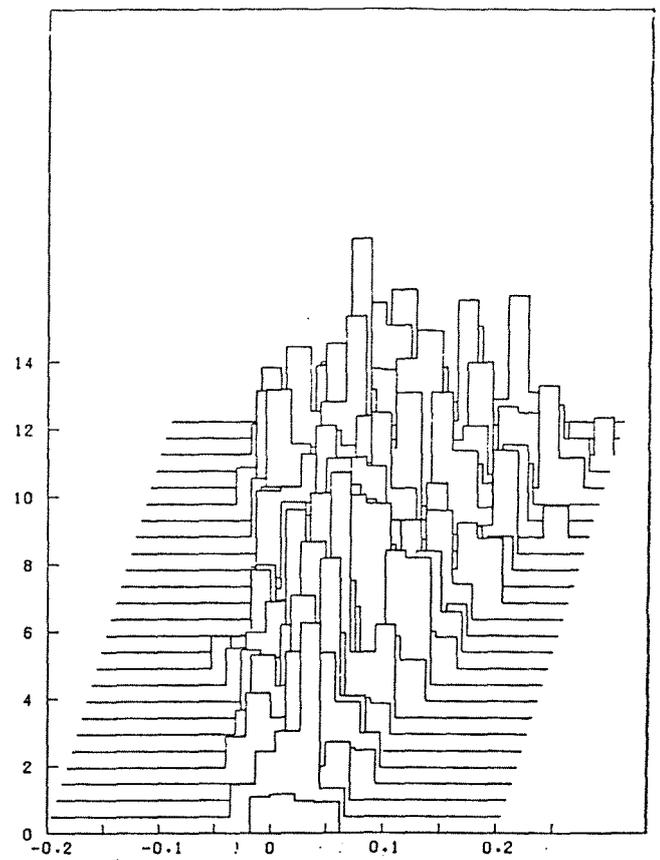


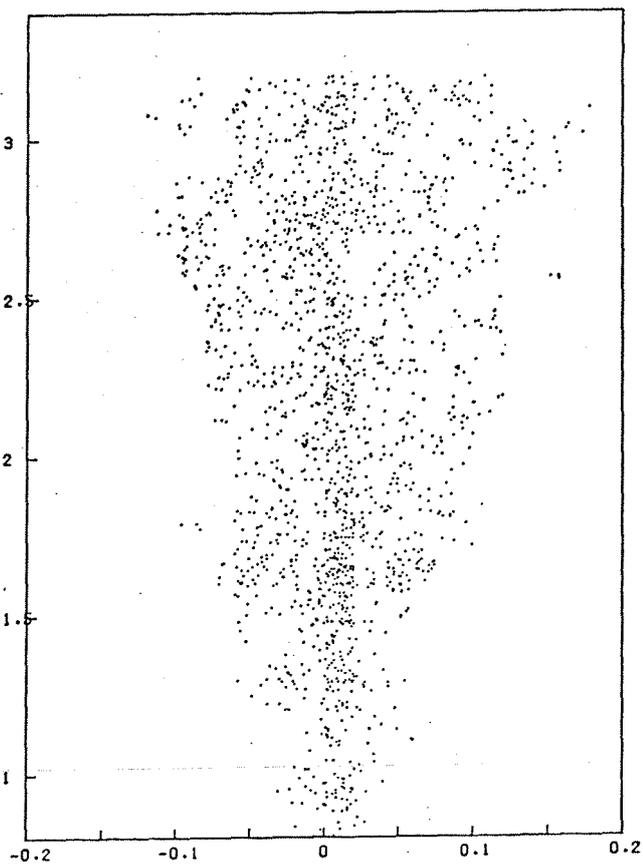
Fig. 27 Energie du photon (calculée en supposant qu'il reconstruit un π^0 avec l'autre photon) en fonction de l'énergie reconstruite (bruit de fond simulé)



ACCEPTANCE EN X-PT

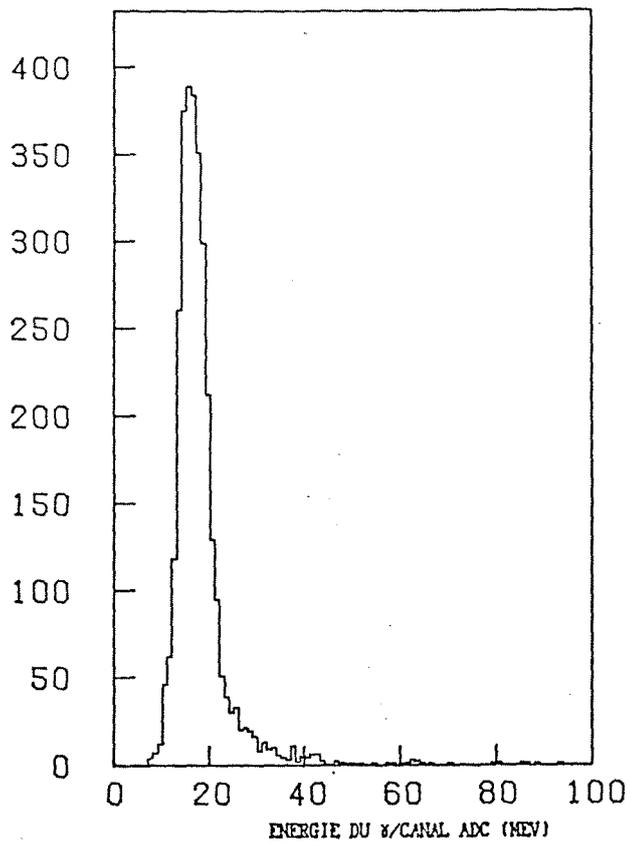


ACCEPTANCE EN X-PT

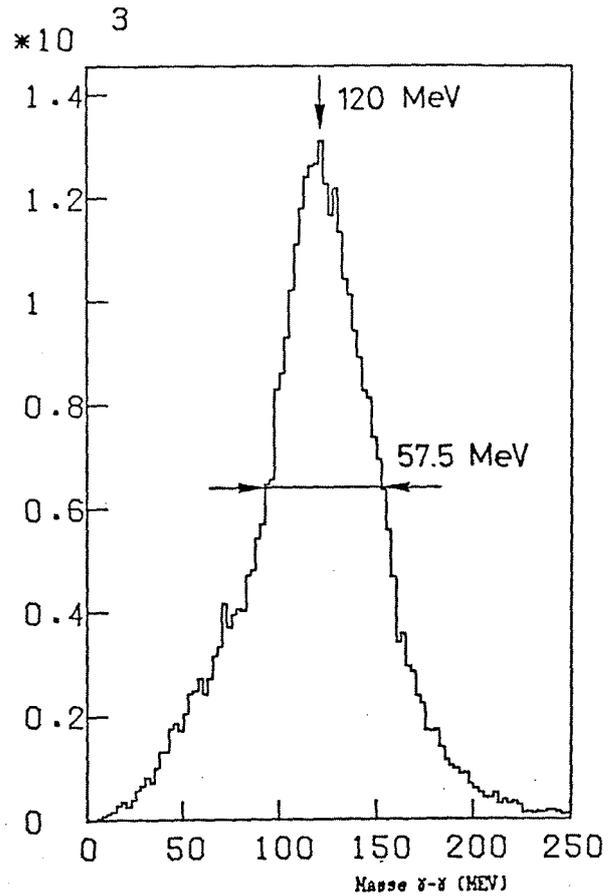


ACCEPTANCE EN X-PT

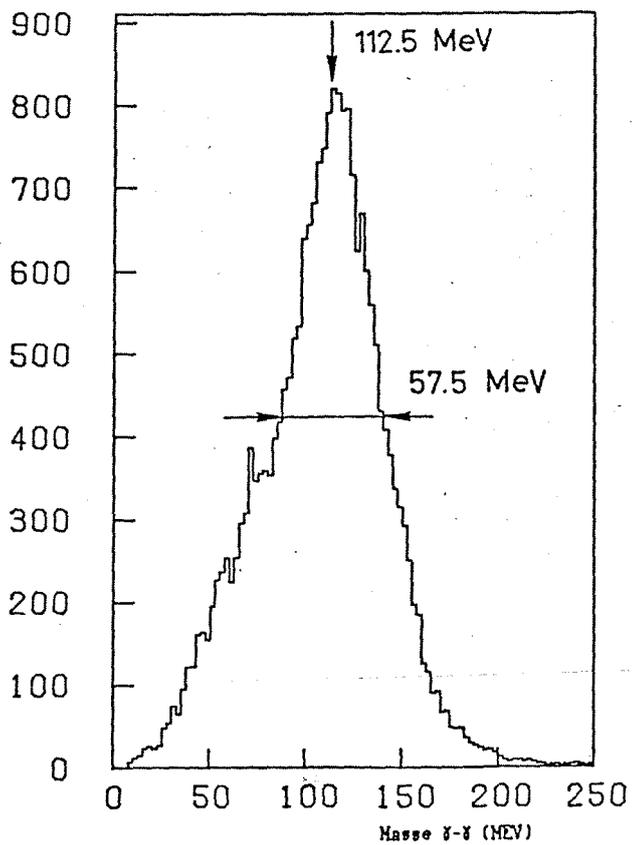
Fig. 28a Acceptance (%) du détecteur droit (16°)



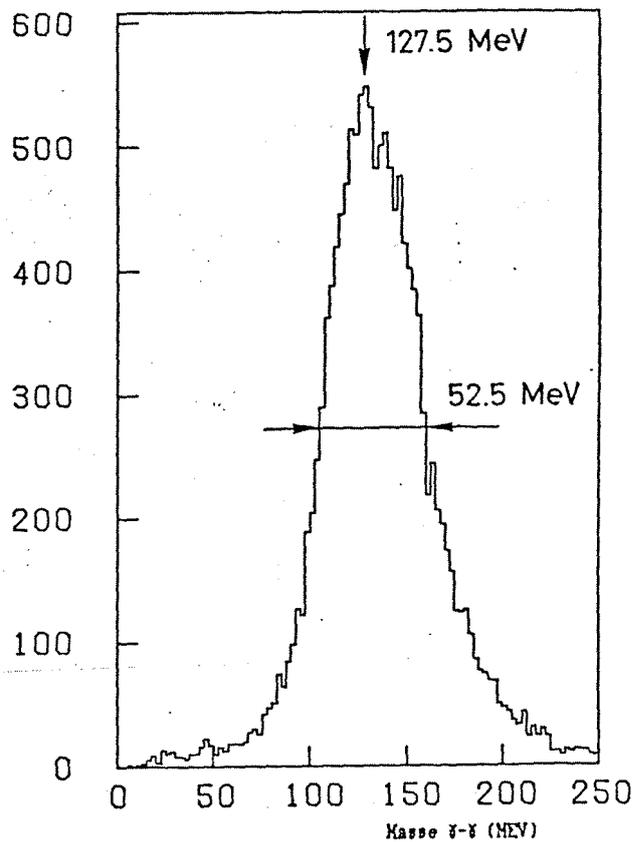
CALIBRATION



TOUS LES EVENEMENTS



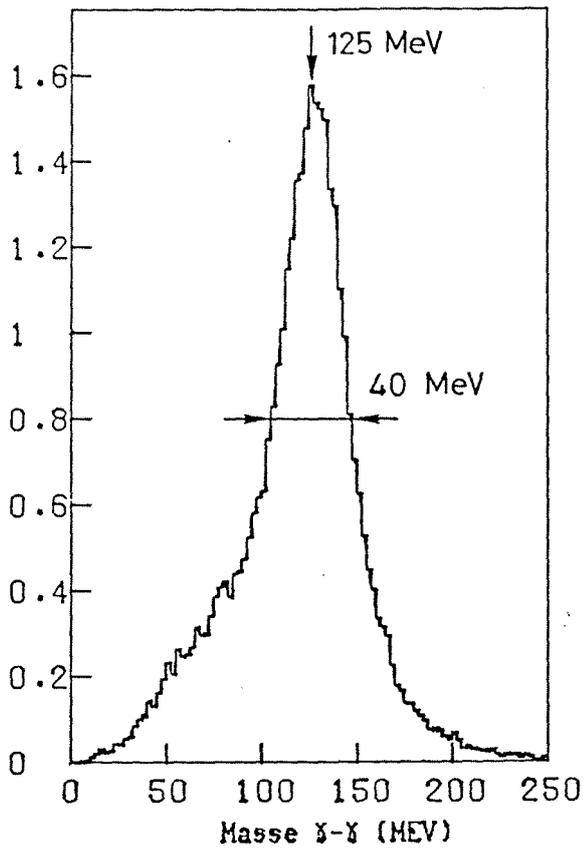
BLOCS ADJACENTS



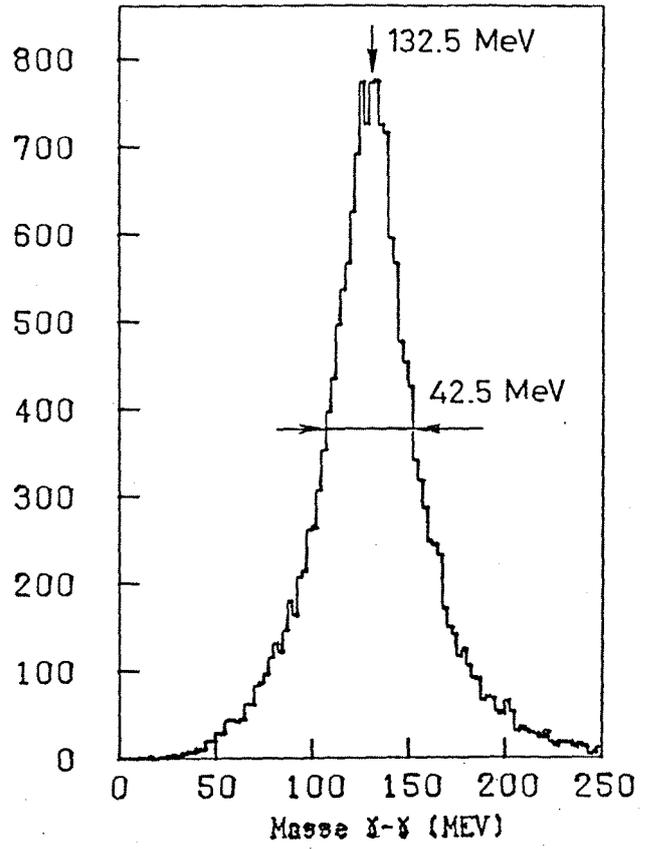
BLOCS DIAGONAUX

Fig. 29 Calibration approximative: $E_i = C \times G_i$

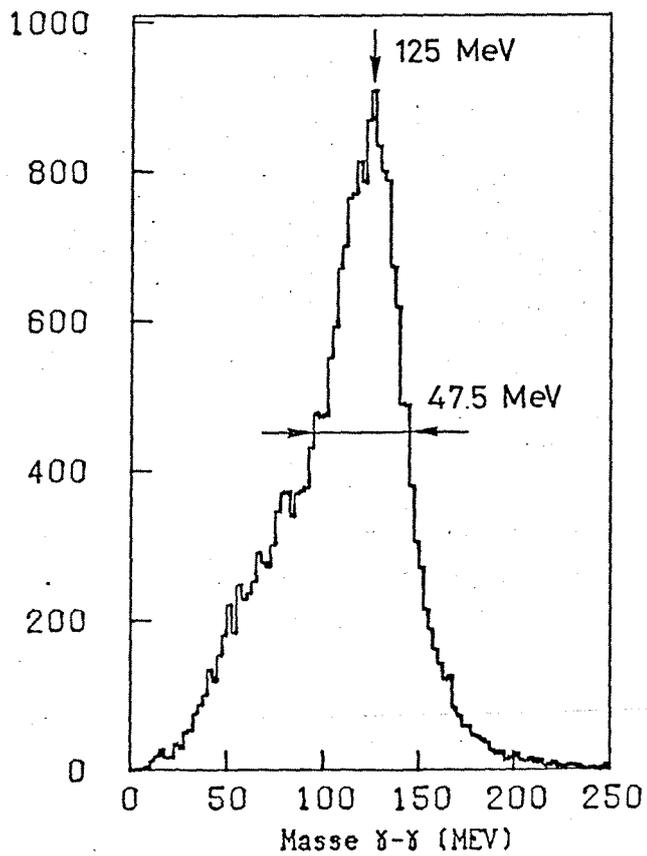
*10³



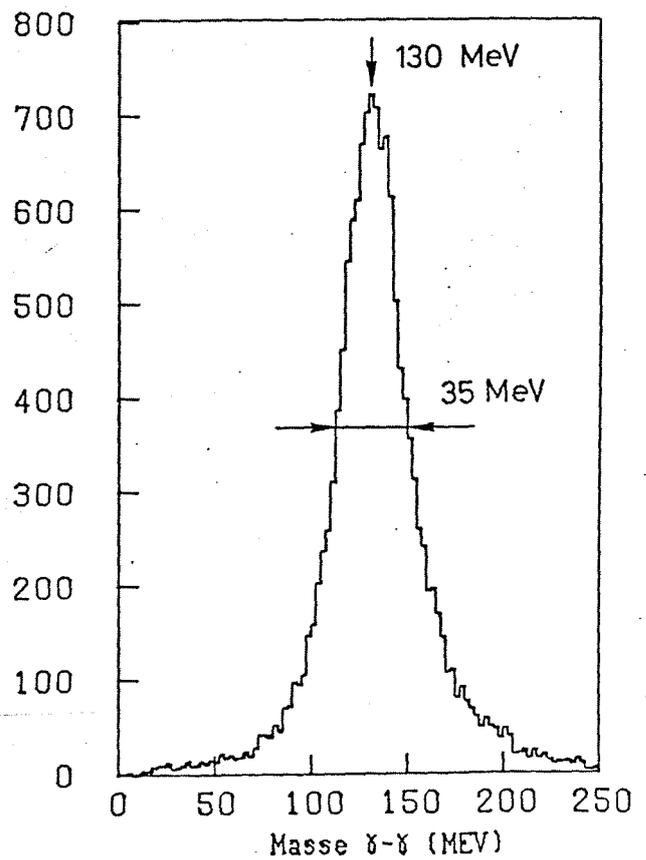
TOUS LES EVENEMENTS



$\pi^0 P_t > 1 \text{ (GeV/c)}^2$



BLOCS ADJACENTS



BLOCS DIAGONAUX

Fig. 30 Calibration approximative: $E_i = C_i \times G_i$

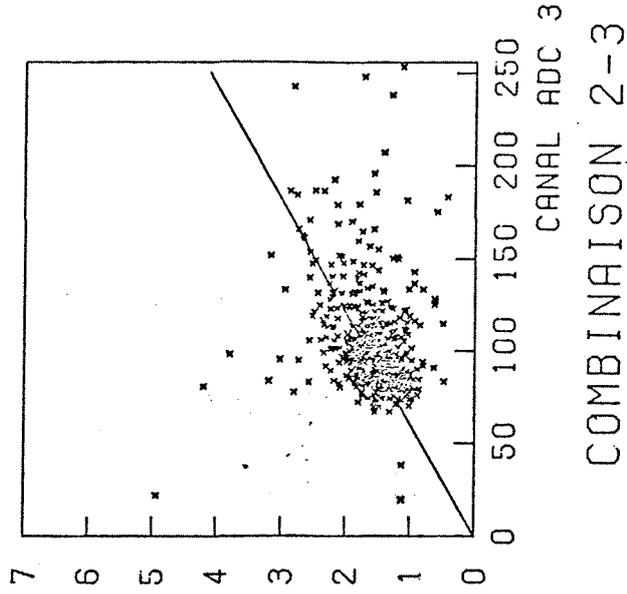
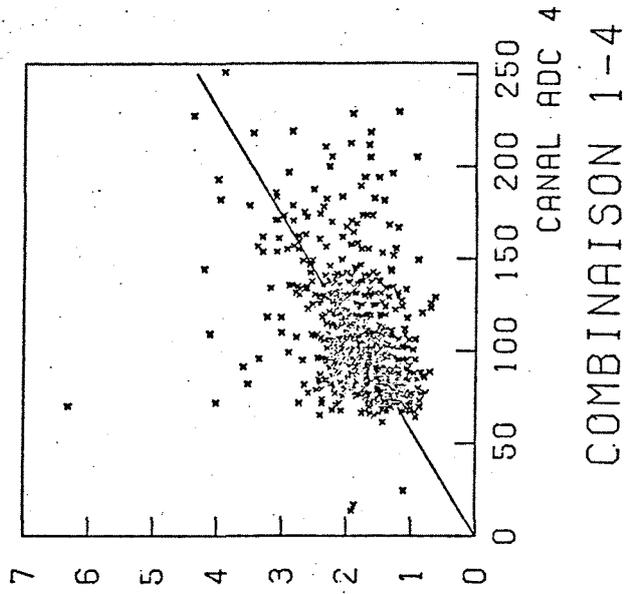
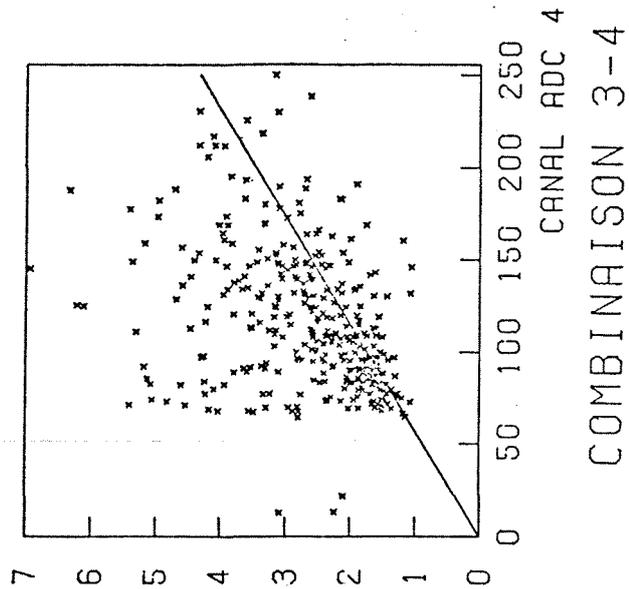
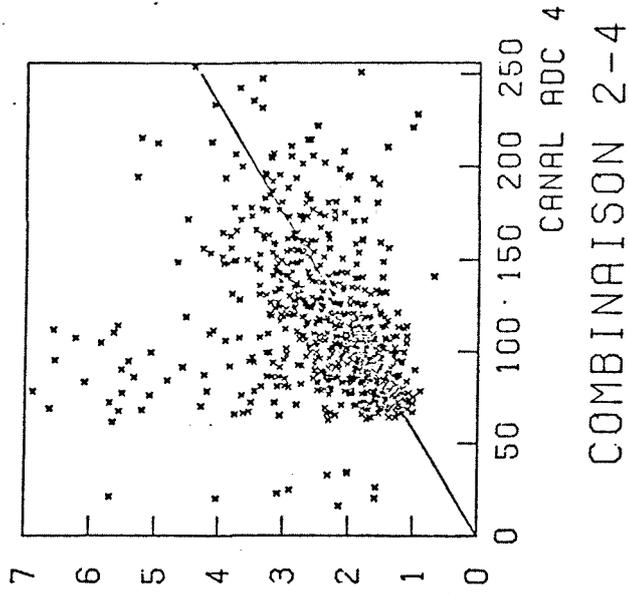
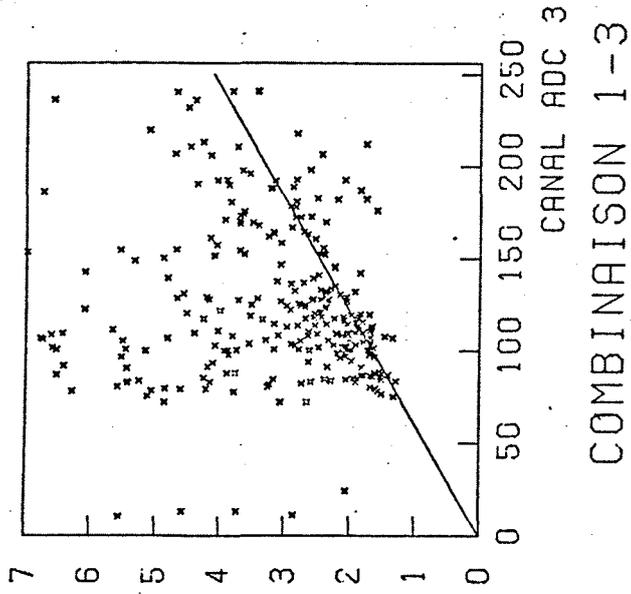
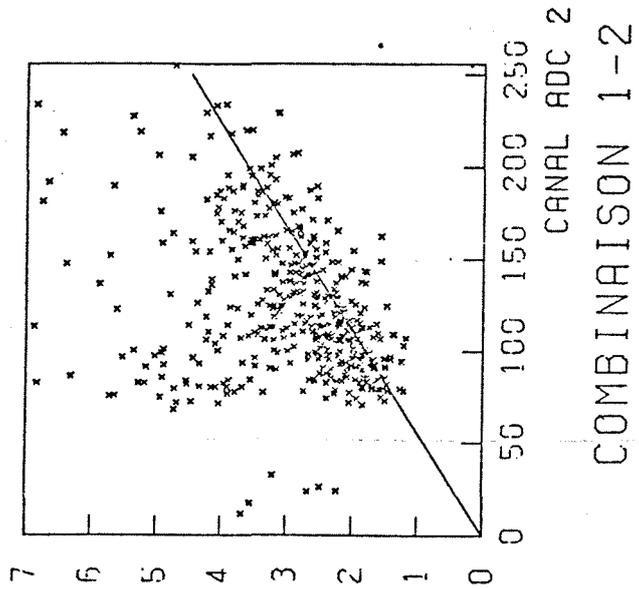
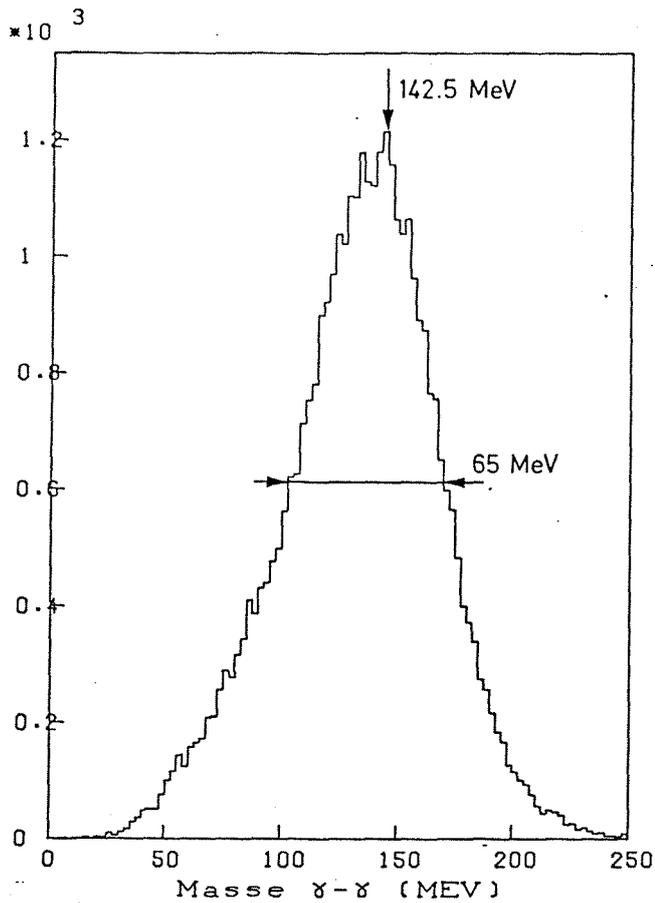


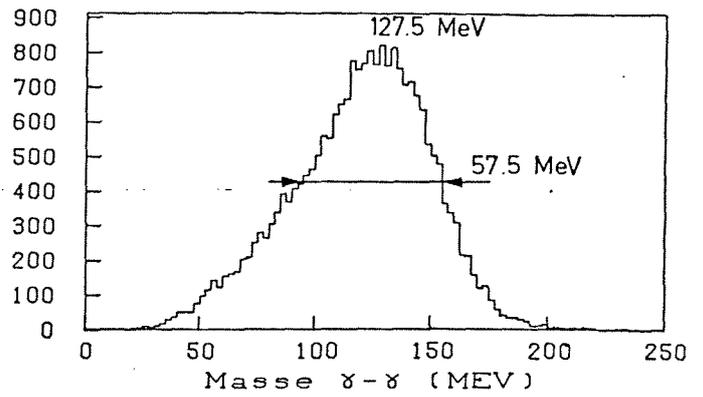
Fig. 31

Calibration approximative. La ligne continue représente

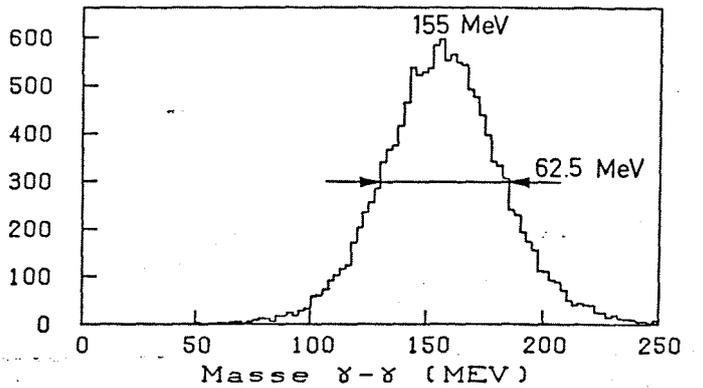
$E_i = C_i \times G_i$. Les points représentent les valeurs expérimentales de E_i en fonction de G_i pour les combinaisons $i-j$ où $E_j = C_j \times E_j$ est supposé correct.



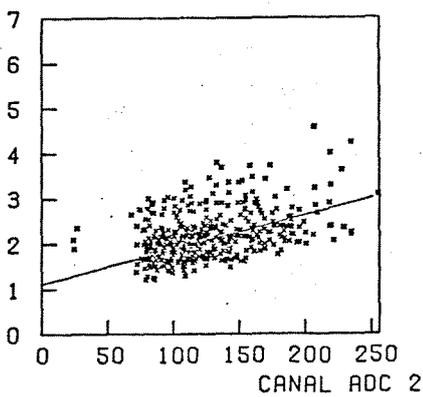
TOUS LES EVENEMENTS



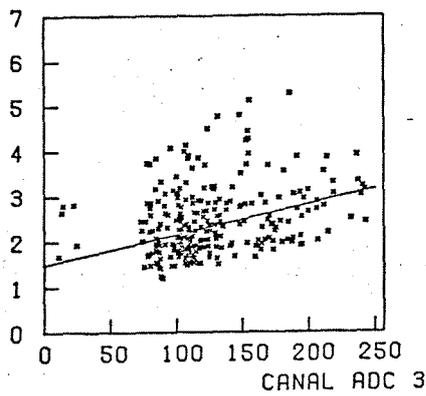
BLOCS ADJACENTS



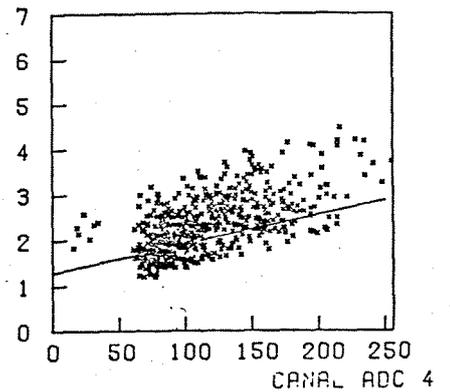
BLOCS DIAGONAUX



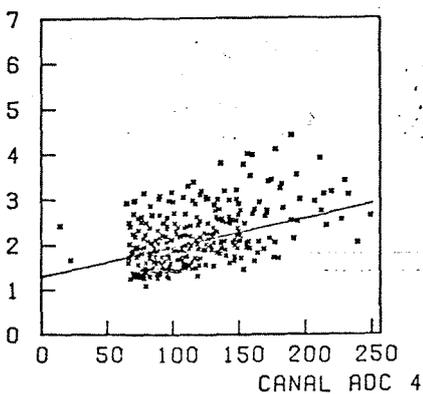
COMBINAISON 1-2



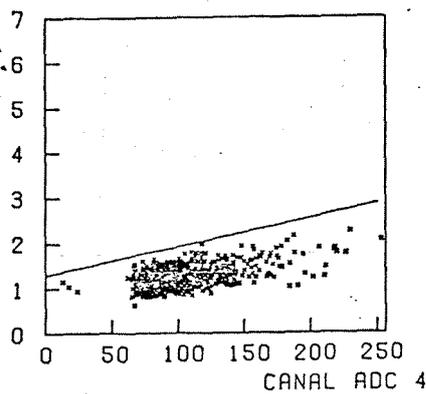
COMBINAISON 1-3



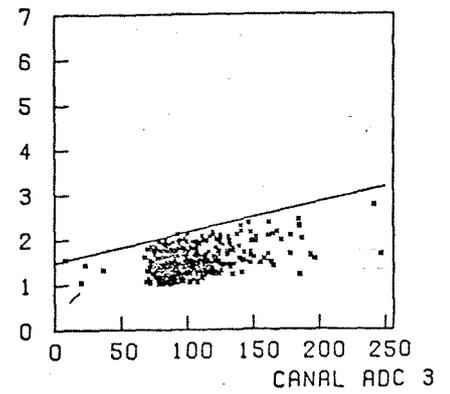
COMBINAISON 2-4



COMBINAISON 3-4



COMBINAISON 1-4



COMBINAISON 2-3

Fig. 32 Calibration fine: $E_i = C_i \times G_i + B_i$

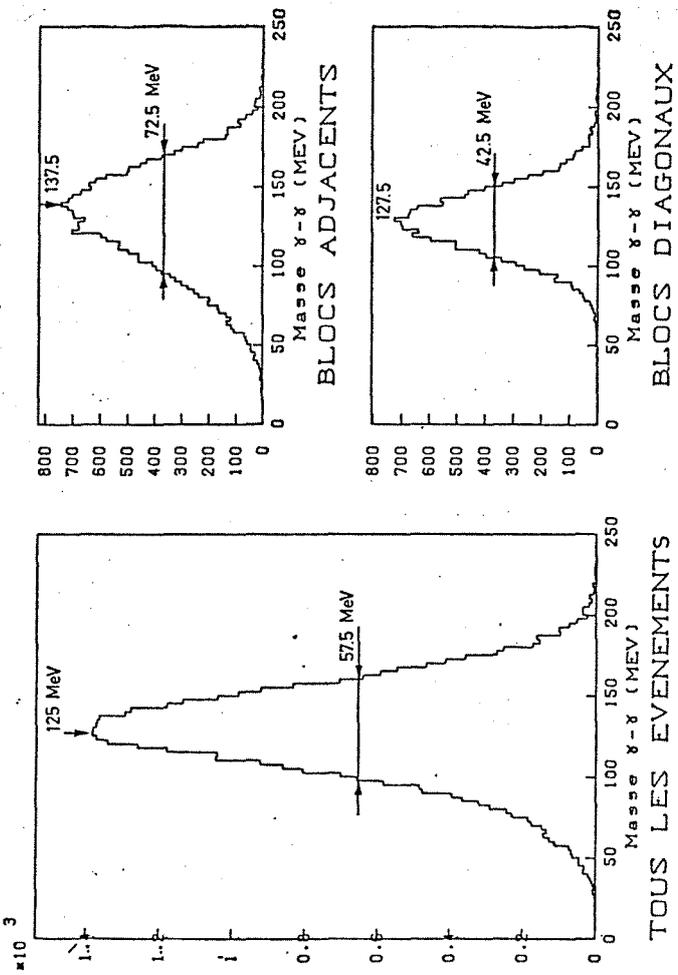
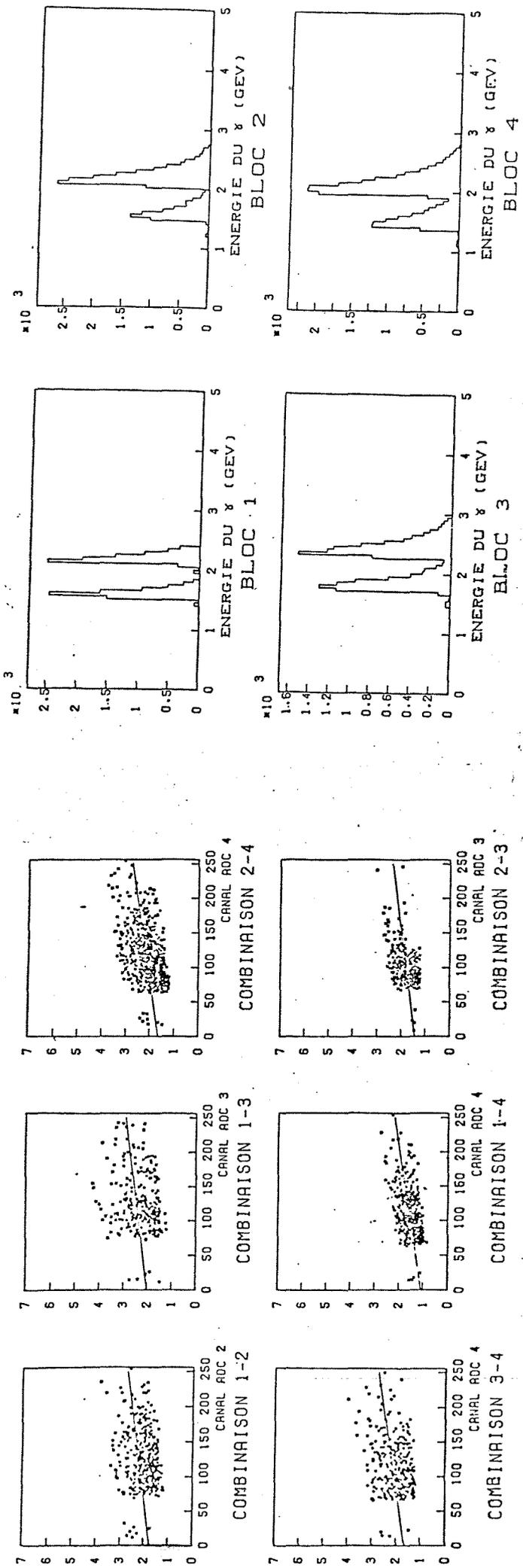


Fig. 33 Calibration fine: $E_i = C_i \times G_i + B_i$ pour les combinaisons adjacentes et $E_i = (C_i + D_i) \times G_i + (B_i + D_i)$ pour les combinaisons diagonales.

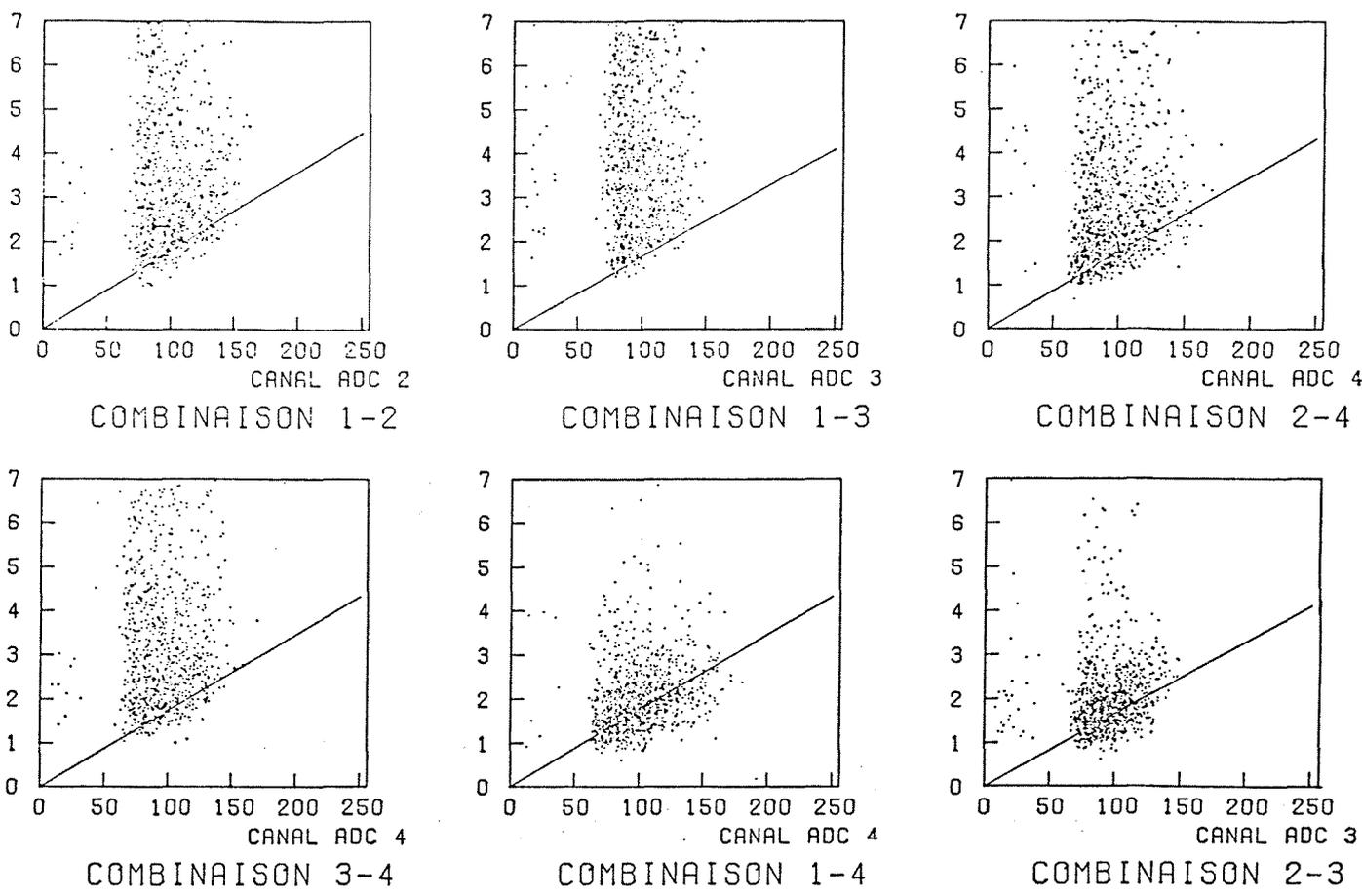
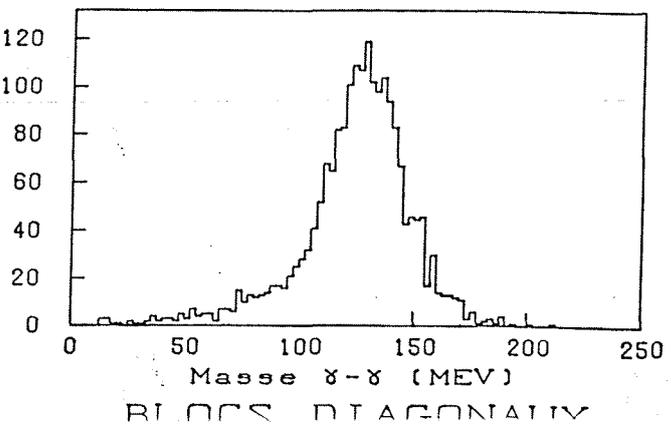
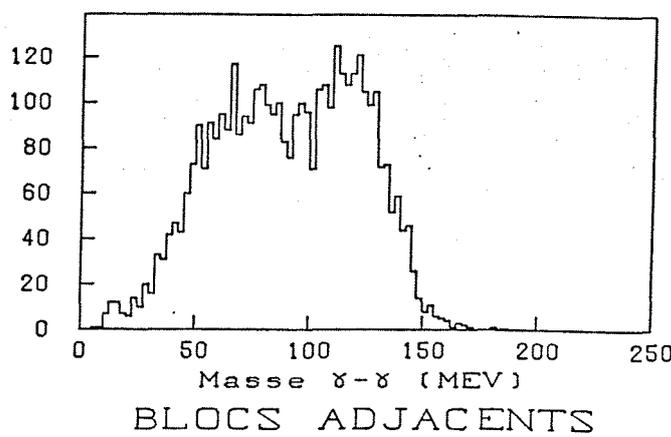
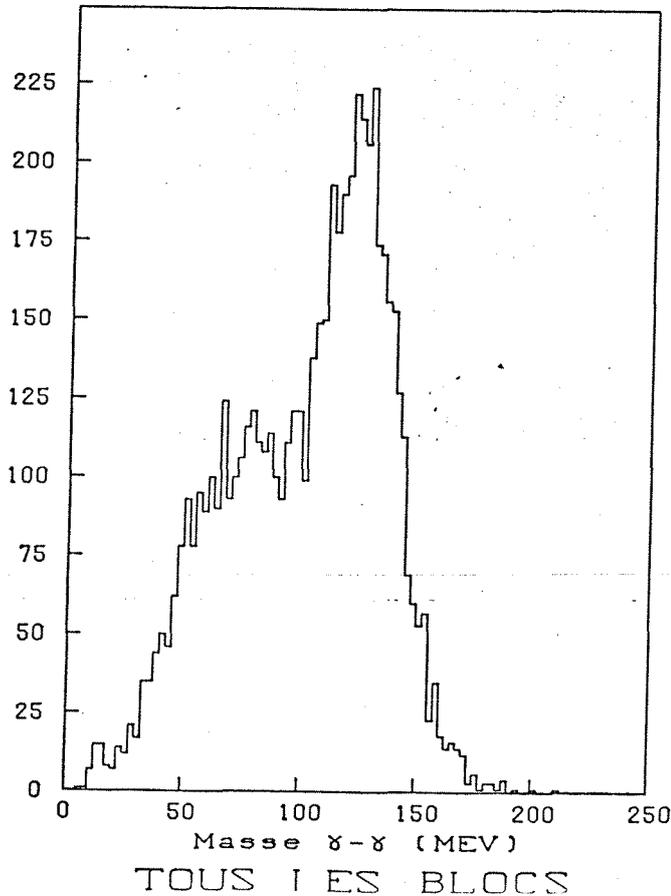


Fig. 34a $P_T < 1 \text{ GeV}/c$



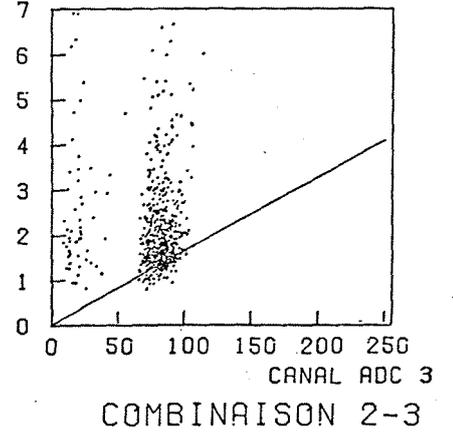
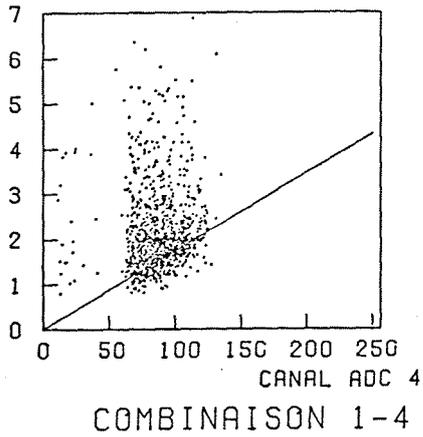
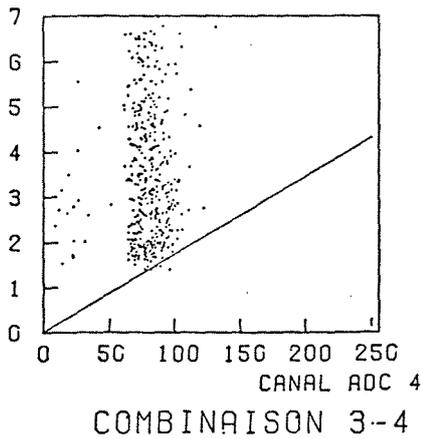
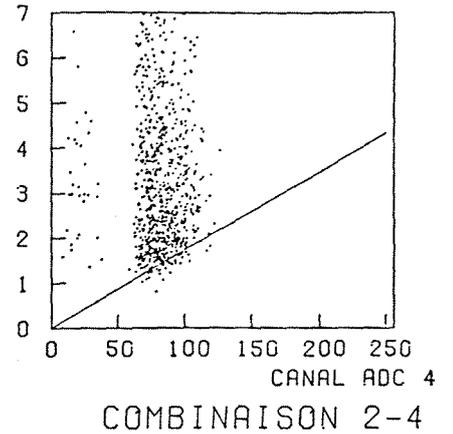
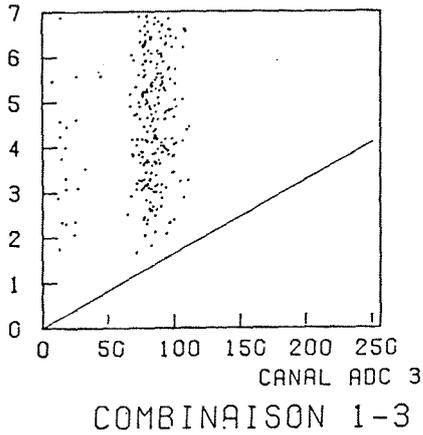
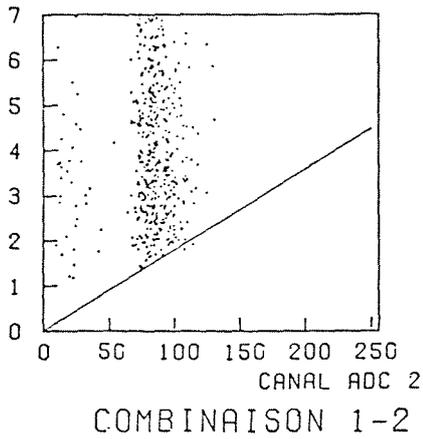
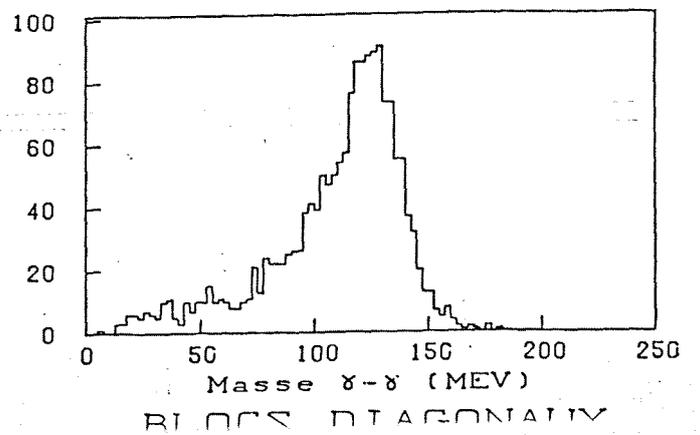
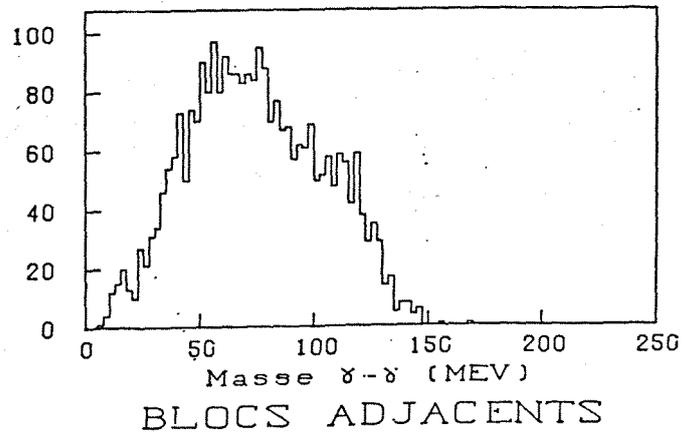
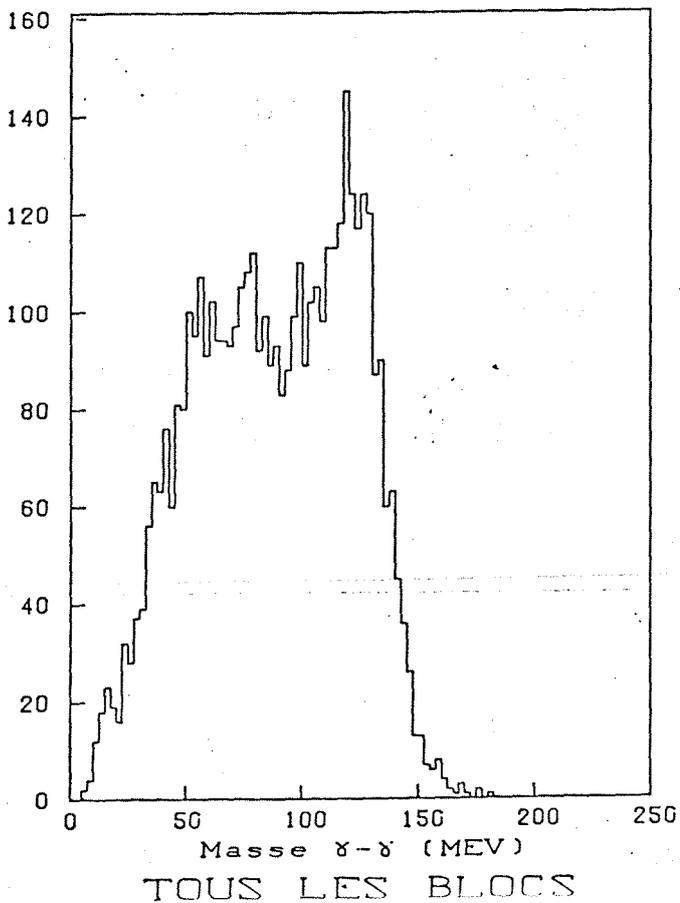


Fig. 34b $P_T < 0.8 \text{ GeV}/c$



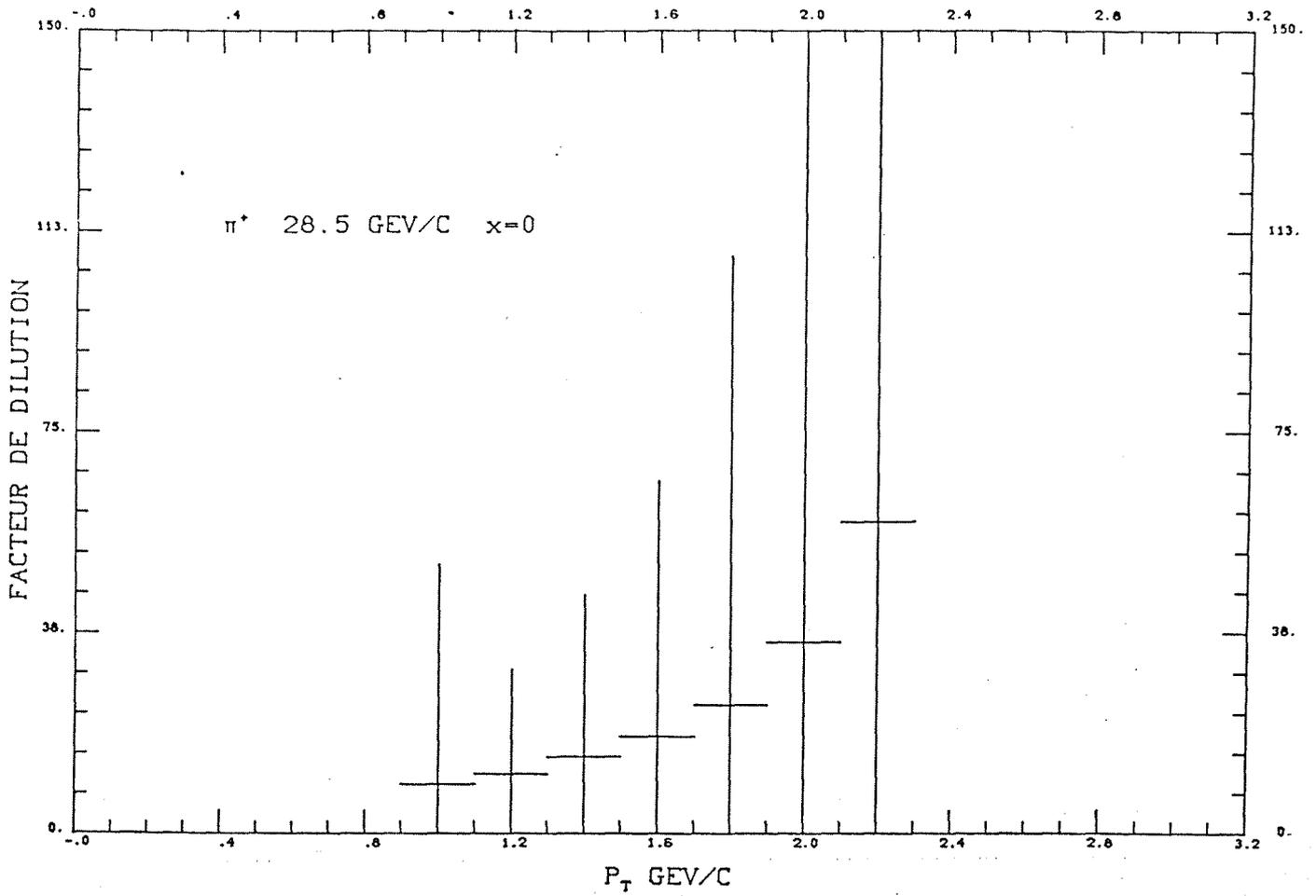
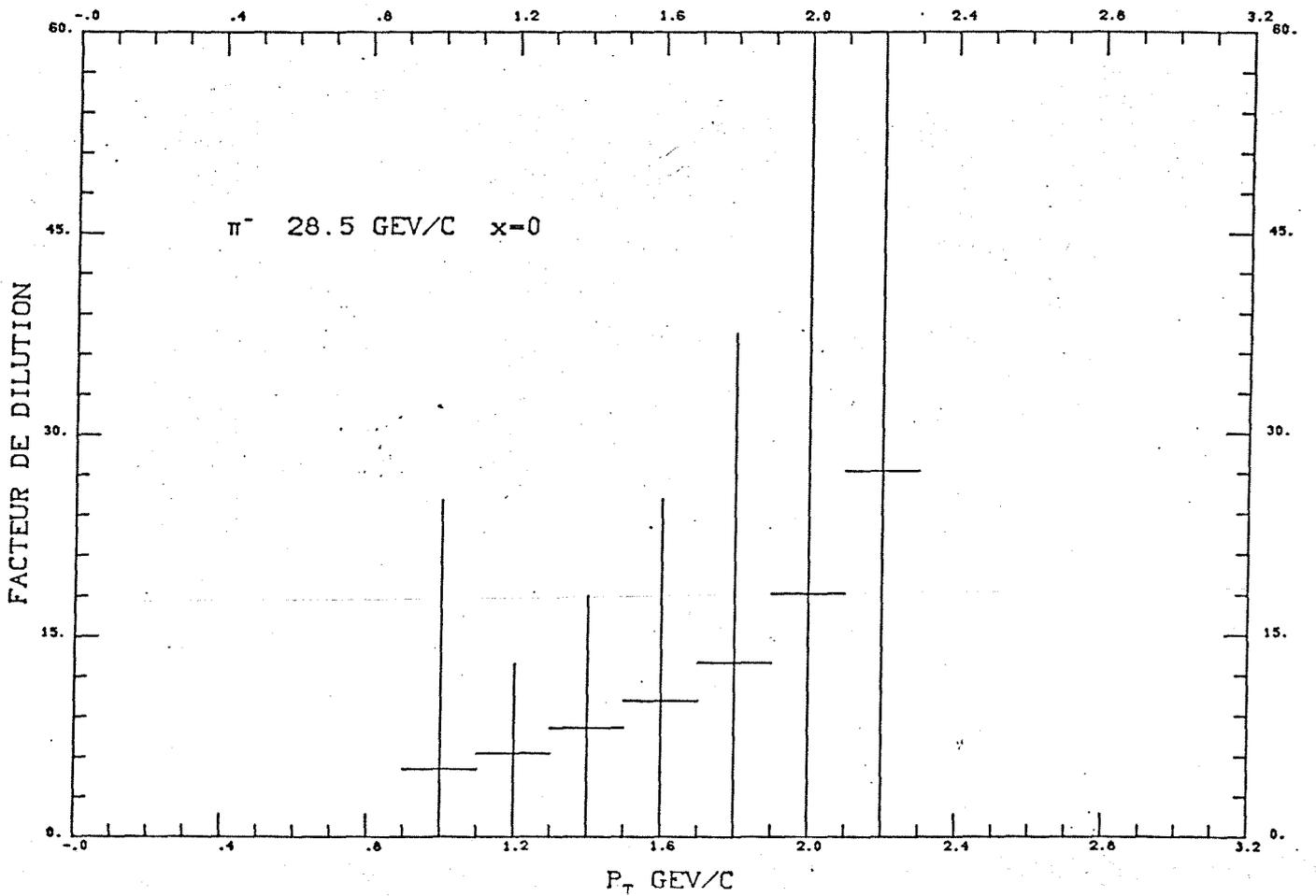


Fig. 36 Facteurs de dilution calculés pour les π^+ et les π^- (paramétrisation de Beier et al. pour $pp \rightarrow \pi^+ X$)



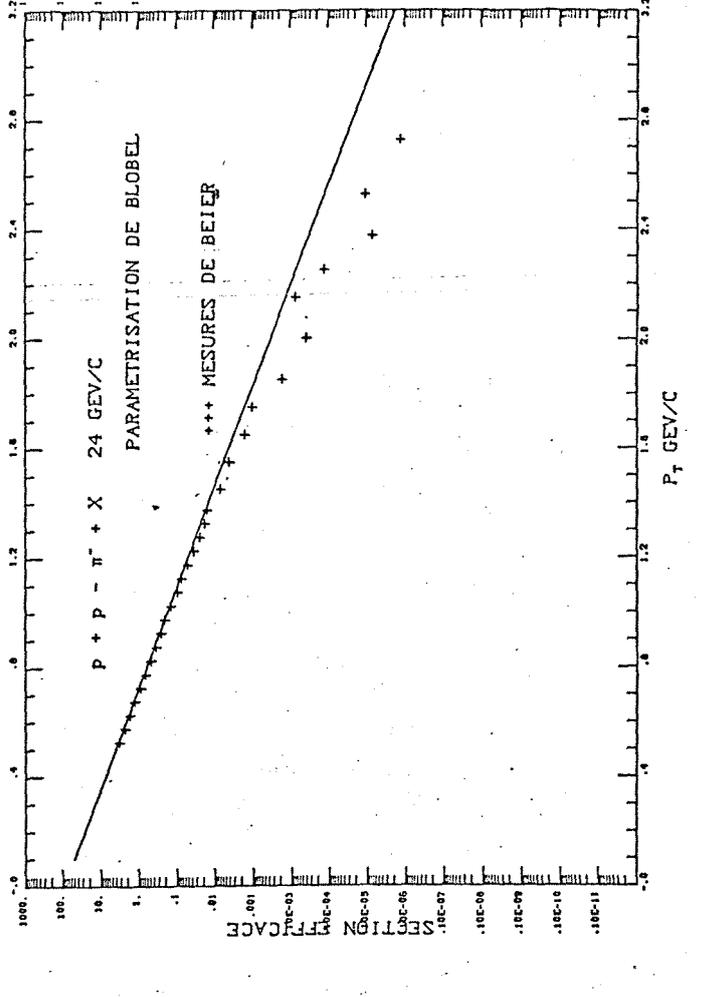
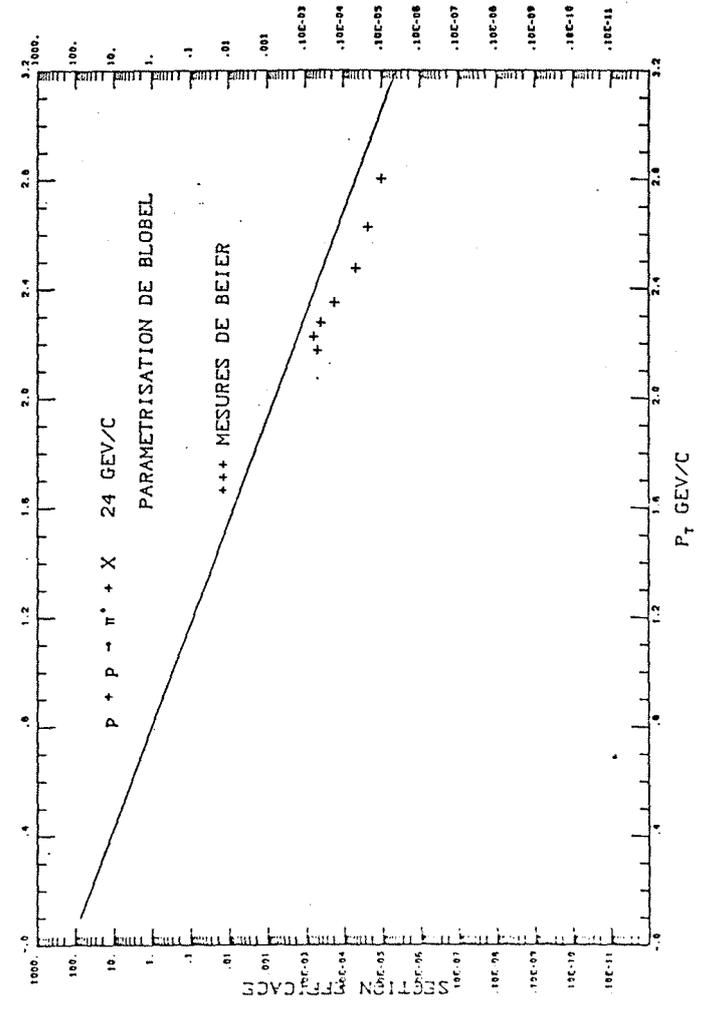
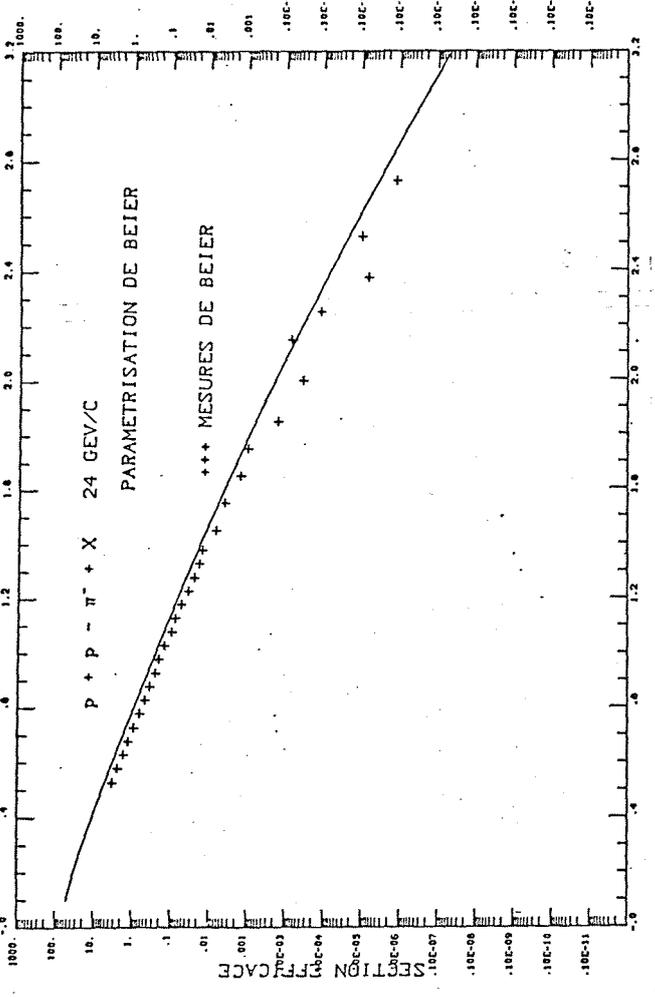
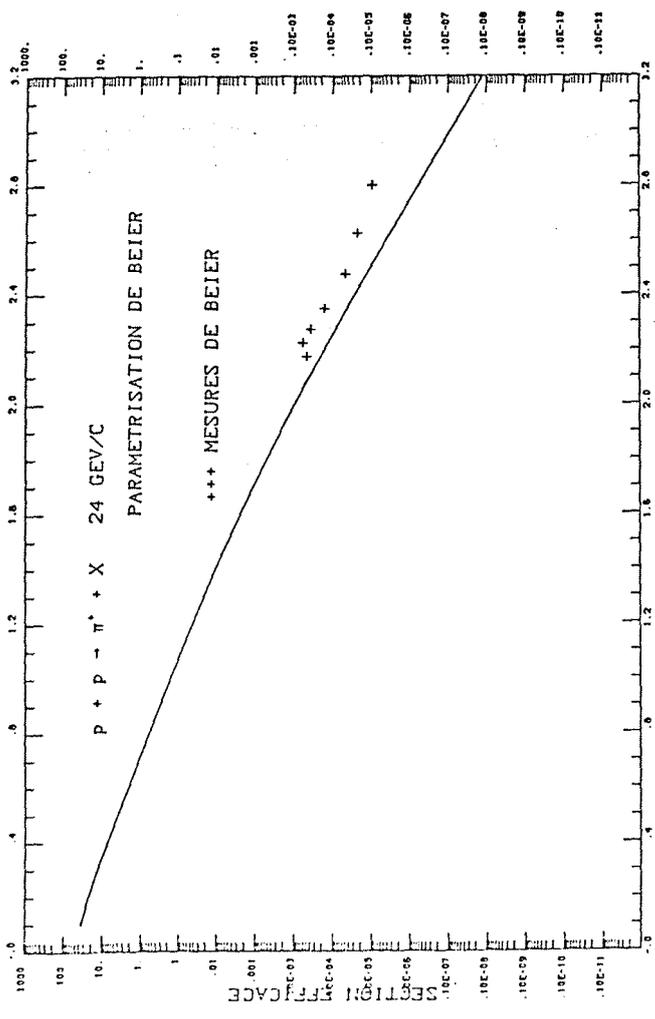


Fig. 37 Comparaisons entre les valeurs expérimentales de Beier et al. et les paramétrisations de Beier et al. et Blobel et al.

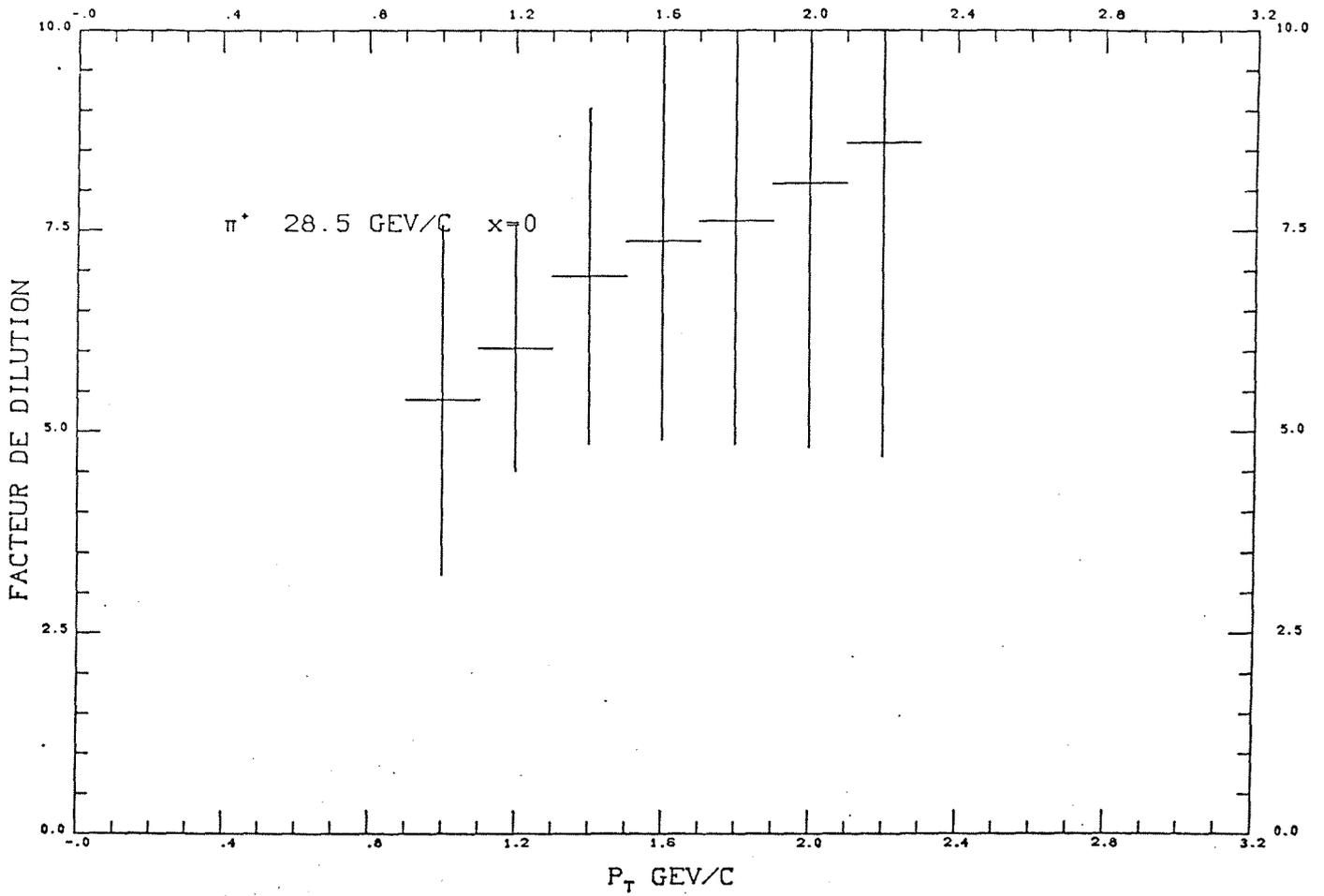
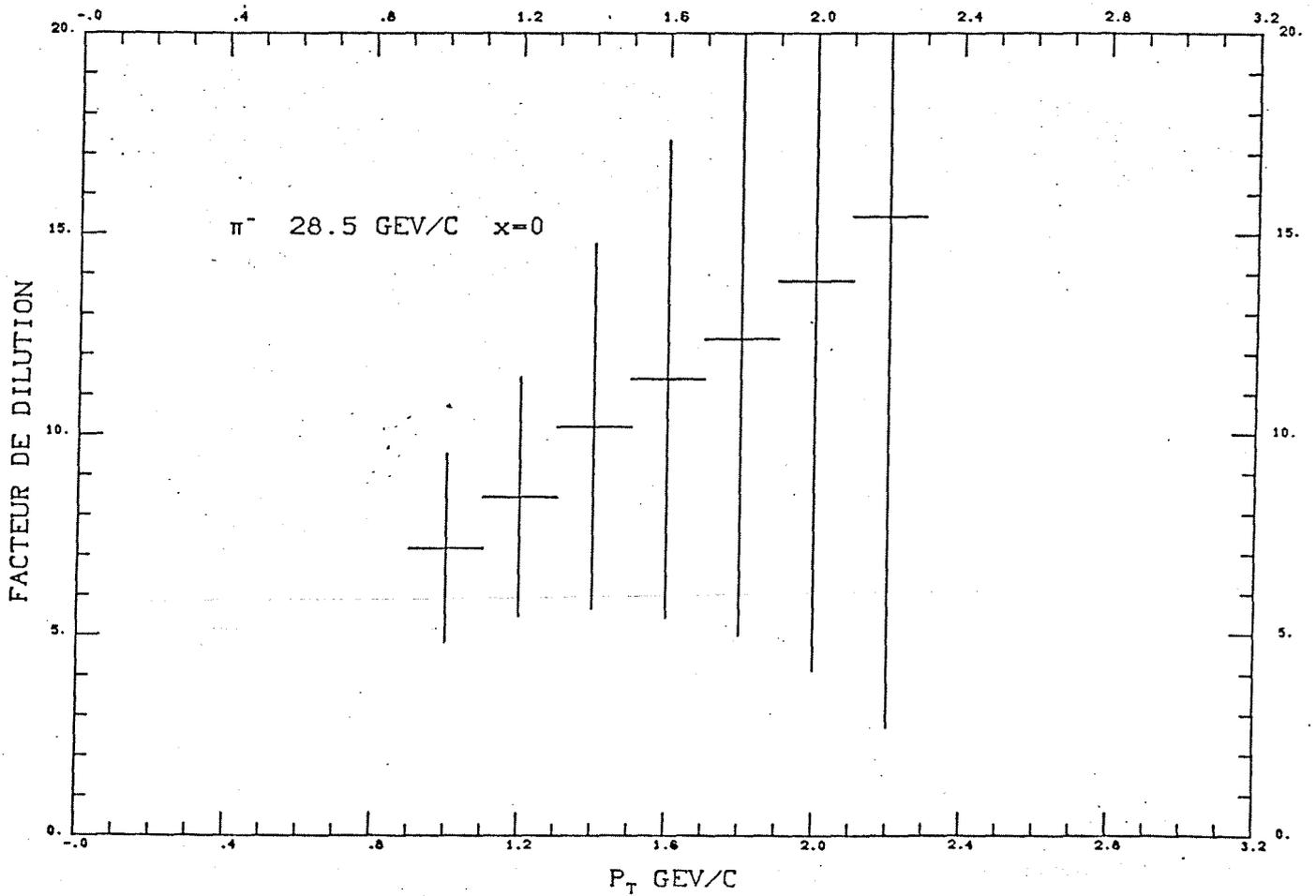


Fig. 38 Facteurs de dilution calculés pour les π^+ et les π^- (paramétrisation) de Blobel et al. pour $pp \rightarrow \pi^\pm X$



$P + P \uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ 24 GeV/c

$0. \leq x \leq 0.05$

for
 $P_T = .7$ and $.9$:
mainly background
from uncorrelated $\gamma - \gamma$
or had reconstructed π^0

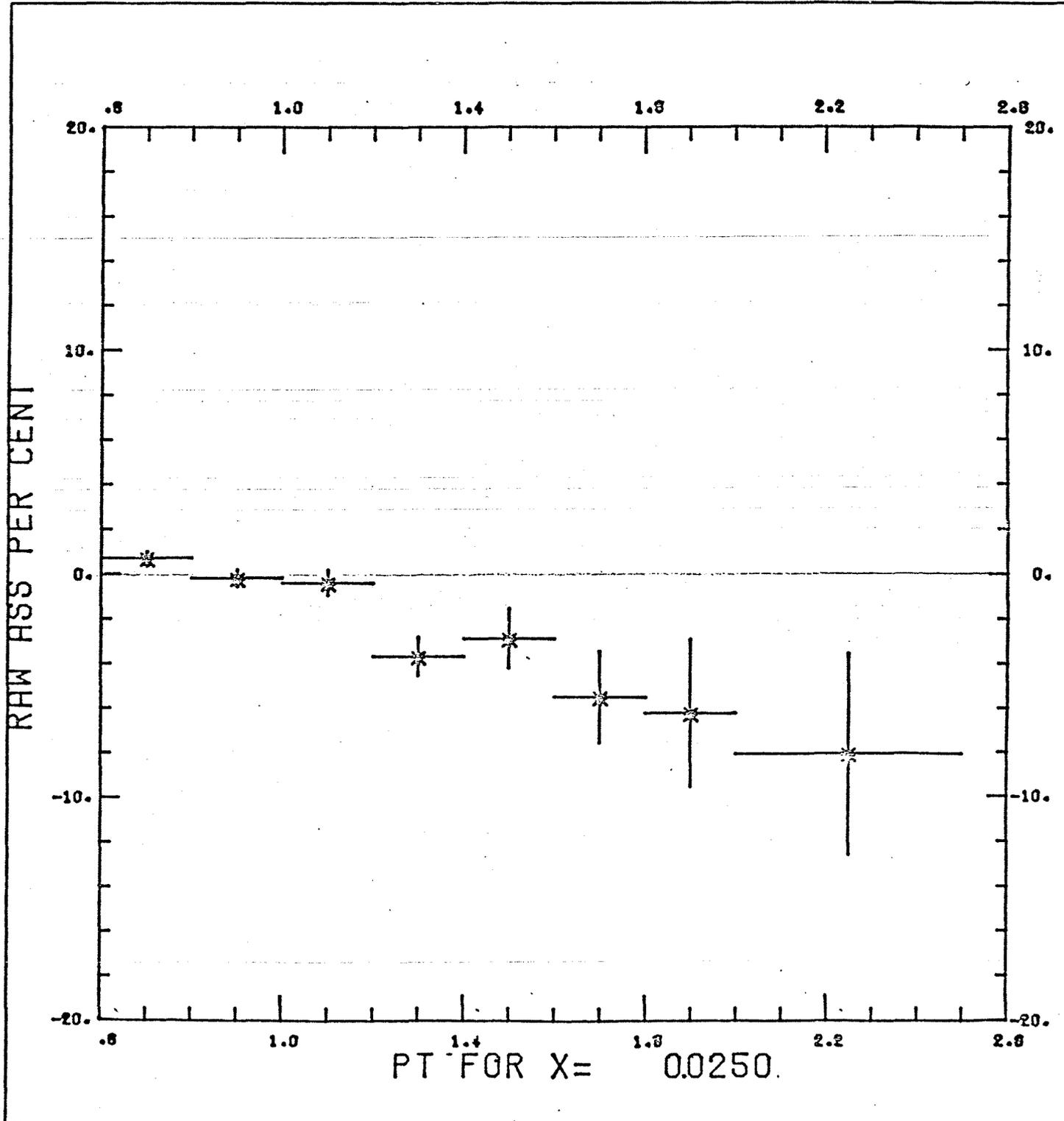


Fig. 40 Asymetric brute

$$p + p \uparrow \rightarrow \pi^0 + X$$

2.4 GeV/c

$$0.05 \leq x \leq 0.1$$

for

$P_T = .7$ and $.9$

mainly background

from uncorrelated $\gamma-\gamma$
or had reconstructed π^0

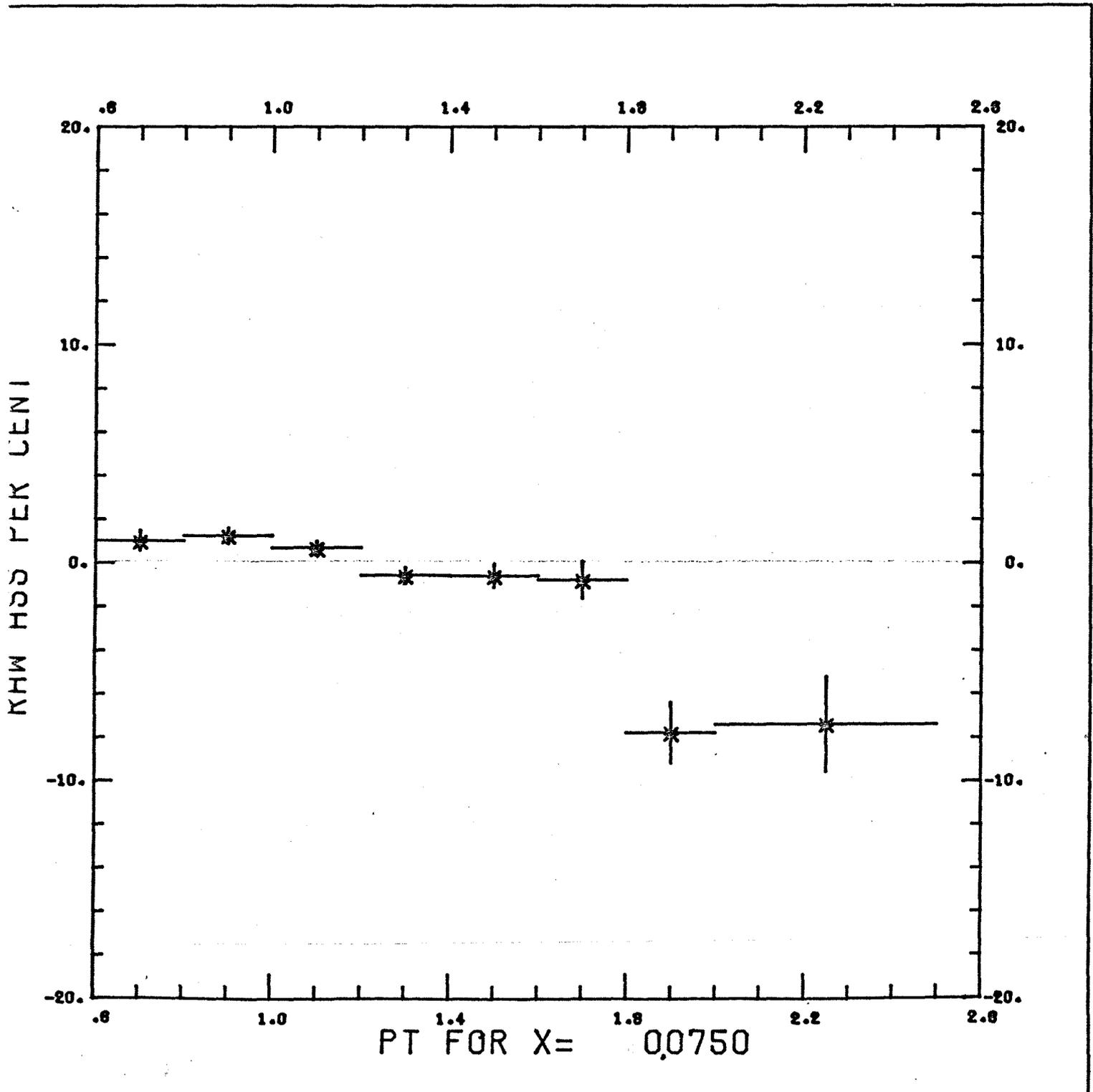


Fig. 40 asymmetric bremsstrahlung

$p + p \rightarrow \pi^0 + X$ 24 GeV/c

$0.1 \leq x \leq 0.15$

for
 $p_T = .7$ and $.9$

mainly background
from uncorrelated $\gamma-\gamma$
or bad reconstructed π^0

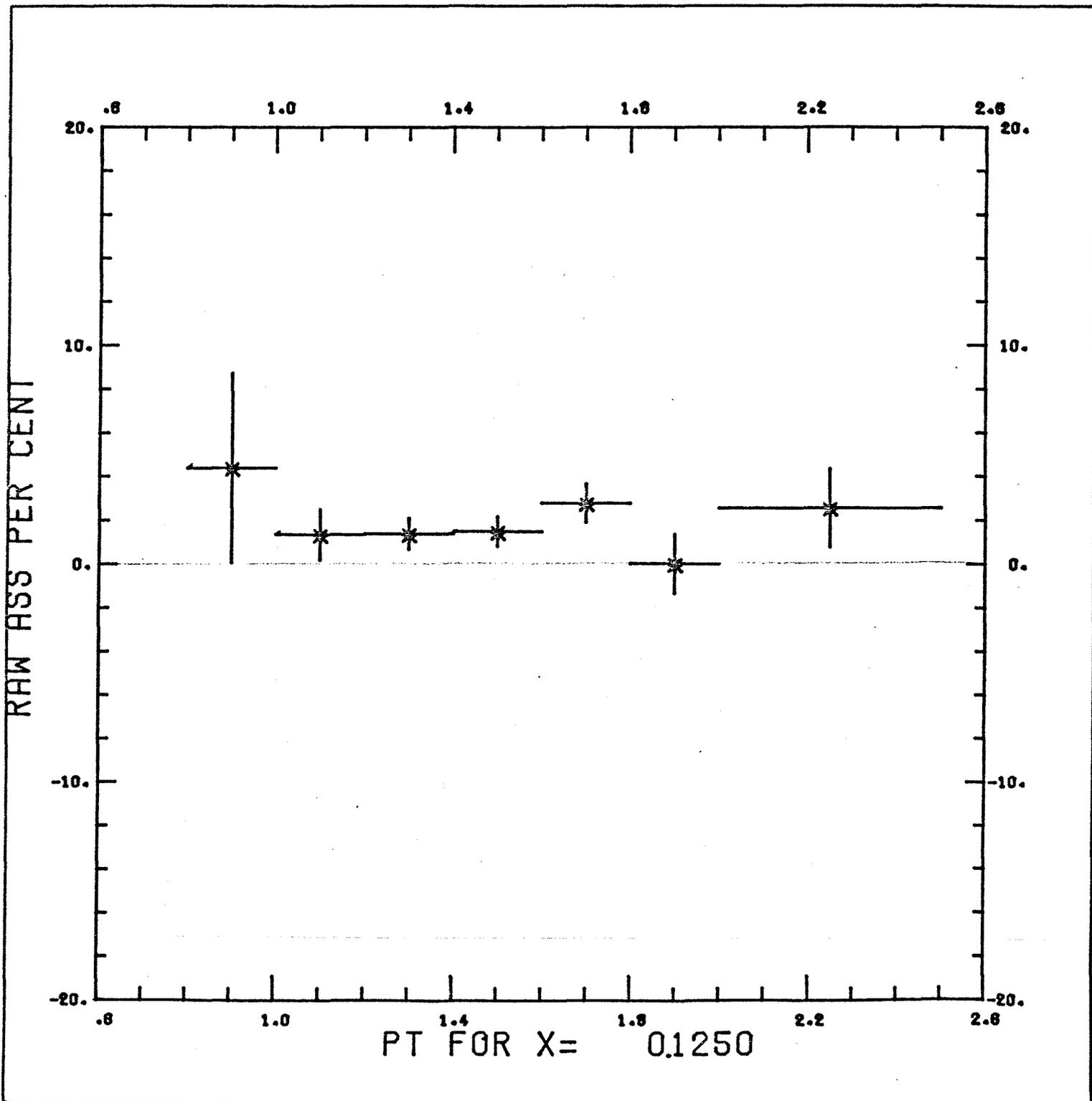


Fig. 40 Asymmetric bias

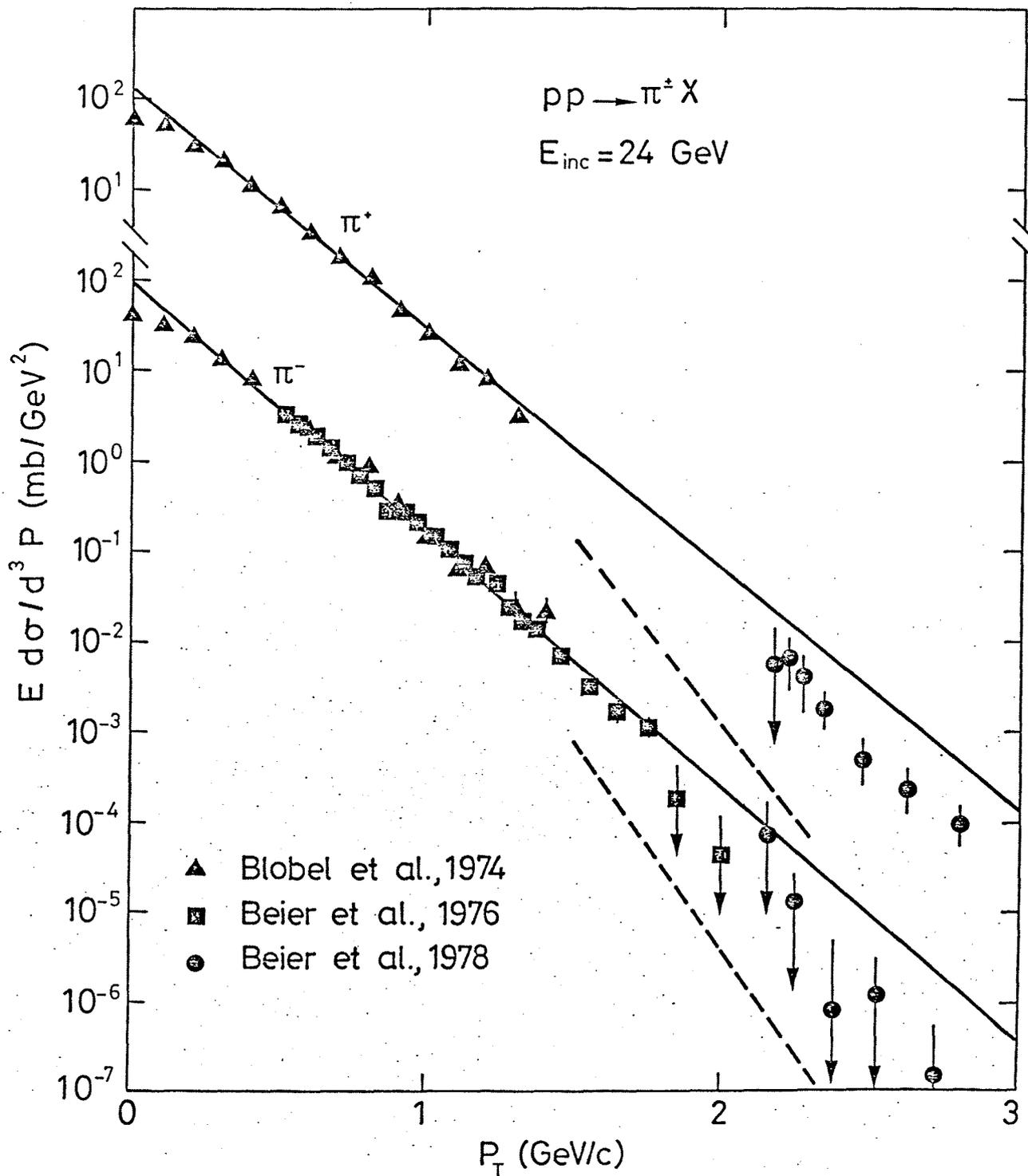


Fig. 41 Section efficace différentielle de production inclusive de π^+ et π^- à $X = 0$. Les lignes continues représentent la paramétrisation de Blobel et al. en e^{-bP_T} . Les lignes brisées sont les prédictions extrapolées à 24 GeV/c de Field et Feynman.

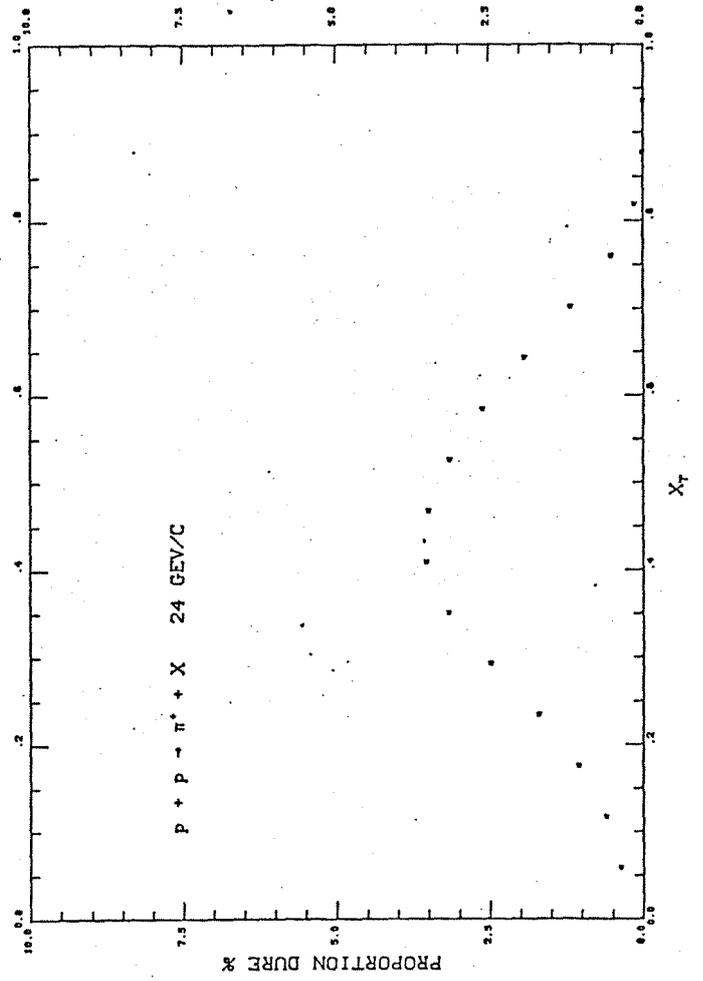
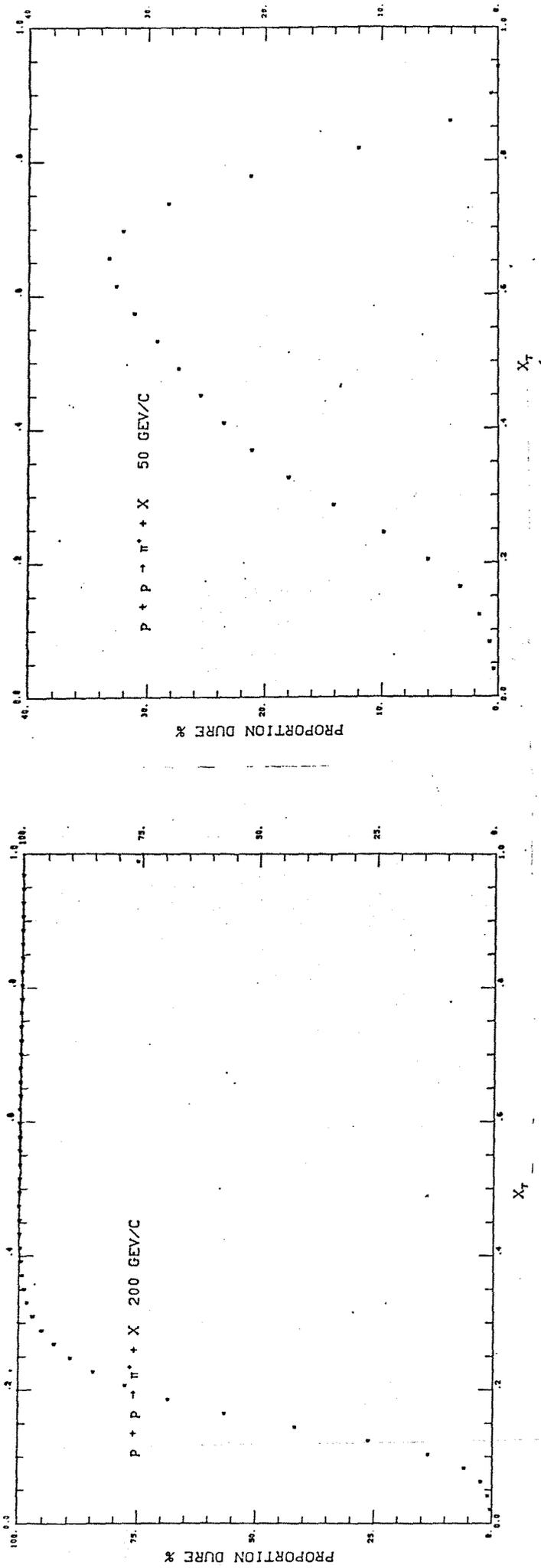


Fig. 42 Contribution de la composante de collision dure à la section efficace selon la paramétrisation de Beier et al.

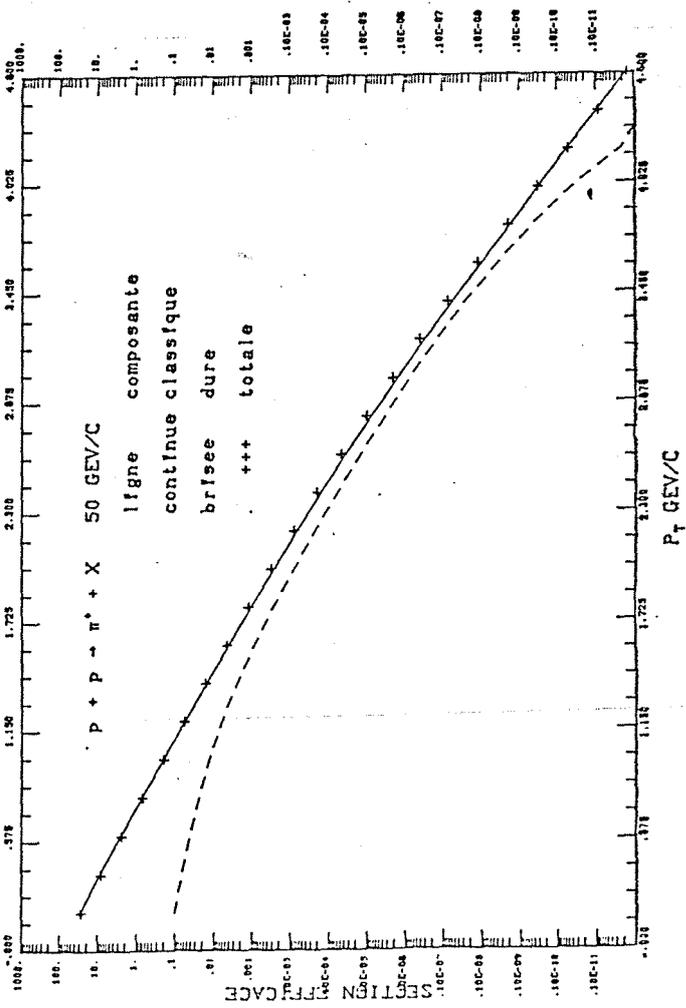
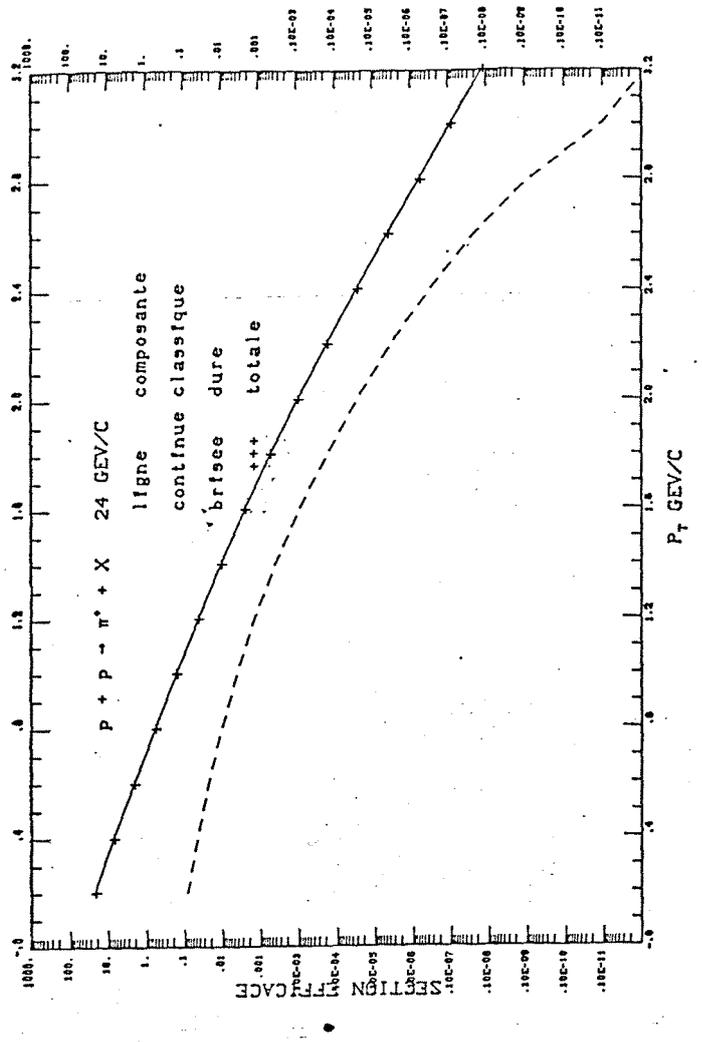
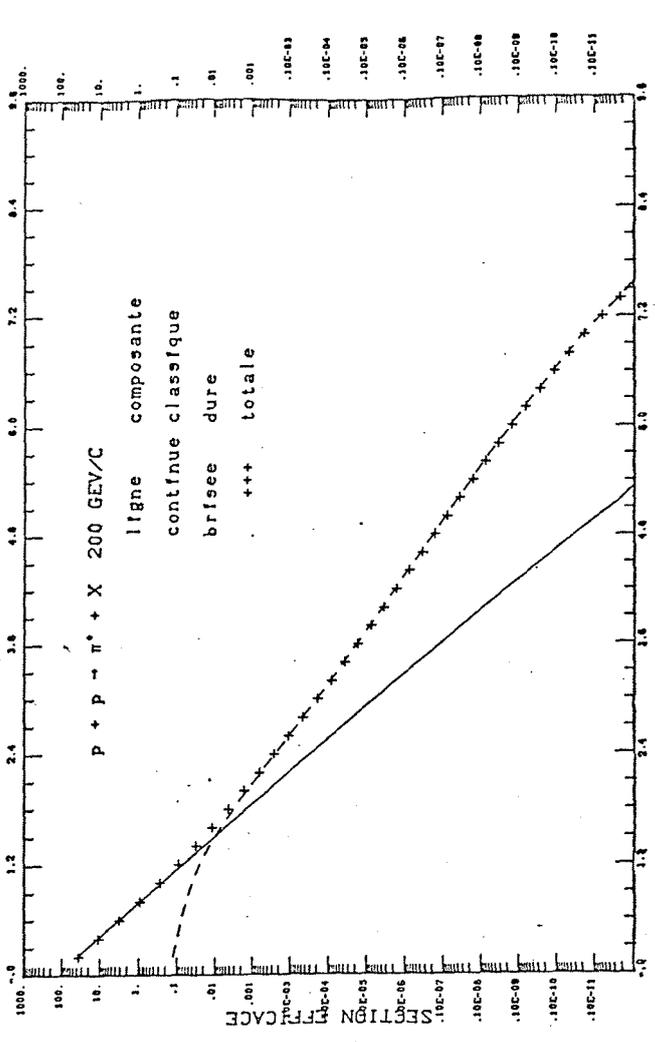


Fig. 43 Section efficace décomposée en composante classique et en
 composante de collision dure selon la paramétrisation de Beier
 et al.

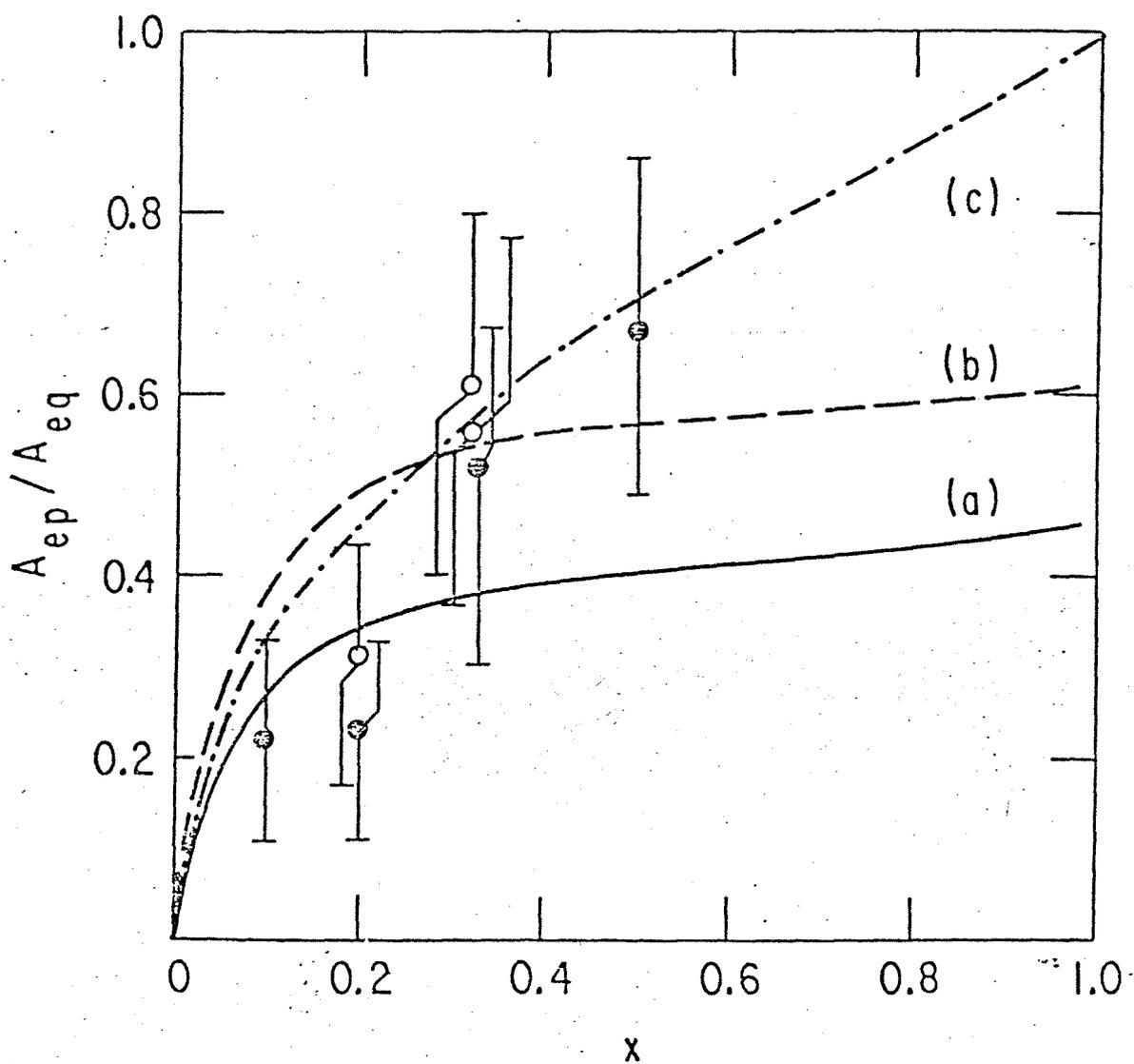


Fig. 44 Asymétrie dans la diffusion inélastique profonde d'électrons polarisés. Valeurs expérimentales de Alguard et al. Prédiction de a) SU6 conservatif, b) diquark, c) Karlitz et Kaur.