

ORSAY

N° d'ordre



T H E S E

présentée à

L ' U N I V E R S I T E D E P A R I S - S U D

Centre d'Orsay

pour obtenir

le titre de DOCTEUR 3ème CYCLE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050200

par

Roberto BATTISTON

"ETUDE ET MISE AU POINT DES CHAMBRES PROPORTIONNELLES A LECTURE CATHODIQUE
ET ANODIQUE (CHAMBRES A BANDES) DU DETECTEUR DE VERTEX DE
L'EXPERIENCE UA2 (ETUDE DES INTERACTIONS $\bar{p}p$ A 540 GeV)"

Soutenue le 8 Juillet 1982 devant la Commission d'Examen

MM.	J. PEREZ Y JORBA	Président
	P.L. BRACCINI	} Examineurs
	G. CHARPAK	
	J.P. REPELLIN	
	G. SAUVAGE	

Thesis-1982-Battiston

- ERRATUM -

Thèse Roberto BATTISTON

- Page 31, Table III, il faut lire :

	$y > 0$	$y < 0$
w^+	+ 1	- 1
w^-	+ 1	- 1

- Page 43, formule 3.25, il faut lire :

$$\sigma_{TOT} = \sqrt{\frac{16\pi}{1 + \rho^2} \frac{n_{el}(t=0)}{N_{el} + N_{inel}}}$$

- Page 45, formule 3.28, il faut lire :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left\{ \left| f_{coul}(t) \right|^2 + \left| f_{forte}(t) \right|^2 + 2 f_{coul}(t) \frac{\sigma_{TOT}}{4\pi} e^{1/2bt_\rho} \right\}$$

ORSAY
N° d'ordre

T H E S E

présentée à

L ' U N I V E R S I T E D E P A R I S - S U D

Centre d'Orsay

pour obtenir

le titre de DOCTEUR 3ème CYCLE

par

Roberto BATTISTON

"ETUDE ET MISE AU POINT DES CHAMBRES PROPORTIONNELLES A LECTURE CATHODIQUE
ET ANODIQUE (CHAMBRES A BANDES) DU DETECTEUR DE VERTEX DE
L'EXPERIENCE UA2 (ETUDE DES INTERACTIONS $\bar{p}p$ A 540 GeV)"

Soutenue le 8 Juillet 1982 devant la Commission d'Examen

MM.	J. PEREZ Y JORBA	Président
	P.L. BRACCINI	} Examineurs
	G. CHARPAK	
	J.P. REPELLIN	
	G. SAUVAGE	

*'O frati,' dissi, ' che per cento milia
perigli siete giunti all'occidente,
a questa tanto picciola vigilia
de' nostri sensi ch'è del rimanente,
non vogliate negar l'esperienza,
di retro al sol, del mondo senza gente.
Considerate la vostra semenza:
fatti non foste a viver come bruti,
ma per seguire virtute e canoscenza.'*

Dante, Inferno XXVI 112-120

a Maria

RESUME

Le but de cette thèse est de décrire la construction et la mise au point des cinq chambres proportionnelles cylindriques à lecture anodique et cathodique (chambres à bandes) construites à Orsay, qui font partie du détecteur de vertex de l'expérience UA2.

Les chambres sont réalisées avec un sandwich Kapton-Rohacell-Mylar qui permet d'obtenir une structure à la fois légère (2% longueur de radiation/chambre) et rigide. Le gain ne varie pas plus d'un facteur deux d'un point à l'autre de la chambre et les angles des hélices diffèrent de ceux prévus de moins de 3 mrad.

La mesure des barycentres de la charge déposée sur les bandes internes et externes (qui forment des hélices ayant un angle d'environ $\pm 45^\circ$ avec les fils), permet d'obtenir soit la coordonnée longitudinale (z) soit la coordonnée azimutale (ϕ) de la position de l'avalanche. Les mesures faites en laboratoire avec des rayons γ montrent que la précision "locale" (= erreur statistique) est très bonne, $\sigma_{R\phi} \approx 100-150 \mu\text{m}$, $\sigma_z \lesssim 100 \mu\text{m}$; l'erreur systématique causée par la déformation des bandes est $\sigma_{\text{syst}} \approx 160 \mu\text{m}$.

Dans la thèse on développe un algorithme qui permet de calculer le barycentre avec une précision voisine de la limite de ce type de détecteur même si le bruit électromagnétique est important. On discute aussi le problème de la séparation des clusters multiples en utilisant les données des rayons cosmiques et des événements $\bar{p}p$.

ABSTRACT

In this thesis, the five cylindrical MPWC with cathodic and anodic readout (strip chambers) built at Orsay and installed in the UA2-vertex detector are described.

These chambers are built with a sandwich Kapton-Rohacell-Mylar, and they are at the same time transparent (2% radiation length/chamber) and rigid. The gain varies less than a factor of 2 from a point to another of the chamber, and the angles between the strips and the wires differ from the projected ones by less than 3 mrad.

The center of gravity of the measured charges on the inner and outer cathodes (the strips make an angle of about $\pm 45^\circ$ with the wires), give both longitudinal (z) and azimuthal (ϕ) coordinates of the avalanche. The measurements done at the laboratory with γ sources show a very good "local" precision (statistic error), $\sigma_{R\phi} \approx 100-150 \mu\text{m}$, $\sigma_z \lesssim 100 \mu\text{m}$; the systematic error due to deformations of the strip layer is $\sigma_{\text{syst}} \approx 160 \mu\text{m}$.

In this thesis, an algorithm allowing to compute the center of gravity with a precision near to the detector limit, even if the electrical noise is large, is developed. The problem of declustering multiple clusters is then discussed using cosmic ray and $\bar{p}p$ collision data.

TABLE DES MATIERES

	page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : L'ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$ DU CERN</u>	
I.1 - INTRODUCTION	3
I.2 - LE SPS EN VERSION ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$	3
I.2.1 - PRODUCTION DES $\bar{p}$	5
I.2.2 - L'ACCUMULATEUR DES ANTIPROTONS (AA)	5
I.2.3 - LE SPS TRANSFORME EN ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$	7
I.2.4 - FONCTIONNEMENT INITIAL DU SYSTEME $\bar{p}p$ ET AMELIORATIONS PREVUES	9
I.3 - LA PHYSIQUE DU SPS ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$	11
<u>CHAPITRE II : L'EXPERIENCE UA2</u>	
II.1 - INTRODUCTION	19
II.2 - L'HYPOTHESE DES BOSONS INTERMEDIAIRES DANS LA THEORIE DES INTERACTIONS FAIBLES	19
II.2.1 - LA THEORIE DE FERMI ; LE LAGRANGIEN EFFECTIF DES INTERACTIONS FAIBLES	19
II.2.2 - L'HYPOTHESE DES BOSONS INTERMEDIAIRES	21
II.2.3 - LE MODELE UNIFIE DES INTERACTIONS FAIBLES ET ELECTROMAGNETIQUE (QED)	23
II.3 - LE PROGRAMME EXPERIMENTAL DE LA COLLABORATION UA2	26
II.3.1 - PRODUCTION ET DESINTEGRATION DU $w^\pm$	28
II.3.2 - PRODUCTION ET DESINTEGRATION DU Z^0	30
II.3.3 - PRODUCTION INCLUSIVE DE PARTICULES A GRAND ANGLE	32
II.3.4 - PRODUCTION DES JETS HADRONIQUES	32
II.3.5 - EVENEMENTS ANORMAUX ; PARTICULES NOUVELLES	33
II.4 - L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL	33
II.5 - TAUX DE COMPTAGE PREVUS	38

CHAPITRE III : L'EXPERIENCE UA4

III.1 - L'INTERET DE LA MESURE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET ELASTIQUE	39
III.2 - LE PROGRAMME EXPERIMENTAL	41
III.3 - L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL	45
III.3.1 - LE DETECTEUR 4π POUR LES INTERACTIONS NON-ELASTIQUES	45
III.3.2 - LE DETECTEUR POUR LA DIFFUSION ELASTIQUE	48
III.4 - PREMIERS RESULTATS OBTENUS PAR L'EXPERIENCE UA4	49

CHAPITRE IV : LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES A LECTURE

ANODIQUE ET CATHODIQUE DE L'EXPERIENCE UA2

IV.1 - PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE	53
IV.2 - TYPE DE GAZ UTILISE DANS UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE	55
IV.3 - TENSION DE FONCTIONNEMENT D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE	55
IV.4 - USAGE DES BANDES CATHODIQUES POUR DETERMINER LA POSITION DES AVALANCHES - PRECISION DE LA METHODE	57
IV.5 - LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES A LECTURE CATHODIQUE CONSTRUITES A ORSAY	59
IV.5.1 - STRUCTURE MECANIQUE DES CHAMBRES	59
IV.5.2 - LA CHAMBRE C5	63
IV.5.3 - ELECTRONIQUE	64

CHAPITRE V : MESURES EN LABORATOIRE

V.1 - CARTE DU GAIN	65
V.2 - METROLOGIE DES CHAMBRES	68
V.2.1 - LE CALCUL DES PARAMETRES	68
V.2.2 - CARTE DES DEFORMATIONS DES BANDES	72
V.2.3 - ERREURS SYSTEMATIQUES DANS LA MESURE DES COORDONNEES	75

	page
V.3 - ETUDE DE LA PRECISION DES CHAMBRES A BANDES	75
V.3.1 - ETUDE DE L'ALGORITHME ; NOMBRE DE BANDES UTILISEES DANS LE CALCUL DU BARYCENTRE	78
V.3.2 - CONSEQUENCES PRATIQUES DES RESULTATS OBTENUS	83
V.4 - CONCLUSIONS	89
 <u>CHAPITRE VI : MESURES EFFECTUEES AVEC LE DETECTEUR COMPLET</u>	
VI.1 - INTRODUCTION	91
VI.2 - MESURE DE LA GEOMETRIE AVEC LES RAYONS COSMIQUES	92
VI.3 - MESURE DE LA DISTRIBUTION DE CHARGE	92
VI.4 - LA DISTRIBUTION DE CHARGE DANS LE CAS DES EVENEMENTS $\bar{p}p$	97
VI.5 - PROGRAMME POUR LA RESOLUTION DES CLUSTERS MULTIPLES	103
 <u>CONCLUSION</u>	 111
 <u>REFERENCES</u>	 113
 <u>REMERCIEMENTS</u>	 117

INTRODUCTION

Au début de 1976 a été présentée la proposition ⁽¹⁾ de transformer le super proton synchrotron (SPS) du CERN en anneau de collision antiproton-proton ayant une énergie dans le système du centre de masse de $\sqrt{s} = 2 \times 270 = 540$ GeV, pouvant éventuellement dans le futur monter jusqu'à $\sqrt{s} = 2 \times 400 = 800$ GeV. En moins de 2 ans la possibilité de réalisation du projet a été vérifiée et les propositions d'expérience avec cette machine ont été présentées.

Pendant l'année 1981, l'anneau de collision $\bar{p}p$ a commencé à fonctionner et les expériences ont donné les premiers résultats.

Le L.A.L. participe à une des cinq expériences approuvées, celle proposée par la Collaboration UA2 (BERNE - CERN - COPENHAGEN - ORSAY - PAVIE - SACLAY) ⁽²⁾ et intitulée : "L'étude des interactions antiprotons-protons d'énergie égale à 540 GeV dans le centre de masse". Le groupe du L.A.L. a construit et mis au point le détecteur cylindrique de vertex de l'expérience UA2, placé autour du tube à vide et entouré d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre hadronique.

Ce détecteur de vertex sera utilisé ⁽³⁾ dans une autre expérience au SPS version $\bar{p}p$, effectuée par la Collaboration UA4 ^{(3), (4)} (AMSTERDAM - CERN - GENOVA - NAPOLI - PISE) et intitulée : "Mesure de la section efficace élastique et totale au collisionneur $\bar{p}p$ du CERN". Le dispositif expérimental de UA4 comprend d'une part des chambres à dérive de grande précision pour mesurer la diffusion élastique à petit angle, et d'autre part un ensemble de 6 télescopes composés de chambres à dérive et de compteurs qui avec le détecteur de vertex de UA2 couvrent un angle solide $\Delta\Omega/4\pi = 0,95$.

Le détecteur de vertex se compose de cinq chambres proportionnelles et de deux chambres à dérive du type "jet". Dans cette thèse nous décrivons la construction, la mise au point des chambres proportionnelles et les premiers résultats obtenus à la fin de 1981, soit avec des rayons cosmiques soit avec des interactions $\bar{p}p$.

Dans le premier chapitre, nous décrivons le système d'accélérateurs existant au CERN, qui permet le fonctionnement du SPS version $\bar{p}p$ et le

type de physique qu'on peut étudier à l'aide de cette machine.

Le second chapitre est consacré à la description de l'expérience UA2 : nous décrivons d'une part la physique projetée (en particulier la physique des bosons intermédiaires) et d'autre part l'appareillage.

L'expérience UA4, est décrite dans le troisième chapitre.

Le chapitre quatre est consacré aux chambres proportionnelles du détecteur de vertex : nous rappellerons leur principe de fonctionnement et décrirons les caractéristiques de construction.

Dans le cinquième chapitre sont décrits les tests effectués à Orsay avec une source γ (Fe^{55}) et la mesure des paramètres géométriques des chambres ; nous abordons aussi le problème de la résolution spatiale.

Le sixième chapitre est consacré aux premiers résultats concernant le fonctionnement du détecteur pendant les périodes d'essai effectuées à Genève.

CHAPITRE I

L'ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$ DU CERN

I.1 - INTRODUCTION

La raison principale qui a justifié la construction du SPS-version $\bar{p}p$, est la possibilité de produire les bosons intermédiaires faibles (W^+ , Z^0). La possibilité d'observation de ces bosons dépend de la luminosité atteinte par la machine, si cette luminosité est beaucoup plus faible que celle prévue dans le projet ($L \sim 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) le nombre de bosons détectés dans les expériences en un temps raisonnable de 1-2 ans, devient négligeable.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description du système des accélérateurs, qui permet le fonctionnement du SPS en anneau de collision $\bar{p}p$, des performances obtenues lors de la première période de faisceau, et des améliorations prévues pour le futur.

Dans la seconde partie nous faisons un panorama sur le type de physique qui peut être étudié avec l'anneau de collision $\bar{p}p$.

I.2 - LE SPS EN VERSION ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$

La fig. 1 montre l'ensemble des accélérateurs, les lignes de transfert, l'anneau accumulateur, qui permet au SPS de fonctionner comme anneau de collision $\bar{p}p$. On peut aussi avec cet ensemble injecter des antiprotons dans les ISR ($\sqrt{s}_{\text{max}} = 63 \text{ GeV}$).

Les antiprotons sont produits à partir du faisceau de protons du PS par réaction nucléaire. Un faisceau de protons de haute intensité de 26 GeV/c provenant du PS est envoyé sur une cible. Les antiprotons produits, autour de 3,5 GeV/c d'impulsion, sont accumulés et refroidis continuellement dans l'anneau d'accumulation (AA) dont le rayon est égal à un quart de celui du PS. Quand la densité atteinte est suffisante, une partie de ces antiprotons est réinjectée dans le PS, où les antiprotons sont accélérés jusqu'à 26 GeV/c et ensuite éjectés, pour être injectés dans le SPS, dans les ISR ou dans LEAR. Quand le nombre de $\bar{p}$ injectés dans le SPS est suffisant, on envoie dans le sens opposé des protons de 26 GeV provenant du PS ; les deux types de particules

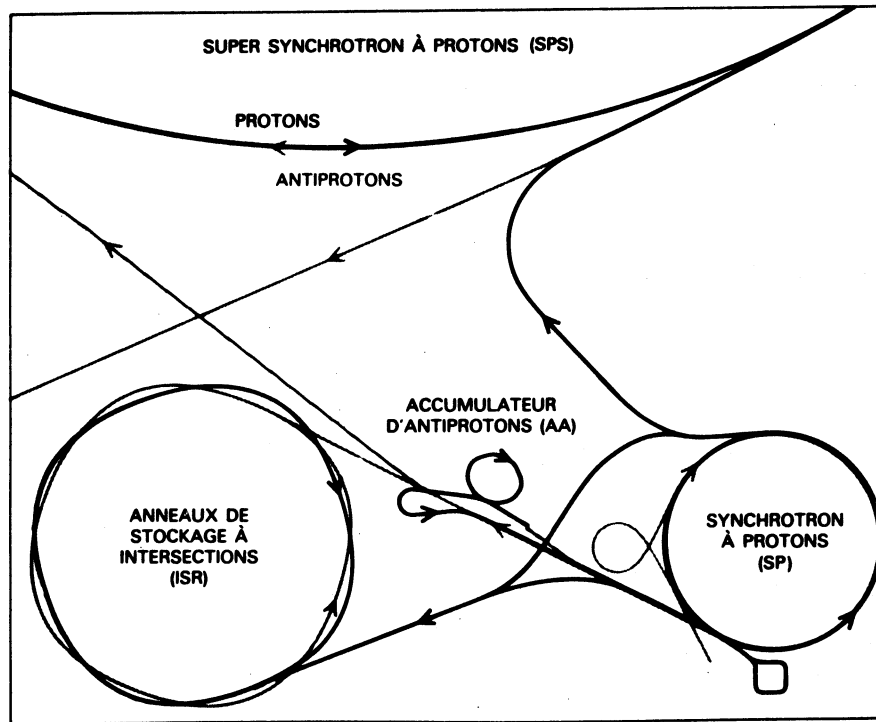


Fig. 1 : Schéma du système des accélérateurs du CERN

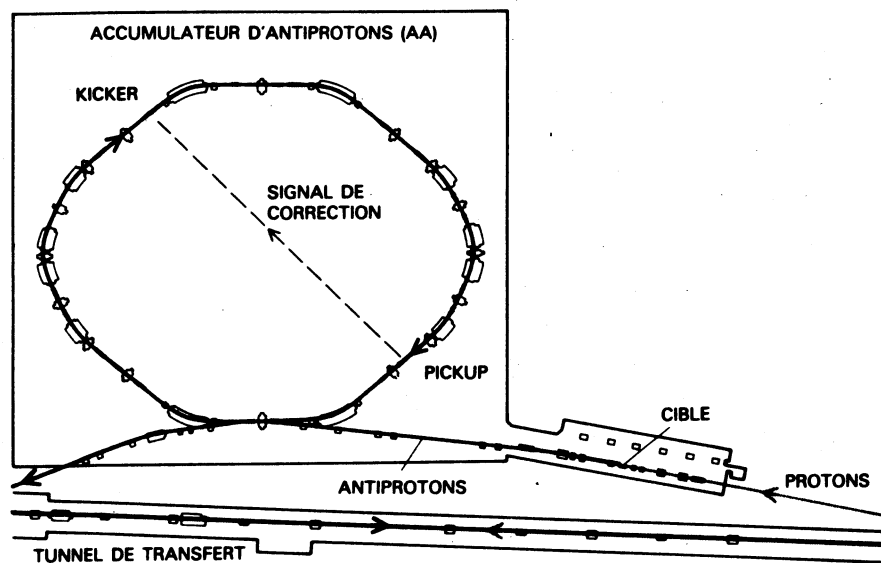


Fig. 2 : Schéma de l'accumulateur d'antiprotons (AA)

sont accélérés simultanément, jusqu'à 270 GeV sur la même orbite.

1.2.1 - PRODUCTION DES $\bar{p}$

Le faisceau de protons de haute intensité provenant du PS est comprimé longitudinalement quatre fois, de telle façon que sa longueur soit égale à la circonférence de l'anneau d'accumulation ; il est possible d'accumuler $1,2 \cdot 10^{13}$ protons dans chacun des quatre paquets contenus dans le PS. La distribution en impulsion dans les paquets est grande à cause de la compression ; un système d'extraction rapide permet l'extraction fractionnée des paquets de p du PS. Le faisceau est focalisé sur une cible de tungstène, de petit diamètre et de 11 cm de longueur. Une lentille magnétique spéciale (corne magnétique) collecte $2,5 \cdot 10^7 \bar{p}$ à 3,5 GeV/c (cette énergie est voisine du maximum de la courbe de production) avec une émittence verticale (et horizontale) de 100 mm.mrad et avec $\Delta p/p \approx 1,5 \%$.

1.2.2 - L'ACCUMULATEUR DES ANTIPROTONS (AA)

L'accumulateur est une machine à large ouverture et à champ fixe ($p = 3,5$ GeV/c). L'anneau comprend deux longues sections droites pour pouvoir disposer d'une place suffisante pour les systèmes d'injection et d'éjection (partie inférieure de la fig. 2) et de refroidissement des paquets (partie supérieure de la fig. 2).

La section horizontale de la chambre à vide de l'anneau est grande (environ 70 cm) pour pouvoir accepter une dispersion en moment importante $\frac{\Delta p}{p}$ environ 6 %. La moitié de l'acceptance est utilisée pour les particules accumulées et environ 1,5 % sert pour le faisceau injecté avant le refroidissement. L'intervalle entre les 2 régions d'acceptance est nécessaire pour les déplacements du faisceau lors de l'injection et du prérefroidissement. Dans la table I sont énumérés les paramètres de fonctionnement de l'anneau accumulateur (AA).

Après l'injection des quatre paquets provenant de la cible, la dispersion du faisceau est ramenée rapidement de 1,5 % à 0,17 % par un système de prérefroidissement à haute efficacité. Le refroidissement stochastique ⁽⁶⁾ est une technique qui permet d'augmenter la densité

Impulsion	3,5 GeV/c
$\Delta p/p$ totale	$\pm 30 \times 10^{-3}$
Vide	10^{-10} Torr
Cible	Tungstène, long 110 mm, $\varnothing$ 3 mm
Protons/paquet sur la cible	1×10^{13} chaque 2.4 sec.
Antiprotons/paquet sur la cible	$2,5 \times 10^7$ dans l'acceptance de l'AA
Acceptance (injection)	100 hor. 100 vert. π mm.mrad $\bar{\alpha} \Delta p/p = 7,5 \cdot 10^{-3}$
(éjection)	7,6 hor. 4,5 vert. π mm.mrad $\Delta p/p = 1,1 \cdot 10^{-3}$
Première accumulation ($1 \times 10^{12-p}$)	50 000 paquets, 33 heures
Accumulations suivantes ($6 \times 10^{11-p}$)	30 000 paquets, 20 heures

TABLE I
Paramètres du AA

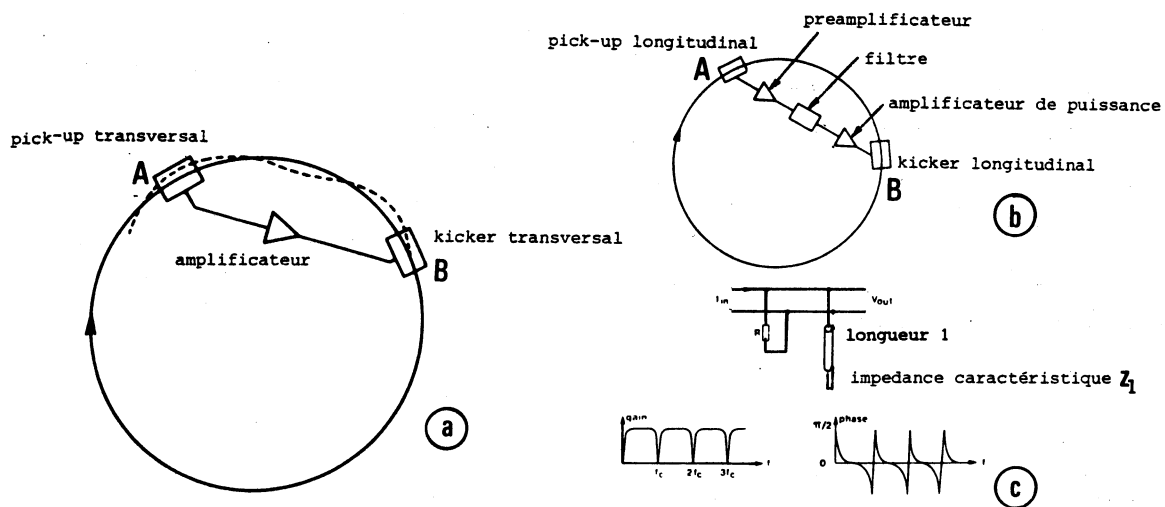


Fig.3 : a) Refroidissement stochastique du mouvement transversal ou de betatron.
b) Refroidissement stochastique de l'impulsion longitudinale.
c) Performance du filtre.

du faisceau dans l'espace des phases par un système de contre-réaction. L'impulsion enregistrée par une électrode de pick-up au point A de l'anneau (fig. 3) , causée par la queue de la distribution en impulsion des $\bar{p}$ est amplifiée et envoyée à un déflecteur situé au point B pour corriger la trajectoire de ces mêmes particules lorsqu'elles passent au point B. L'efficacité du refroidissement est limitée par les perturbations dues à la présence des autres particules ; cette limitation varie avec le carré du gain de la correction appliquée, alors que l'effet d'une particule sur elle-même varie linéairement avec le gain. Donc il est toujours possible de trouver des valeurs du gain suffisamment basses pour rendre prédominant le refroidissement. On refroidit soit les degrés de liberté transversaux (bétatron fig. 3a), soit le degré de liberté longitudinal (dispersion en impulsion, fig. 3b,c).

Après le prérefroidissement le faisceau est accumulé⁽⁷⁾ avec les paquets précédents (fig. 4) ; le faisceau qu'on obtient de cette façon est refroidi d'une manière permanente par 3 systèmes analogues aux précédents. Deux de ces systèmes (150 ÷ 500 MHz de fréquence) agissent sur les queues à haute et basse impulsion du faisceau stocké. Le troisième, à haute fréquence, refroidit la partie centrale du faisceau à haute densité ($\Delta p/p$ environ 0,3 %) et compense les interactions entre particules à l'intérieur du faisceau.

Après environ 30 heures d'accumulation et de refroidissement on obtient environ 10^{11} $\bar{p}$ (le projet initial en prévoit 10^{12}). Environ $6 \cdot 10^{10}$ sont contenus dans la partie centrale du faisceau à haute densité ; 1/12 de cette partie est éjecté, puis envoyé dans le SPS pour être accéléré à 26 GeV/c et transféré vers le SPS. Cette opération est répétée 12 fois (dans le SPS les paquets sont recombinaés deux à deux) et ensuite comme un nouveau cycle d'accumulation.

1.2.3 - LE SPS TRANSFORME EN ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$

Le paramètre clé de l'anneau de collision est la luminosité qui peut être exprimée de la façon suivante :

$$L = \frac{N_p N_{p-f}}{n_p \sqrt{\epsilon_x \beta_x^* \epsilon_y \beta_y^*}} \quad (1.22.1)$$

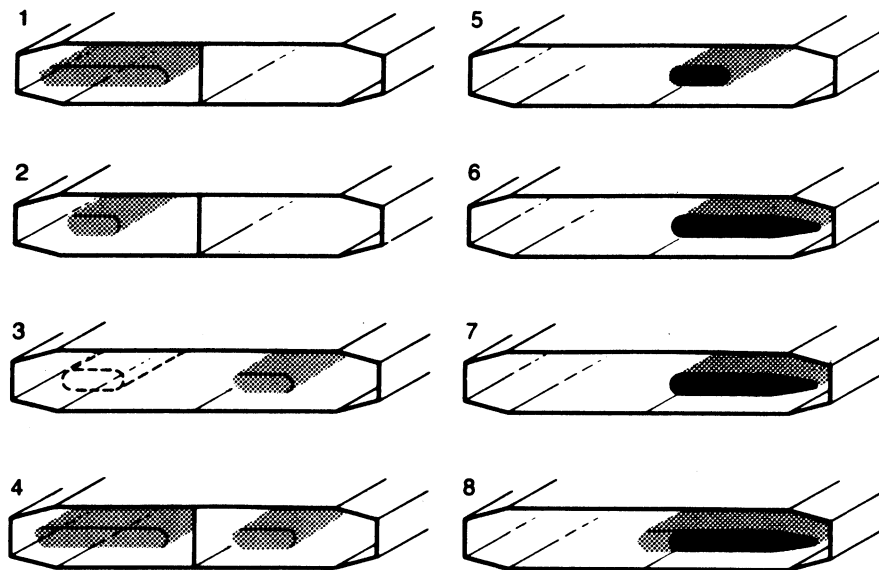


Fig. 4 : L'empilement et le refroidissement des antiprotons dans l'anneau AA. (1) on injecte tout d'abord un paquet d'antiprotons dans l'anneau et on le fait circuler dans la partie externe de la chambre à vide à grande ouverture. Durant l'injection cet espace est séparé du reste de la chambre par un rideau métallique manoeuvré mécaniquement. (2) on pré-refroidit les particules injectées par la méthode stochastique pendant deux secondes, ce qui réduit leurs mouvements aléatoires d'un facteur 10 aussi bien dans la direction longitudinale que transversale. (3) on abaisse alors le rideau et les antiprotons pré-refroidis sont déplacés magnétiquement jusqu'à la position d'empilement dans la partie principale de la chambre. (4) on relève alors le rideau et on injecte un second paquet d'antiprotons 2,4 secondes après le premier. (5) on soumet le second paquet à la même procédure et celui-ci prend place dans la pile après avoir été pré-refroidi. (6) environ une heure plus tard, après l'injection d'environ 1500 paquets, et le pré-refroidissement puis l'empilement de quelques $3 \cdot 10^9$ antiprotons, un coeur dense commence à se former dans la pile. (7) au bout de 30 heures, après injection de 60 000 paquets, environ 10^{11} antiprotons tournent en orbite dans la pile, la plupart concentrés dans le coeur. (8) on active alors des champs magnétiques pour extraire le coeur, ce qui fournit environ $6 \cdot 10^{10}$ antiprotons pour les expériences de collisions. Le résidu, de quelque $4 \cdot 10^{10}$ antiprotons, reste empilé dans l'anneau AA et est disponible pour commencer à former le coeur suivant. Après encore 24 heures, le second coeur de $6 \cdot 10^{10}$ antiprotons sera refroidi et prêt pour l'injection. Dans tous les schémas, la partie interne de l'anneau est à droite.

où :

$N_p (N_p^-)$ est le nombre total des protons (antiprotons) ;

(n_p) est le nombre des paquets qui se croisent dans la zone expérimentale considérée ;

$\epsilon_x (\epsilon_y)$ est l'émittance horizontale (verticale) ;

$\beta_x^* (\beta_y^*)$ est la valeur du paramètre β horizontal (vertical) dans la région d'intersection ;

f est la fréquence de rotation des particules.

Pour obtenir une haute luminosité, le nombre des particules doit être grand et les dimensions du faisceau ($\sqrt{\epsilon_x \beta_x^* \epsilon_y \beta_y^*}$) petites. D'autre part l'interaction faisceau-faisceau limite le nombre de particules par paquet (N_p/n_p ou N_p^-/n_p^-) que l'on peut stocker et limite donc la luminosité maximale. Les paramètres qui optimisent la luminosité sont indiqués dans la table II.

Les paquets de protons et d'antiprotons sont accélérés par 2 systèmes de radiofréquence au rythme de 40 GeV/sec. A 270 GeV/c le système de refroidissement permet le fonctionnement du SPS en continu. Dans les zones expérimentales, des quadrupôles spéciaux permettent de diminuer les valeurs de β jusqu'à des valeurs $\beta_x^* = 1$ m, $\beta_y^* = 2$ m avec une augmentation notable de la luminosité.

Pour pouvoir maintenir les faisceaux pendant un temps suffisamment long, le vide du SPS a été abaissé à environ $2 \cdot 10^{-9}$ Torr, tandis que dans les zones expérimentales il atteint 10^{-10} Torr, pour diminuer les interactions faisceau-gaz.

1.2.4 - FONCTIONNEMENT INITIAL DU SYSTEME $\bar{p}p$ ET AMELIORATIONS PREVUES

Pendant le fonctionnement initial du système $\bar{p}p$, la luminosité maximale obtenue dans l'anneau de collision a été $3 \div 5 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans la configuration à faible β , avec un paquet d'antiprotons contre un paquet de protons. Cette valeur de L est environ 500 fois plus basse

Energie	270 + 270 GeV
Energie équivalente dans un accélérateur	160 TeV
Nombre de paquets de $p(\bar{p})$	6
Séparation des paquets en temps	3,8 μ sec
Luminosité maximale	$1 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Probabilité de colli- sion dans un croise- ment de deux paquets :	
i) Faisceau-faisceau	$\approx 0,23$
ii) Faisceau-gaz	$1-4 \times 10^{-3}$
Vie moyenne de la luminosité	~ 8 heures
Diffusion en impulsion dans chaque paquet	5×10^{-4}

TABLE II

Paramètres du SPS, $\bar{p}p$ collisionneur

que celle prévue dans le projet, et cela est dû à plusieurs facteurs :

1) production des $\bar{p}$; dans le projet initial la section efficace de production de $\bar{p}$ a été surévaluée d'un facteur 2.

2) le nombre de $\bar{p}$ accumulés dans l'anneau d'accumulation est plus petit que celui prévu d'environ un facteur 10. Un facteur 2 provient de la production, le facteur 5 restant est le facteur "manquant" de la fig. 5.

Ce facteur 5 est dû aux problèmes dans la concentration des $\bar{p}$, par la corne magnétique, dans l'efficacité du système de transport et de l'injection dans l'anneau d'accumulation et dans le fonctionnement de l'ensemble du système de refroidissement de l'AA. Il est intéressant de noter (fig. 5) que le facteur manquant ne dépend pas du nombre de $\bar{p}$ présents dans l'anneau ; il vaut environ $5 \div 6$ pendant tout le temps d'accumulation.

Une nouvelle lentille magnétique qui utilise une paire de cornes focalisante - défocalisante pour améliorer d'un facteur d'environ 2,2 l'efficacité du système actuel ⁽⁵⁾ est en cours d'étude.

3) L'efficacité du système de transport de l'AA vers le PS puis vers le SPS est d'environ 50 % et doit pouvoir être améliorée.

4) En faisant circuler dans le SPS 3 paquets d'antiprotons et 3 paquets de protons, on aura dans chacune des deux zones expérimentales 3 croisements de particules au lieu d'un et on espère ainsi multiplier la luminosité par un facteur 3.

5) Le fonctionnement faible β peut probablement être amélioré en diminuant encore les valeurs de β (amélioration espérée : un facteur 2)

I.3 - LA PHYSIQUE DU SPS ANNEAU DE COLLISION $\bar{p}p$

Diverses considérations, tant théoriques qu'expérimentales, portent à croire qu'à une énergie de l'ordre de 0,5 TeV dans le système du centre de masse, de nouveaux processus fondamentaux peuvent être observés. Ces considérations sont basées sur les développements des modèles

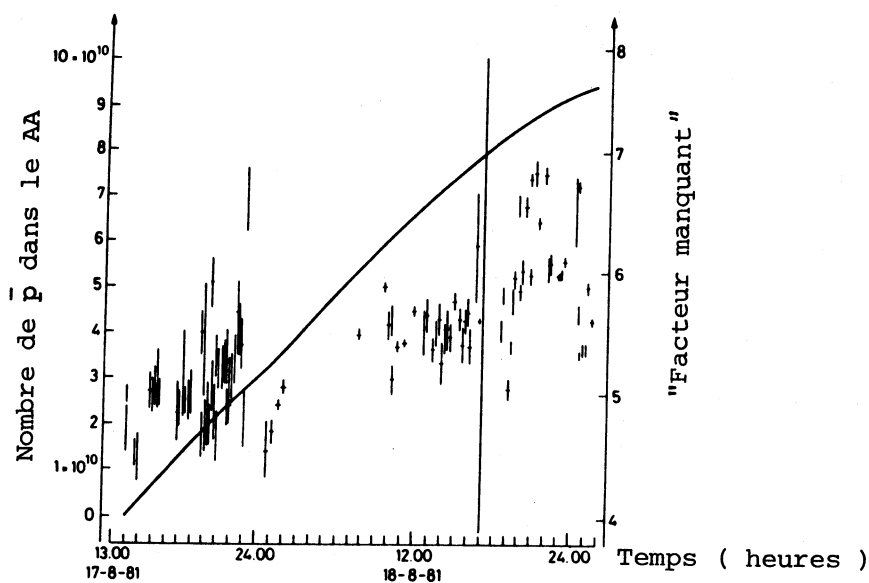


Fig. 5 : Performance du AA pendant Août 1981

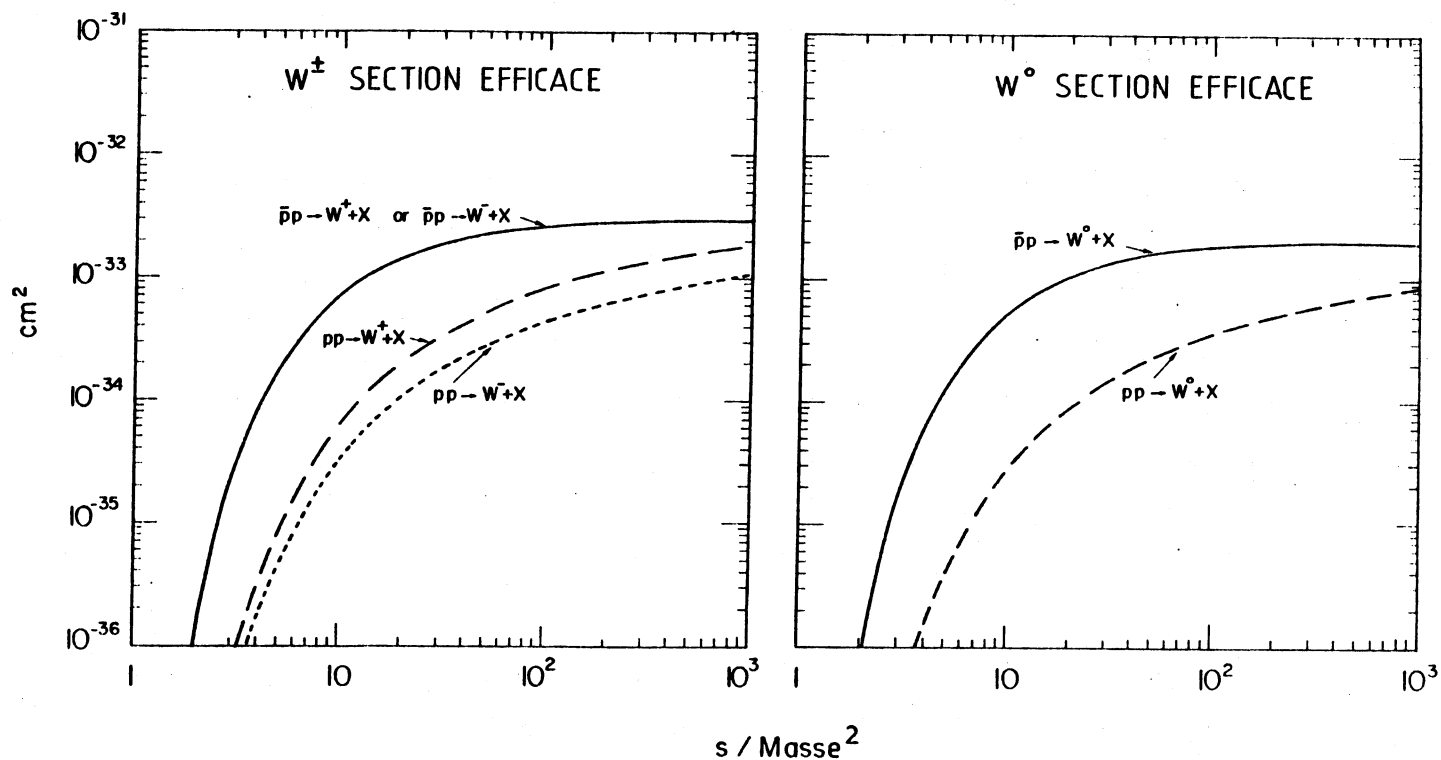


Fig. 6 : Section efficace de production de $W^{\pm}$, W^0 en collision $\bar{p}p$, selon la prédiction du modèle de quark, en fonction de la masse M . ($\sqrt{s}$ est l'énergie dans le c.m.).

théoriques (surtout les théories des champs), sur l'extrapolation des résultats obtenus aux ISR, au FNAL et au SPS et des observations effectuées sur des rayons cosmiques.

Les théories de jauge ont ouvert la perspective de l'unification des interactions électromagnétiques et faibles. Une vérification décisive de la théorie unifiée de Weinberg et Salam⁽²³⁾ consiste dans la détection des 3 bosons vecteurs responsables de l'interaction faible prévues par la théorie, dont la masse est environ 80 GeV.

A l'énergie du SPS - version $\bar{p}p$ la production des bosons massifs devrait intervenir dans l'annihilation quark-antiquark (processus de Drell-Yan). La section efficace de production prévue étant de l'ordre du nanobarn (fig. 6) et compte tenu du type de désintégration étudié, ces bosons peuvent être détectés dans un temps raisonnable (environ 500 h) avec la luminosité prévue pour la machine. L'importance d'une éventuelle découverte des bosons intermédiaires faibles vient de ce qu'ils constituent pour le champ faible, l'analogue du photon pour le champ électromagnétique.

Une caractéristique importante de la théorie de jauge est le fait que la masse des bosons de jauge est obtenue en utilisant le mécanisme de Higgs⁽¹¹⁾ et ceci avec l'introduction d'un ou plusieurs bosons scalaires massifs. Dans le modèle minimal de Weinberg-Salam, un seul boson de Higgs neutre est nécessaire, mais sa masse n'est pas prédite avec précision. Si on arrive à trouver les bosons intermédiaires, la recherche du boson de Higgs présente un grand intérêt ; il est possible que l'énergie disponible au SPS soit suffisante pour le mettre en évidence.

La physique hadronique (dite "log s") mérite une étude particulière à l'énergie du SPS - version $\bar{p}p$. Les extrapolations des données provenant des ISR et FNAL prévoient des grands changements de la section efficace et des caractéristiques de l'événement moyen (multiplicités, corrélations, etc...). La fig. 7 montre l'extrapolation de σ_{TOT} en fonction de l'énergie⁽²⁹⁾, qui prévoit une croissance d'environ 50 % de la valeur obtenue aux ISR. La diffusion élastique $\bar{p}p$, la physique des corrélations entre particules, la physique du poméron et la physique diffractive méritent ainsi d'être étudiées à cette énergie.

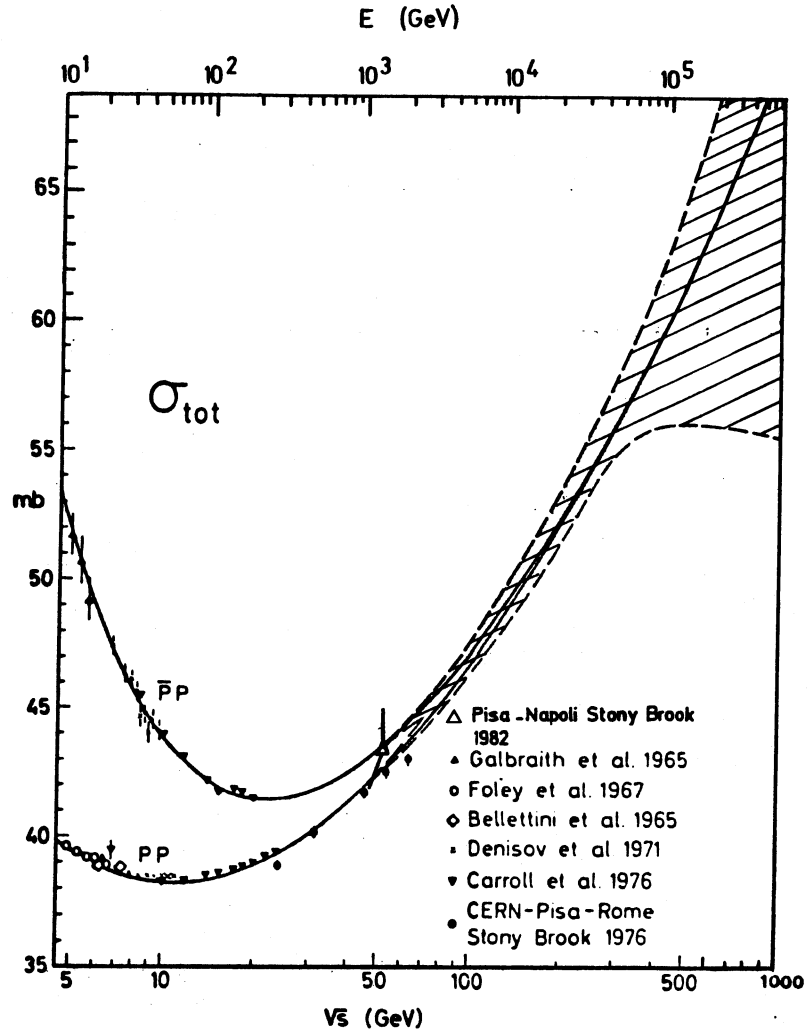


Fig. 7 : Extrapolation aux hautes énergies de la section efficace totale $\bar{p}p$ et $pp^{(29)}$

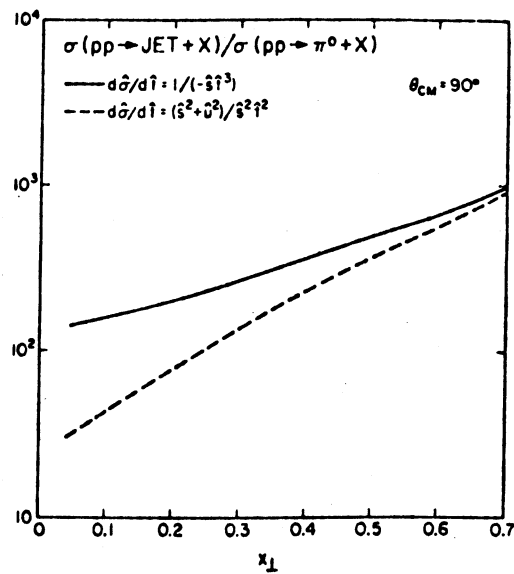


Fig. 8 : Prédiction théorique pour le rapport $\sigma(pp \rightarrow \text{jet} + X) / \sigma(pp \rightarrow \pi^0 + X)$ versus $x_1 = 2 p_T / \sqrt{s}$ à $\theta_{CM} = 90^\circ$; modèle de Field-Feynman (interaction quark-quark, ligne continue), modèle avec l'échange de gluons vectoriels (ligne discontinue)

L'intérêt de la physique hadronique à grande impulsion transverse est devenu de plus en plus grand, depuis qu'à SLAC ont été effectuées les premières expériences de diffusion inélastique et depuis que des modèles de partons ou de quarks ont été proposés avec succès. A l'heure actuelle il n'existe pas de données sur la production de particules secondaires à grand $p_{\perp}$ dans les collisions $\bar{p}p$. Par contre l'extrapolation des données pp aux ISR indique que des particules à grand $p_{\perp}$ ($p_{\perp} > 12$ GeV/c) peuvent être observés au SPS- $\bar{p}p$ dans un temps bref même à luminosité plus faible.

La production des jets à grand $p_{\perp}$, est probablement liée plus directement à la dynamique des quarks et des gluons, et au mécanisme de fragmentation du jet que la production de particules simples. Entre autres, la section efficace de production est beaucoup plus grande (fig. 8) que pour les particules simples de même $p_{\perp}$ et donc l'étude peut s'étendre jusqu'à des $p_{\perp}$ plus grands ; les taux de comptage prévus sont d'environ 250 jets/h avec $p_{\perp} > 20$ GeV à une luminosité d'environ $10^{29}/\text{cm}^2 \text{ sec}$. Un autre élément en faveur de la physique des jets hadroniques, est le fait que si les bosons existent, ils se décomposent avec une grande probabilité en jets hadroniques.

A l'énergie du SPS - $\bar{p}p$, il est possible de continuer la recherche des nouveaux mésons vecteurs, comme le J/ψ et le T qui peuvent indiquer la présence des nouveaux quarks associés à de nouveaux nombres quantiques ; ces mésons devraient être produits dans l'annihilation quark-antiquark (mécanisme de Drell-Yan) et détectés dans la désintégration en paires des leptons si la résolution en masse est suffisante.

Les résultats des expériences de rayons cosmiques indiquent la présence de nouveaux phénomènes dans les interactions hadroniques à une énergie $\gtrsim 1$ TeV dans le centre de masse. De très hautes multiplicités chargées et sans π^0 ont été observées⁽²⁶⁾, événements inexplicables avec les théories actuelles (événements Centauro, fig. 9a), et aussi anomalies dans le développement en cascades des particules dans l'air⁽²⁷⁾ (anomalie de Tien Shan, fig. 9b). Le nombre d'événements observés est faible et l'évaluation de l'énergie du seuil pour de tels effets est imprécise ; l'énergie du SPS- $\bar{p}p$ pourrait être au-dessus de la valeur de ce seuil.

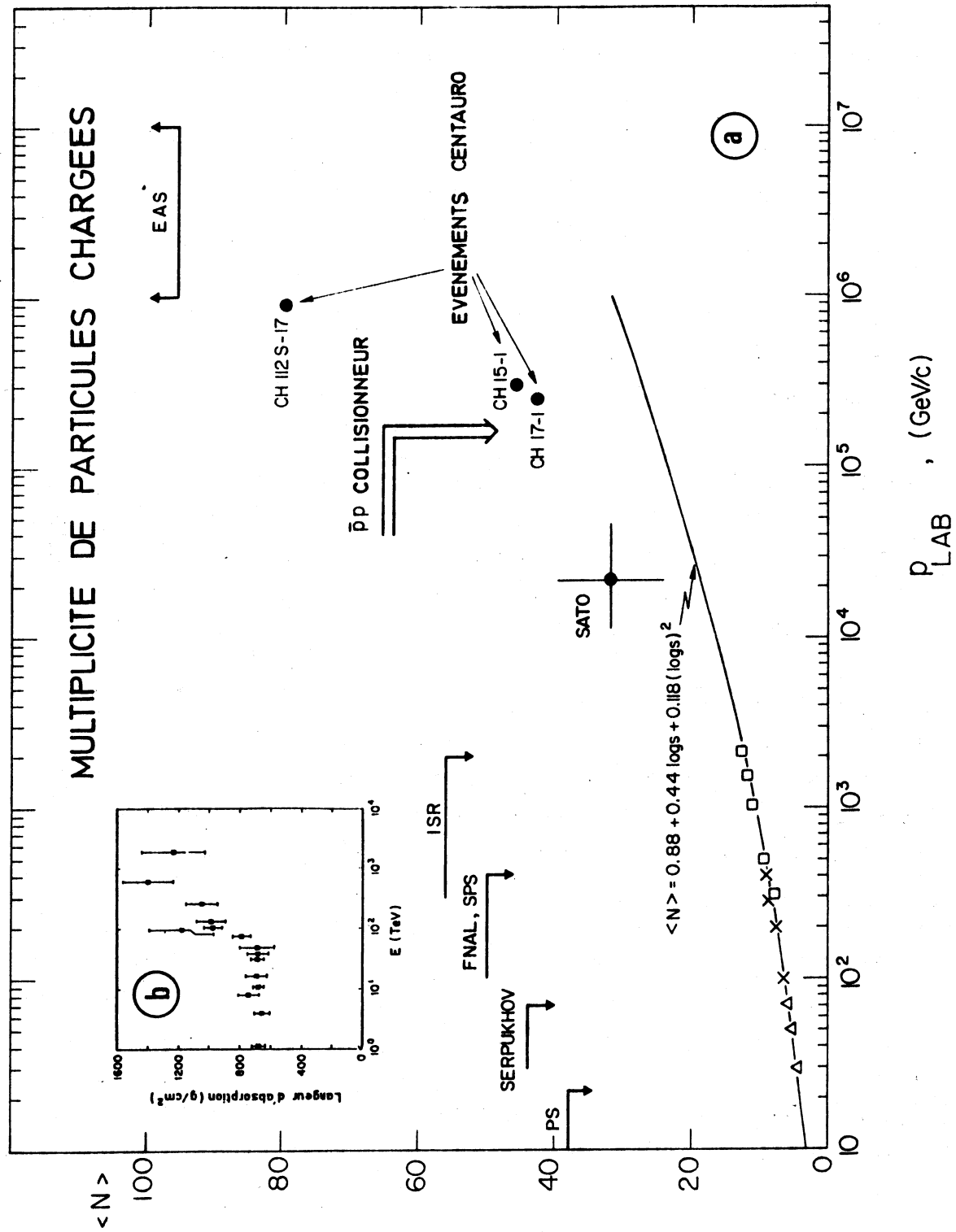


Fig. 9 : a) Multiplicités de particules chargées, expériences aux ISR et avec les rayons cosmiques
b) L'anomalie de Tien Shan

Etant donné la grande énergie disponible, on pourra peut-être mettre en évidence des phénomènes comme la production des particules nouvelles (quarks libres, nouvelles particules massives, etc...).

CHAPITRE II

L'EXPERIENCE UA2

II.1 - INTRODUCTION

L'expérience UA2 a pour but l'étude d'une grande partie de la physique au SPS version $\bar{p}p$. La recherche des bosons intermédiaires représente évidemment l'intérêt majeur et l'appareillage UA2 est particulièrement conçu pour ce type d'étude.

Ce chapitre décrit de manière détaillée la physique des bosons intermédiaires. Une description sur les autres domaines de physique peut être trouvée dans la proposition de la Collaboration UA2⁽²⁾.

II.2 - L'HYPOTHESE DES BOSONS INTERMEDIAIRES DANS LA THEORIE DES INTERACTIONS FAIBLES.

II.2.1 - LA THEORIE DE FERMİ ; LE LAGRANGIEN EFFECTIF DES INTERACTIONS FAIBLES

La comparaison entre les interactions faibles et les interactions électromagnétiques a été un repère permanent pour de nombreuses théories apparues après la découverte de la désintégration β ⁽⁸⁾. La théorie initiale de Fermi⁽⁹⁾ prévoit en fait un lagrangien effectif avec un terme d'interaction courant-courant :

$$L_I = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu J^\mu \quad (2.21.1)$$

(où G est la constante de Fermi environ $10^{-5}/m_p^2$) analogue à celui des interactions électromagnétiques du second ordre. Dans la théorie les courants sont pris au vertex, au même point de l'espace-temps (absence de propagateurs soit bosoniques soit fermioniques), à cause du court rayon d'action des interactions faibles.

Aux énergies atteintes aujourd'hui, les amplitudes relatives aux réactions faibles sont convenablement décrites par les éléments de matrice au premier ordre d'un lagrangien effectif du type de celui de Fermi :

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{lep}} + L_{\text{semi lep}} + L_{\text{non lep}} \quad (2.21.2)$$

où :

$$i) \quad L_{lep} = \frac{G}{\sqrt{2}} (j_{\mu}^{+} j^{-\mu} + \frac{1}{2} j_{\mu}^0 j^{0\mu}) \quad (2.21.3)$$

décrit les réactions purement leptoniques, comme la désintégration μ :

$$\begin{aligned} \mu^{-} &\rightarrow e^{-} + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e \\ \mu^{+} &\rightarrow e^{+} + \bar{\nu}_{\mu} + \nu_e \end{aligned} \quad (2.21.4)$$

ou la diffusion lepton-lepton :

$$\begin{aligned} e^{\pm} + e^{\pm} &\rightarrow e^{\pm} + e^{\pm} \text{ (faible)} \\ \nu_e + e^{-} &\rightarrow \nu_e + e^{-} \\ \nu_{\mu} + e^{-} &\rightarrow \nu_e + \mu^{-} \\ \bar{\nu}_e + e^{-} &\rightarrow \bar{\nu}_e + e^{-} \end{aligned} \quad (2.21.5)$$

Dans (2.21.3) les courants j_{μ}^{-} , j_{μ}^{+} , j_{μ}^0 s'écrivent :

$$\begin{aligned} j_{\mu}^{-} &= i \sum_{\ell} \psi_{\ell}^{+} \gamma_4 \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_{\ell}} \\ j_{\mu}^{+} &= i \sum_{\ell} \psi_{\nu_{\ell}}^{+} \gamma_4 \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_{\ell} \\ j_{\mu}^0 &= i \sum_{\ell} [\psi_{\nu_{\ell}}^{+} \gamma_4 \gamma_{\mu} g_v (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_{\ell}} \\ &\quad + \psi_{\ell}^{+} \gamma_4 \gamma_{\mu} (g_v + g_a \gamma_5) \psi_{\ell}] \end{aligned} \quad (2.21.6)$$

où la somme s'étend aux trois leptons chargés connus $\ell = e, \mu, \tau$; g_o , g_v et g_a sont des constantes réelles, sans dimension et les indices $+$, $-$, o indiquent l'échange de charge électrique du courant leptonique au vertex ;

$$ii) \quad L_{semi lep} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[J_{\mu}^{+} j^{-\mu} + J_{\mu}^{-} j^{+\mu} + J_{\mu}^0 j^{0\mu} \right] \quad (2.21.7)$$

est le lagrangien phénoménologique qui décrit les réactions semi-leptoniques comme la désintégration en 2 leptons des mésons π et K :

$$\pi^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} + \nu_{\ell} \text{ (ou } \bar{\nu}_{\ell}) \quad [\Delta S = 0] \quad (2.21.8)$$

$$K^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} + \nu_{\ell} \text{ (ou } \bar{\nu}_{\ell}) \quad [\Delta S = \pm 1]$$

ou la désintégration β ($\Delta S=0$, $\Delta Q=\pm 1$) $n \rightarrow p e \bar{\nu}$, ou les désintégrations semi-leptoniques de mésons ou hyperons ($\Delta S = \pm 1$, $\Delta S = \Delta Q$). Dans (2.21.7) le courant $J_{\mu}^{\pm o}$ est l'analogie des formules (2.21.6) pour les courants hadroniques ;

$$\text{iii) } L_{\text{non lep}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left(J_{\mu}^{+} J^{-\mu} + 1/2 J_{\mu}^o J^{o\mu} \right) \quad (2.21.9)$$

décrit les réactions purement hadroniques comme :

$$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0$$

$$K_S^0 \rightarrow 2\pi$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^{-} \quad (2.21.10)$$

Les équations (2.21.3), (2.21.7) et (2.21.9) permettent de réécrire le Lagrangien effectif (2.21.2) sous la forme :

$$L_{\text{eff}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[\left(J_{\mu}^{+} + j_{\mu}^{+} \right) \left(J^{-\mu} + j^{-\mu} \right) + 1/2 \left(J_{\mu}^o + j_{\mu}^o \right) \left(J^{o\mu} + j^{o\mu} \right) \right] \quad (2.21.11)$$

Les éléments de matrice de (2.21.11) à l'ordre le plus bas donnent directement les amplitudes relatives aux réactions étudiées ; aux ordres plus élevés on obtient des quantités généralement divergentes qui doivent être négligées en accord avec l'idée générale du lagrangien effectif.

11.2.2 - L'HYPOTHESE DES BOSONS INTERMEDIAIRES

La ressemblance entre les interactions faibles et les interactions électromagnétiques a été confirmée vers la fin des années 40 par la découverte de l'universalité de la constante de Fermi⁽¹⁰⁾ ; l'hypothèse d'existence d'un ou plusieurs bosons intermédiaires analogues faibles

du photon dans QED a donc été renforcée⁽¹¹⁾. Toutes les interactions faibles observées peuvent être interprétées comme des processus de second ordre, générées par l'émission et l'absorption d'un boson de masse élevée appelé W (weak) ; comme dans le cas du photon (γ) il existe une universalité dans les interactions W-matière, celles-ci étant décrites par une seule constante de couplage G. Si on fait l'hypothèse que cette constante est identique à la charge électrique on obtient une approximation de la masse du W :

$$m_W \sim \sqrt{\frac{G}{\alpha}} \approx 30 \text{ GeV} \quad (2.22.1)$$

Une limite supérieure pour m_W peut être obtenue en utilisant le raisonnement suivant⁽¹²⁾. Aux très grandes énergies, L_{eff} (2.21.11) ne respecte plus l'unitarité. Par exemple la réaction :

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^- \quad (2.22.2)$$

a la section efficace suivante :

$$\sigma = \frac{4}{\pi} (Gk)^2 \quad (2.22.3)$$

où k est l'impulsion du neutrino dans le système du centre de masse. Pour l'unitarité :

$$\sigma \leq \frac{\pi}{2k^2} \quad (2.22.4)$$

on obtient de la relation (2.22.3) :

$$k \leq \left(\frac{\pi}{2\sqrt{2}G} \right)^{1/2} \sim 300 \text{ GeV} \geq m_W \quad (2.22.5)$$

et donc pour des moments transférés plus grands (distances plus petites) L_{eff} doit être modifié. La façon la plus simple consiste en l'introduction d'un boson intermédiaire de masse élevée avec un propagateur qui rend la théorie "non locale" au sens de la théorie de Fermi ; sa masse se situe donc dans l'intervalle : $30 \leq m_W \leq 300 \text{ GeV}$.

11.2.3 - LE MODELE UNIFIE DES INTERACTIONS FAIBLES ET ELECTROMAGNETIQUE (QEWd)

L'introduction des bosons intermédiaires provient de la construction de la théorie de jauge unifiée des interactions faibles et électromagnétiques. Une caractéristique très importante d'une théorie unifiée est qu'elle puisse être renormalisée, c'est à dire qu'il soit possible d'éliminer les quantités infinies qui apparaissent dans les calculs lorsqu'on tient compte des termes d'ordre plus élevé ; les théories invariantes de jauge peuvent être renormalisées ^{(11) (13)}.

Une transformation de jauge consiste à changer la phase de la fonction d'onde : $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$. Cette phase n'est pas mesurable. Toute observable s'exprimant sous la forme :

$$\langle 0 | = \int \psi^* \psi \quad (2.23.1)$$

une transformation de jauge ne doit pas modifier les prédictions de la théorie.

La condition d'invariance de jauge oblige à modifier en général la densité de lagrangien en introduisant de nouveaux termes qui décrivent des champs sans masse. Les champs de jauge correspondent aux "quanta" qui transportent l'interaction ; dans QED les champs de jauge correspondent au photon.

Dans le cas des interactions faibles la situation se complique parce que les bosons faibles doivent avoir une masse de quelques dizaines de GeV. Le mécanisme de Higgs permet de résoudre ce problème ⁽¹⁴⁾ ; il consiste en l'introduction d'un champ scalaire ϕ qui interagit avec le champ de jauge de la façon suivante :

$$L_I = g A^\mu A_\mu \phi \quad (2.23.3)$$

Le terme (2.23.3) est invariant de jauge. Si le champ scalaire ϕ a une valeur moyenne du vide différente de zéro :

$$\begin{aligned} \phi &= \lambda + \tilde{\phi} \\ \langle 0 | \tilde{\phi} | 0 \rangle &= 0 \\ \langle 0 | \phi | 0 \rangle &= \lambda \end{aligned} \quad (2.23.4)$$

la relation (2.23.3) devient :

$$L_I = g \lambda A^\mu A_\mu + g A^\mu A_\mu \not{\phi} \quad (2.23.5)$$

Le premier terme de la relation (2.23.5) est un terme de masse pour le champ de jauge :

$$M_W = \sqrt{\lambda} \quad (2.23.6)$$

et le problème de génération de masse est résolu dans le cadre d'une théorie invariante de jauge. Le mécanisme de Higgs présente une brisure spontanée de symétrie (les masses des bosons ne sont plus égales).

Weinberg et Salam⁽¹⁵⁾ ont imaginé un modèle non abélien, invariant de jauge, pour les interactions électro-faibles, avec des bosons de masse non nulle. Le groupe de jauge choisi pour ce modèle est la composition de deux groupes de symétrie, $SU(2) \otimes U(1)$, correspondants aux interactions faibles et électromagnétiques. Les bosons de jauge correspondent aux générateurs de ces groupes, il existe un triplet (W^+ , W^- , Z^0) pour $SU(2)$ et un singlet (γ) pour $U(1)$. Dans le modèle de W.S. le neutrino et le lepton d'hélicité correspondants forment un doublet dans l'espace d'isospin faible ($SU(2)$), tandis que le lepton à hélicité droite appartient à un singlet d'isospin :

$$\begin{aligned} T_3 = +1/2 & \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \\ T_3 = -1/2 & \quad \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \\ T = T_3 = 0 & \quad e^-_R \quad \mu^-_R \quad \tau^-_R \end{aligned} \quad (2.23.6)$$

Les courants leptoniques faibles (2.21.6) peuvent être écrits sous la forme :

$$j_\mu(x) = \sum_\ell \psi_\ell^\dagger(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_\ell}(x) = 2 \bar{L}(x) \gamma_\mu \tau_- L(x) \quad (2.23.7)$$

où :

$$L(x) = \frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_L \quad (2.23.8)$$

et τ sont les matrices de Pauli, tandis que les courants leptoniques électromagnétiques j_μ^{el} sont :

$$j_{\mu}^{el} = \sum_{\ell} \bar{\psi}_{\ell} (x) \gamma_{\mu} \psi_{\ell} (x) = 1/2 \left(\bar{L} \gamma_{\mu} L - \bar{L} \gamma_{\mu} \tau_3 L \right) + \bar{R} \gamma_{\mu} R \quad (2.23.9)$$

où :

$$R = \frac{1-\gamma_5}{2} \psi_{\ell} \quad (2.23.10)$$

Le lagrangien d'interaction s'écrit donc :

$$L_I = \frac{g}{2} \bar{L} \gamma_{\mu} \vec{\tau} L \vec{A}^{\mu} + g' \left[1/2 \bar{L} \gamma_{\mu} L + \bar{R} \gamma_{\mu} R \right] B^{\mu} \quad (2.23.11)$$

Dans la relation (2.23.11) les constantes de couplage g et g' pour le terme de triplet et de singlet sont arbitraires ; le rapport de ces constantes qui ne peut être déterminé qu'expérimentalement, est la tangente de l'angle de W.S. (θ_w). Les relations entre les 4 champs de jauge introduits dans (2.23.11), et les champs physiques sont :

$$\begin{aligned} W_{\mu}^{\pm} (x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(A_{\mu}^1 (x) \pm i A_{\mu}^2 (x) \right) \\ A_{\mu}^3 (x) &= \cos \theta_w Z_{\mu} - \sin \theta_w A_{\mu} \\ B_{\mu} (x) &= \sin \theta_w Z_{\mu} + \cos \theta_w A_{\mu} \end{aligned} \quad (2.23.12)$$

Appliquant au lagrangien de W.S. le mécanisme de Higgs, on a la brisure spontanée de symétrie pour $SU(2)$, les bosons faibles acquièrent une masse, tandis que le photon reste sans masse et la symétrie de $U(1)$ n'est pas rompue ; il résulte de la théorie l'existence d'une nouvelle particule scalaire, de masse non nulle, le boson de Higgs.

Une prédiction importante de la théorie de W.S. est celle concernant la masse des bosons intermédiaires ; on obtient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{M_w}{M_z} &= \cos \theta_w \\ \frac{G}{\sqrt{2}} &= \frac{e^2}{8M_w^2 \sin^2 \theta_w} \end{aligned} \quad (2.23.13)$$

La relation (2.23.13) est très importante : on voit que le cosinus de l'angle de W.S. est le rapport entre la masse du boson chargé et celle

du boson neutre. Les équations (2.23.13) permettent de calculer M_W et M_Z en fonction de l'angle de Weinberg (fig. 11). Le point correspond à la valeur expérimentale de $|\sin \theta_W| \approx 0,47 \pm 0,2^{(16)}$.

Le modèle W.S. peut être appliqué aux courants hadroniques en introduisant les quarks, particules de charge fractionnaire qui constituent les hadrons. Le modèle généralisé de Glashow, Iliopoulos et Maiani (GIM)⁽¹⁷⁾ prévoit 6 espèces de quarks, u, d, s, c, t et b sont les nombres quantiques sont indiqués dans la fig. 12. Dans la théorie de GIM généralisée les quarks sont groupés comme dans la relation (2.23.6) :

$$\begin{aligned} T_3 &= 1/2 & \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \\ T_3 &= -1/2 & & & \\ T &= T_3 = 0 & u_R & d_R & c_R & s_R & t_R & b_R \end{aligned} \quad (2.23.14)$$

et les courants leptoniques faibles et électromagnétiques pour les quarks s'écrivent d'une façon analogue aux relations (2.23.7) et (2.23.9). Dans la relation (2.23.14) les quarks de charge 1/3 sont mélangés (ceci est indiqué par d', s', b'), c'est-à-dire les courants ne sont pas formés avec d, s et b mais avec :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.23.15)$$

où M est la matrice de Kobayashi-Maskawa (KM)⁽¹⁸⁾, extension de l'angle de Cabibbo⁽¹⁹⁾.

II.3 - LE PROGRAMME EXPERIMENTAL DE LA COLLABORATION UA2

La collaboration UA2⁽²⁾ se propose d'étudier les phénomènes suivants :

- i) production et désintégration du $W^\pm$, soit en leptons, soit en hadrons, et les effets de violation de la parité dans la désintégration leptonique ;

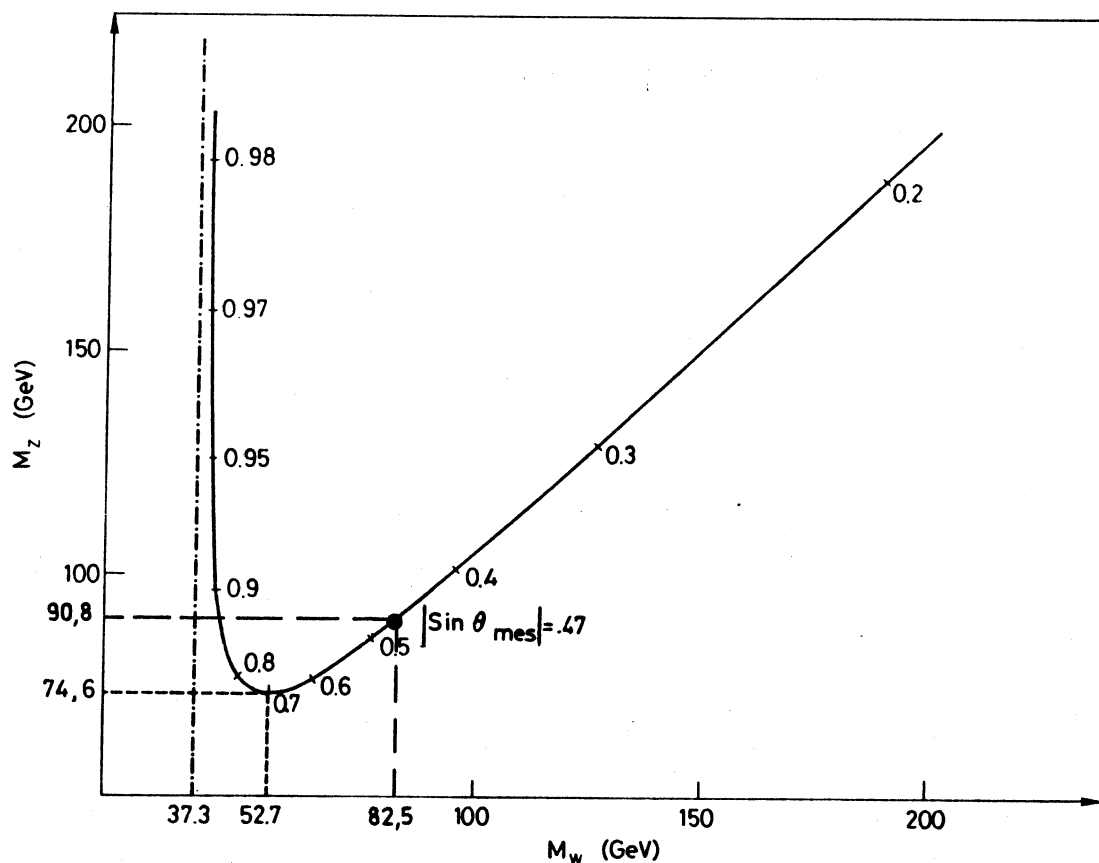


Fig. 11 : Les masses des bosons intermédiaires en fonction de l'angle de Weinberg et Salam
(d'après: Interactions faibles, J.M. Gaillard et al., édité par M.K. Gaillard et M.Nikolic, p. 321)

Quark	I	I_3	S	B	$Y=B+S$	$Q=I_3+Y/2$
u	1/2	1/2	0	1/3	1/3	2/3
d	1/2	-1/2	0	1/3	1/3	-1/3
s	0	0	-1	1/3	-2/3	-1/3

Quark	I	Q	Charme	Beauté	Vérité
c	0	2/3	1	0	0
b	0	-1/3	0	1	0
t	0	2/3	0	0	1

Fig. 12 : Les nombres quantiques des quarks

- ii) production et désintégration du Z^0 en e^+e^- ainsi qu'en hadrons ;
- iii) production inclusive des particules à grand angle couvrant la production des particules à grand p_t ;
- iv) événements anormaux, comme ceux observés dans les expériences avec des rayons cosmiques (événements Centauro⁽²⁰⁾) ;
- v) production de nouvelles particules stables possédant une charge fractionnaire ou entière.

Dans ce qui suit, ces sujets sont traités brièvement.

11.3.1 - PRODUCTION ET DESINTEGRATION DU $W^\pm$

La théorie⁽²¹⁾ nous suggère que les processus importants dans la production de $W^\pm$ par des collisions $p\bar{p}$ sont la fusion quark-antiquark :

$$\begin{aligned} \bar{d} + u &\rightarrow W^+ \\ \bar{u} + d &\rightarrow W^- \end{aligned} \quad (2.31.1)$$

où les quarks qui participent à la réaction sont tous de valence. Ce fait rend les interactions $\bar{p}p$ plus aptes que les interactions $p-p$ pour la production de $W^\pm$, parce que dans ces dernières l'antiquark doit être fourni par la mer.

La section efficace pour le processus

$$\bar{p} + p \rightarrow W^\pm + \dots \quad (\text{fig. 13})$$

est montrée dans la fig. 7, en fonction du paramètre s/M_W^2 . A $\sqrt{s} = 540$ GeV elle vaut $3 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$ (pour les deux bosons $W^\pm$) pour M_W environ 78 GeV.

Le rapport de branchement leptonique :

$$B_W = \frac{\Gamma(W \rightarrow e\nu)}{\Gamma(W \rightarrow \text{tout})} = \frac{\Gamma(W \rightarrow \mu\nu)}{\Gamma(W \rightarrow \text{tout})} \quad (2.31.3)$$

vaut $B_W = 0,125$ pour la théorie actuelle avec 3 doublets de quarks et 3 doublets de leptons.

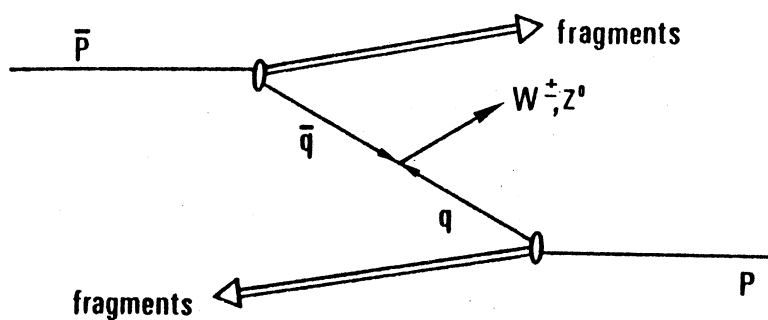


Fig. 13 : Le processus $\bar{p} + p \rightarrow W^{\pm} + \dots$
 $\bar{p} + p \rightarrow Z^0 + \dots$

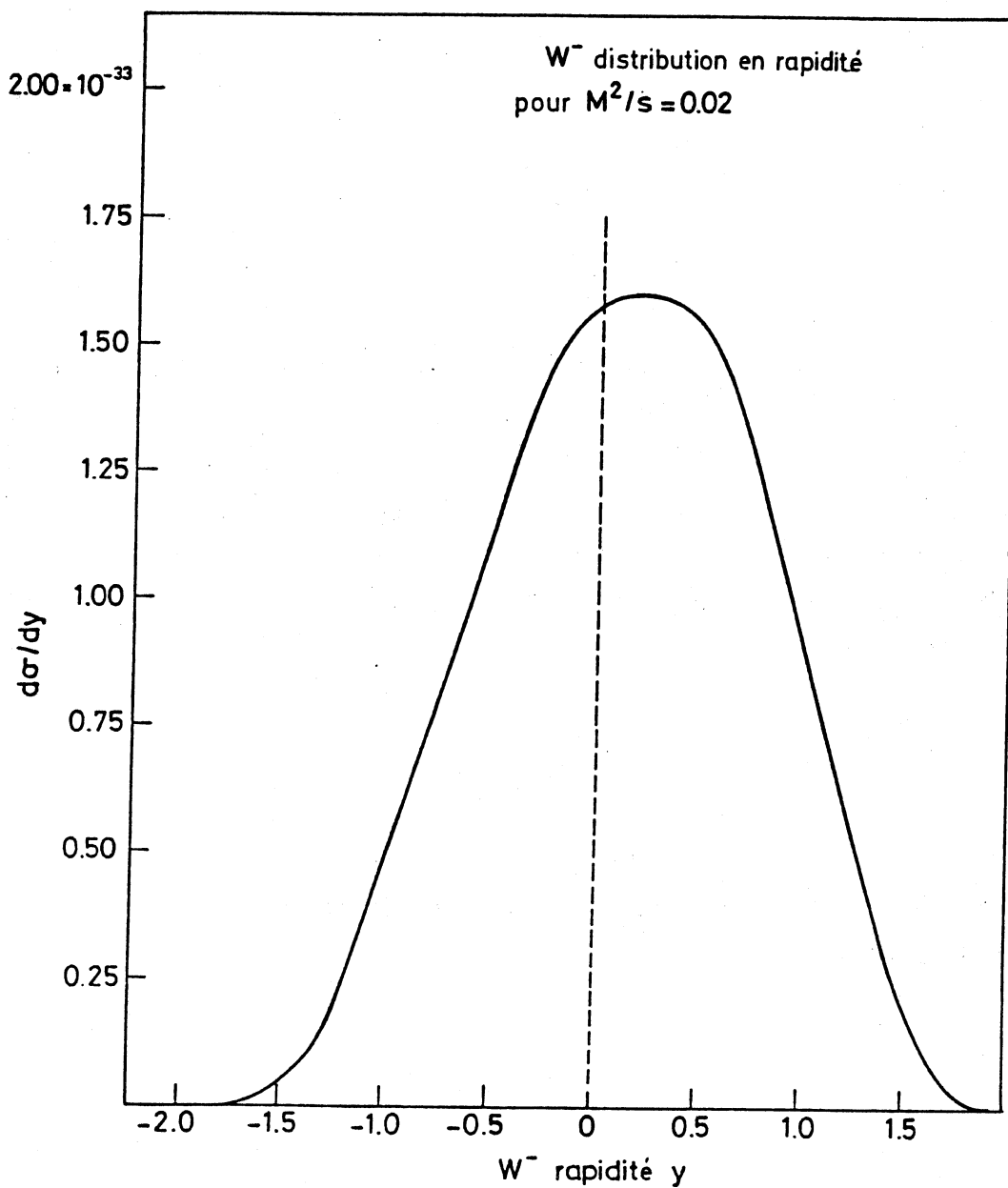


Fig 14 : Distribution en rapidité du W^-

La désintégration $W^+ \rightarrow u\bar{d}$, $W^+ \rightarrow u\bar{s}$, etc, apparaît comme deux jets hadroniques, opposée l'un à l'autre dans le centre de masse du $W^\pm$; ces jets sont caractérisés par des particules secondaires avec un moment transversal limité et une distribution de rapidité uniforme par rapport à l'axe du jet.

La fig. 14 montre la distribution en rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}}$ des $W^\pm$, $y > 0$ correspond à la direction du mouvement des antiprotons. La courbe pour le W^+ est symétrique par rapport à $y = 0$ de celle de W^- . Le maximum de la courbe n'est pas centré à zéro à cause de la distribution différente en moment des quarks u , d , $\bar{u}$, $\bar{d}$ à l'intérieur des nucléons incidents⁽²²⁾. Si le $W^\pm$ est produit avec une hélicité $\epsilon = \pm 1$, la distribution angulaire du lepton (e^- pour le W^- , et ν pour le W^+) s'écrit : $\frac{dn}{d\cos\theta} \propto (1 - \epsilon \cos \theta)^2$, où θ est l'angle du lepton avec l'impulsion du $W^\pm$ dans le centre de masse du $W^\pm$. Comme le couplage W_{qq} est du type V-A, le W est produit avec hélicité $\epsilon = -1$ si l'impulsion du quark dépasse l'impulsion de l'anti-quark, et avec $\epsilon = +1$ dans le cas contraire. La table III montre l'hélicité des bosons W^+ et W^- , ($y > 0$ correspond à la direction des $\bar{p}$). La conséquence de ce fait est la grande asymétrie dans la distribution des leptons chargés avec un excès de e^- dans l'hémisphère $y < 0$ et d'un excès analogue de e^+ dans l'hémisphère $y > 0$. La fig. 16 montre l'asymétrie en fonction de l'angle θ des $e^\pm$. Ce phénomène peut être étudié seulement si le signe de la charge du lepton est identifié. C'est pour cela que dans les zones angulaires $20^\circ < \theta < 40^\circ$ et $140^\circ < \theta < 160^\circ$ le dispositif expérimental UA2 comprend 2 toroïdes pour la mesure de la charge des particules.

11.3.2 - PRODUCTION ET DESINTEGRATION DU Z^0

Dans ce cas les processus élémentaires sont : $\bar{u}u \rightarrow Z^0$, $\bar{d}d \rightarrow Z^0$. La fig. 6 montre la prévision pour la section efficace de production pour ce processus :

$$\bar{p} + p \rightarrow Z^0 + \dots \text{ (fig. 13)}$$

	$y > 0$	$y < 0$
w^+	- 1	+ 1
w^-	+ 1	- 1

TABLE III

Hélicité du w^+ et w^- dans la réaction $\bar{p} + p \rightarrow w^+ + \dots$

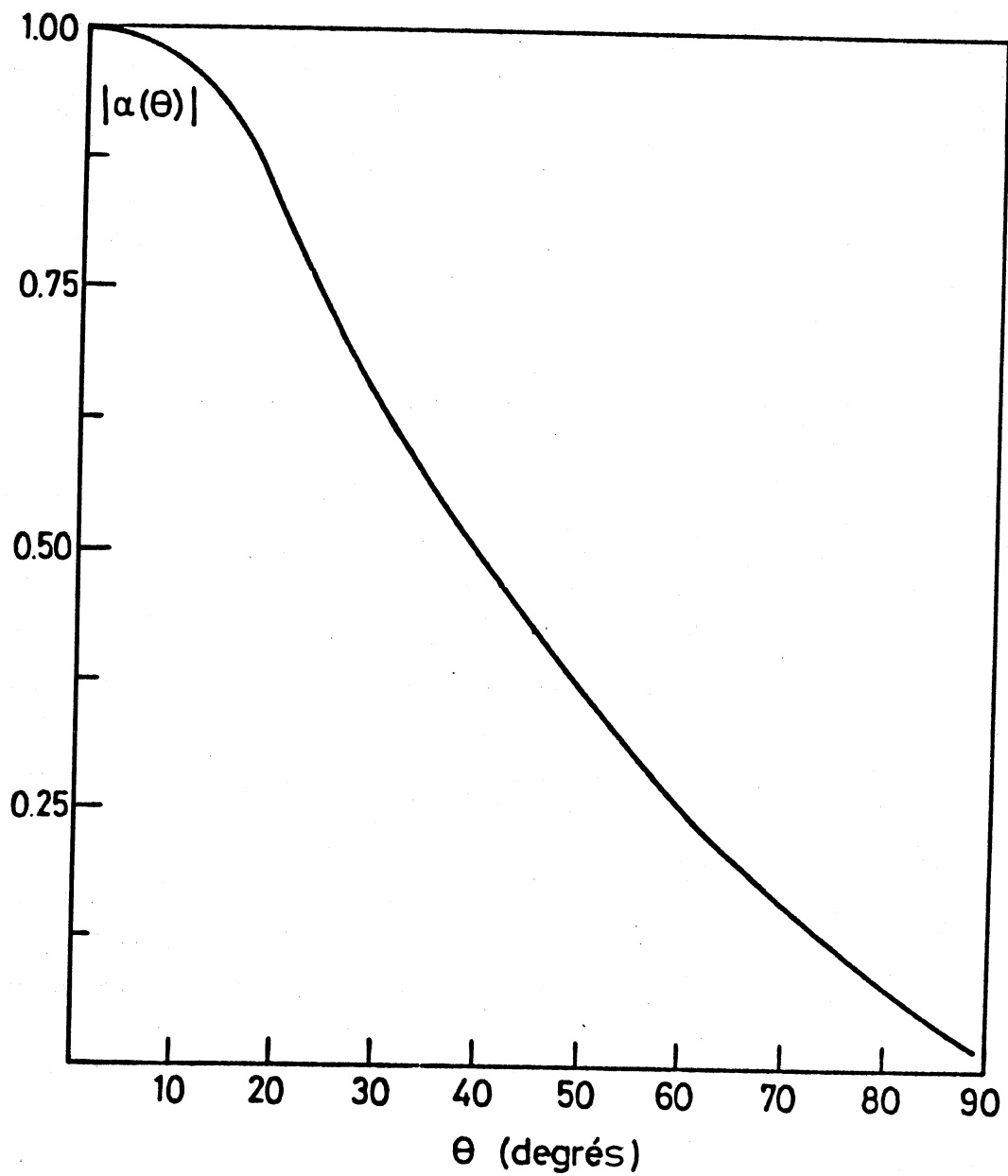


Fig. 16 : Asymétrie e^+e^- en fonction de l'angle θ

en fonction de s/M_Z^2 . Pour $\sqrt{s} = 540$ GeV sa valeur est $1,9 \cdot 10^{-33}$ cm² pour $M_Z = 89$ GeV. Le rapport de branchement de la désintégration en leptons chargés :

$$B_Z = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{tout})} = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{tout})} \quad (2.32.2)$$

vaut environ 0,03 dans le modèle de Weinberg-Salam avec 6 quarks⁽²³⁾ et $\sin^2 \theta_w = 0,23$. Avec les corrections radiatives, la largeur totale de Z^0 pour une masse $M_Z = 89$ GeV, est environ 2,4 GeV.

Pour les masses appartenant à l'intervalle 50-150 GeV, l'appareillage proposé (par. II.4) peut détecter la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ dans la plus grande partie de l'angle solide, avec une bonne résolution en masse. Comme dans le cas de la désintégration $W^\pm \rightarrow$ hadrons, dans la désintégration $Z^0 \rightarrow$ hadrons l'état final se compose de 2 jets de hadrons émis dans des directions opposées dans le centre de masse du Z^0 et avec les propriétés décrites dans le paragraphe II.3.1.

II.3.3. - PRODUCTION INCLUSIVE DE PARTICULES A GRAND ANGLE

L'appareillage proposé contient un spectromètre magnétique adapté pour l'étude de la production inclusive des particules dans un grand intervalle $P_\perp$. Actuellement il n'existe pas de données sur la production de secondaires à haute impulsion transversale, dans les interactions $\bar{p}p$. L'extrapolation des données pp des ISR indique qu'on devrait pouvoir mesurer le spectre de particules jusqu'à un $p_\perp$ de 12-15 GeV/c en un temps raisonnable. En ce qui concerne les jets à grands $p_\perp$ on prévoit de grandes sections efficaces de production⁽²⁴⁾.

Enfin, grâce à une couverture complète en azimuth et un relativement grand intervalle de rapidité accepté ($|\Delta y| < 2$), l'appareillage est adapté à l'étude des corrélations, tant en azimuth qu'en rapidité, pour les événements contenant des particules à grand $P_\perp$.

II.3.4 - PRODUCTION DES JETS HADRONIQUES

Il y a beaucoup de modèles qui prédisent la production de jets à grands $p_\perp$ comme résultat des collisions dures entre constituants

élémentaires des nucléons. Les données⁽¹⁵⁾ indiquent que les jets à grands $P_{\perp}$ sont produits dans les collisions $\bar{p}p$, avec une section efficace de production de 2 ordres de grandeur plus grande que celle de la production d'une seule particule avec le même $p_{\perp}$. L'appareillage peut étudier les propriétés globales de ces jets dans l'intervalle de rapidité de ± 1 unité et sous tout azimut.

Le calorimètre hadronique utilisé dans ce but permet d'obtenir un déclenchement propre pour ces événements et en même temps offre la possibilité d'étudier la présence des jets qui équilibrent le jet primaire, et les corrélations angulaires des jets. La structure détaillée d'un jet peut être étudiée dans une zone limitée en azimut ($\Delta\theta = 30^\circ$) du spectromètre magnétique central.

11.3.5. - EVENEMENTS ANORMAUX ; PARTICULES NOUVELLES

Les expériences avec les rayons cosmiques⁽²⁰⁾ ont suggéré l'existence de nouveaux phénomènes à l'énergie du SPS - version $\bar{p}p$. Des événements caractérisés par un grand nombre de particules secondaires chargées mais sans photons (π^0) ont été observés ainsi qu'un développement anormal dans les cascades de particules dans l'air. Ces événements semblent indiquer un seuil à P_{lab} environ 100 TeV ($\sqrt{s}$ environ 400 GeV). Au dessus du seuil ces événements anormaux devraient représenter une fraction importante de la section efficace non-élastique et pourraient être observés avec l'appareillage UA2.

La recherche de particules nouvelles stables, peut être effectuée avec le spectromètre magnétique à grand angle ; des compteurs à scintillation permettent de mesurer le dE/dx des particules chargées et donc de détecter la présence d'éventuelles particules de charge fractionnaire.

11.4 - L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

Le détecteur est particulièrement adapté pour l'observation des désintégrations leptoniques et hadroniques de bosons faibles, mais il est également possible d'étudier la physique hadronique. Etant donné la

nécessité d'obtenir un détecteur très compact (qu'il faut installer à 60 m de profondeur), il a été choisi de détecter les désintégrations électroniques plutôt que des désintégrations muoniques des $W^\pm$ et Z^0 . Les différents calorimètres électromagnétiques de l'expérience couvrent un angle solide voisin de 4π .

Dans ce qui suit, on décrit brièvement la structure du détecteur. La fig. 17 montre une coupe du détecteur ; la fig. 18 est une vue en perspective du détecteur où l'on voit clairement les différentes parties et notamment le spectromètre avant-arrière.

Le calorimètre central est constitué d'une partie électromagnétique (EM) et d'une partie hadronique qui couvre des angles polaires θ compris entre 40° et 140° et la totalité de l'angle azimutal. Le calorimètre est composé de 24 tranches "d'orange" de 10 cellules ; chaque cellule couvre 15° en azimut et 10° en angle polaire. Le calorimètre électromagnétique contient 26 plaques de plomb d'épaisseur 3,5 mm et 26 plaques de scintillateur NE104 d'épaisseur 4 mm, pour un total de 17 longueurs de radiation.

Le calorimètre hadronique est divisé en 2 compartiments, H1 et H2, contenant respectivement 18 et 22 plaques de fer (épaisseur 15 mm) et de scintillateur (épaisseur 5 mm, PMMA + 10 % naphtalène + 1 % PDB + 0,01 % POPOP) pour un total de 4,5 longueurs d'absorption. La lumière est captée avec des guides de lumière en plexiglas dopé avec 80 mg de BBQ/litre. Chaque compartiment (EM, H1, H2) est lu avec 2 guides de lumière et 2 photomultiplicateurs. Le test avec des faisceaux de hadrons et d'électrons a montré que la résolution du calorimètre électromagnétique est $\sigma/\sqrt{E}$ environ 15 %, tandis que pour le calorimètre hadronique $\sigma/\sqrt{E}$ environ 54 % à 10 GeV et environ 60 % à 70 GeV.

Le spectromètre à grand angle occupe l'espace de 4 tranches du calorimètre. Un champ magnétique intégré de 1 Tesla est créé par 2 bobines, le fer du calorimètre servant de retour de champ. Le spectromètre contient 12 chambres à dérive, 2 hodoscopes de scintillateurs et un calorimètre en verre au plomb. Chaque chambre à dérive mesure $3,2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ et est composé de 128 fils sensibles, disposés en paires pour résoudre l'ambiguïté droite-gauche. La résolution spatiale (σ) est

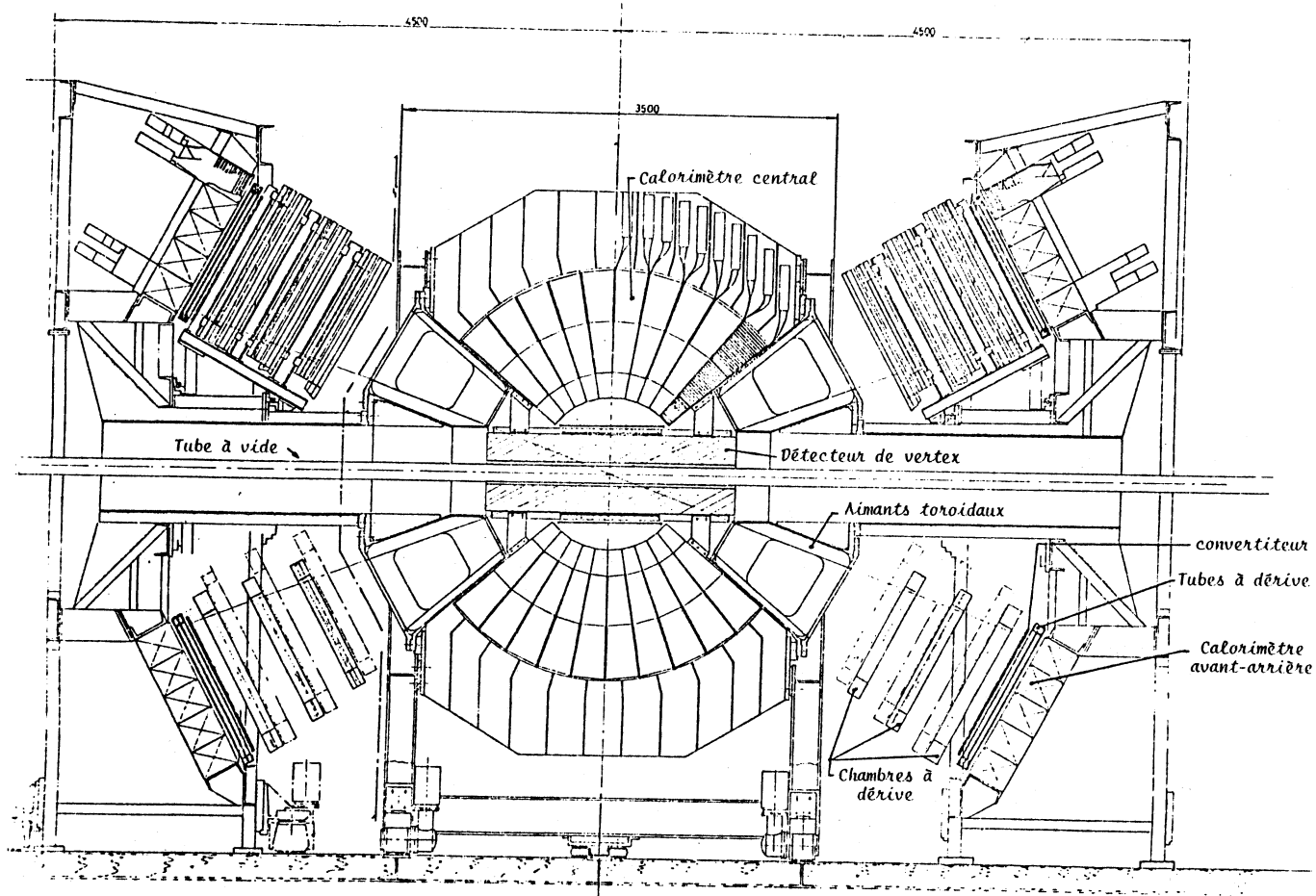


Fig. 17 : Plan de l'expérience UA2

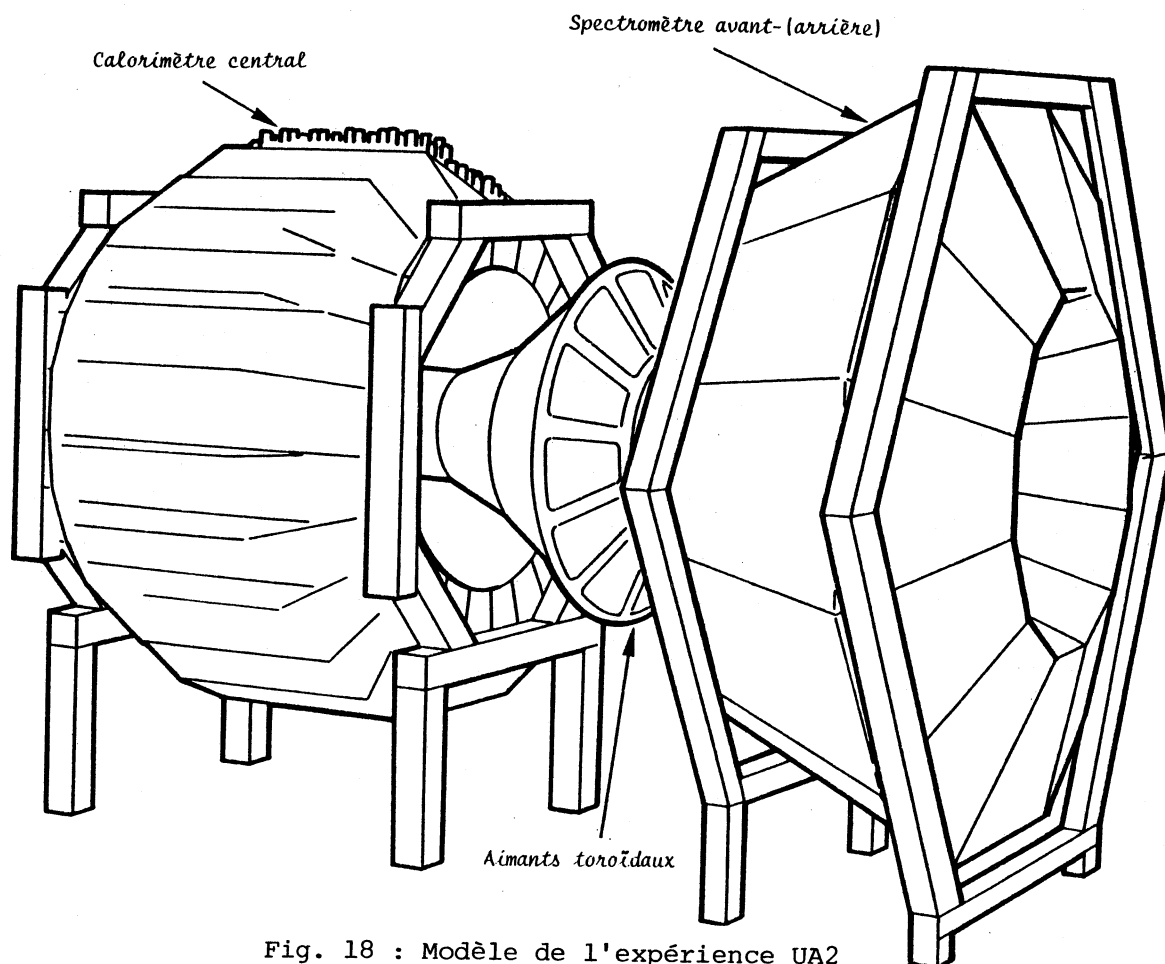


Fig. 18 : Modèle de l'expérience UA2

environ 150 μm . Compte tenu des précisions de mesure des chambres du détecteur de vertex et des chambres du spectromètre, on obtient une résolution en impulsion $\frac{\Delta p}{p} = 2 \cdot 10^{-2} p$ (p en GeV). Le premier hodoscope consiste en 28 scintillateurs, chacun lu par 2 photomultiplicateurs ; ceci sert à mesurer le temps de vol avec l'hodoscope du détecteur de vertex. Le second hodoscope, placé après une plaque de fer de 2 cm d'épaisseur est utilisé comme compteur des cascades électromagnétiques. Ces hodoscopes sont suivis d'un mur de 28 blocs de verre au plomb. Chaque bloc a une surface de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ et une profondeur de 35 cm (14 longueurs de radiation). Le spectromètre peut être éloigné d'environ 5 m pour améliorer la résolution spatiale pour les 2γ provenant des désintégrations de π^0 ; dans sa position extrême le spectromètre peut détecter les 2γ provenant de la désintégration de π^0 jusqu'à une impulsion maximale de 2,4 GeV/c. Dans la configuration fermée ce spectromètre est enlevé et remplacé par quatre "tranches d'orange" du calorimètre central pour augmenter l'acceptance angulaire. Dans ce cas, l'appareillage devient symétrique.

Au centre de l'appareillage on trouve le détecteur de vertex construit à Orsay, contenant des chambres cylindriques à dérive et des chambres cylindriques proportionnelles. La fig. 19 montre la section longitudinale tandis que la fig. 20 montre sa section transversale.

Le but du détecteur de vertex est de déterminer avec une bonne précision les coordonnées du vertex des interactions et les directions des particules produites. Celui-ci comporte 4 chambres proportionnelles (MWPC, C1 $\div$ C4) à lecture cathodique (décrites dans cette thèse), 2 chambres à dérive du type JADE (JC1, JC2) avec division de charge et lecture multicoups⁽⁵⁵⁾, un hodoscope de 24 scintillateurs (VH), et une cinquième MWPC (C5) précédée d'un cylindre en tungstène (W) de 1,5 longueur de radiation. La couverture angulaire est de 2π en azimuth et de 20° jusqu'à 160° en angle polaire. La résolution prévue dans les coordonnées de chaque point est d'environ 200 μm dans les trois directions, grâce à la combinaison des différentes techniques utilisées.

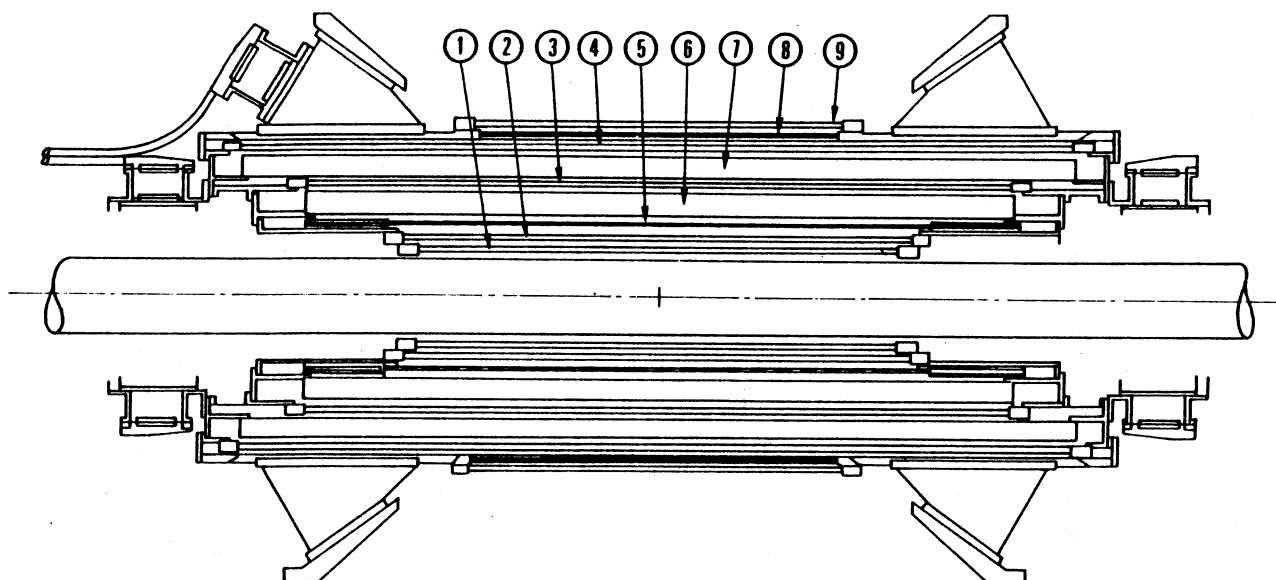


Fig. 19 : Vue longitudinale du détecteur de vertex (construit au LAL)

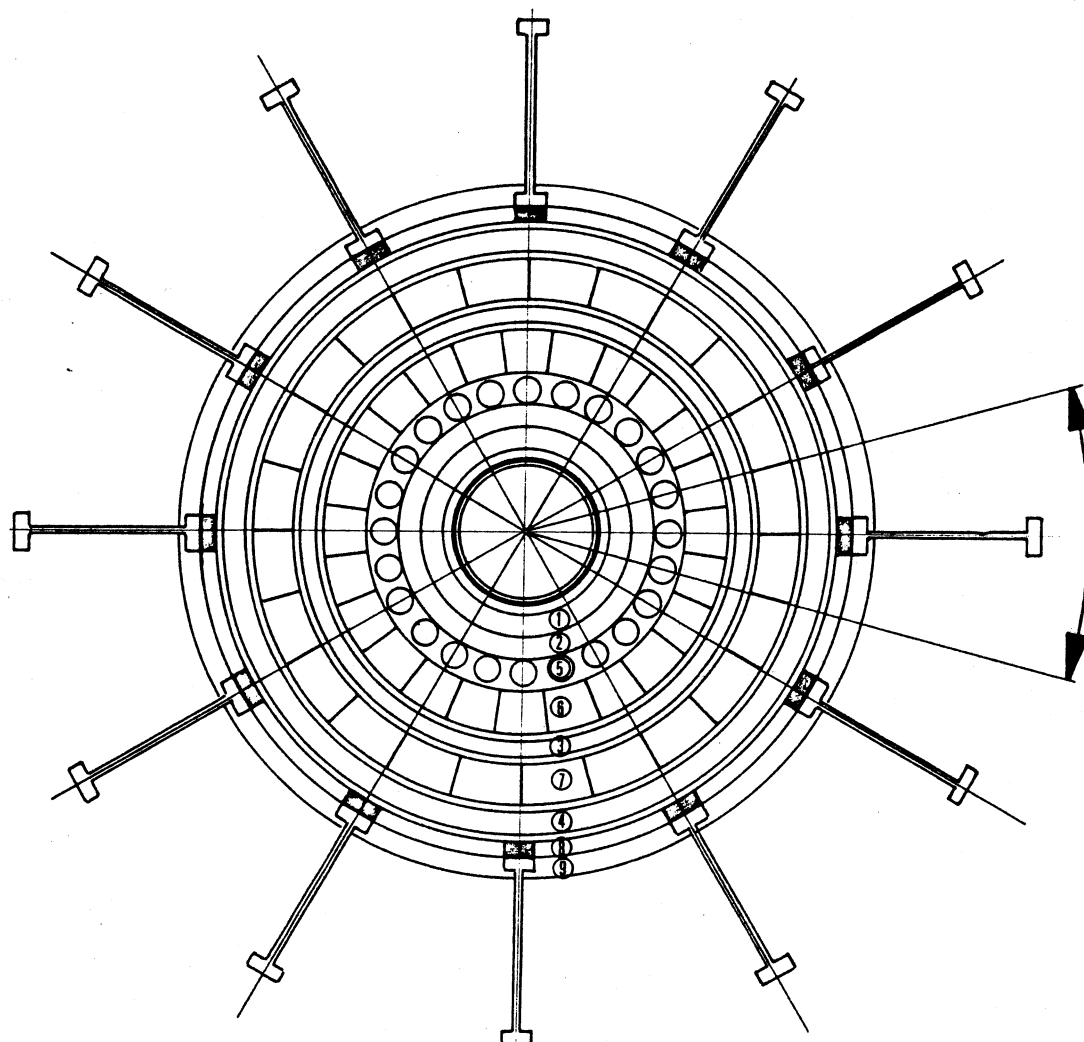


Fig. 20 : Vue transverse du détecteur de vertex

- | | | |
|------------|---------------------------|-----------------------|
| 1, 2, 3, 4 | Chambres proportionnelles | } Détecteur de vertex |
| 5 | Scintillateur | |
| 6, 7 | Chambre à jets | |
| 8 | 5 mm de tungstène | |
| 9 | Chambre proportionnelle | |

Comme on l'a rappelé dans le paragraphe 2.31, certains modèles prévoient une asymétrie électron-positron dans la désintégration de $W^\pm$, avec un signal important entre 20° à 30° d'une part et 150° à 160° d'autre part. 2 spectromètres à aimants toroïdaux couvrent les zones angulaires 20° à $37,5^\circ$ et $142,5^\circ$ à 160° . Un aimant toroïdal se compose de 12 spires donnant un champ moyen intégré le long de la trajectoire d'une particule de 0,37 Tm. Chaque spectromètre comprend 12 groupes de chambres à dérive. Ces spectromètres combinés avec le détecteur de vertex permettent de mesurer le signe de la charge de l'électron jusqu'à environ 60 GeV. Les chambres sont suivies d'un convertisseur en Pb, d'une épaisseur de 6 mm, suivies de tubes proportionnels pour mesurer avec précision la position des cascades électromagnétiques.

II.5 - TAUX DE COMPTAGE PREVUS

Dans la configuration symétrique, l'acceptance est d'environ 63 % pour $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et d'environ 75 % pour $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$, ceci indépendamment de la distribution en $p_\perp$ des bosons produits, jusqu'à $p_\perp = 10$ GeV/c. Avec une section efficace de production de Z^0 de $2 \cdot 10^{-33}$ cm² et un rapport de branchement B_Z environ 0,03, on s'attend à environ 0,14 $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ produits par heure, avec une luminosité de 10^{30} cm⁻² s⁻¹. On prévoit pour la masse du Z^0 une résolution d'environ 6 % (largeur totale à mi-hauteur). Avec 500 h de prises de données (ce qui correspond au nombre de sessions allouées à l'anneau pour un an), il devrait être possible d'observer environ 70 $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, environ 500 $W^\pm \rightarrow e \nu$ à grand angle et environ 150 $W^\pm \rightarrow e \nu$ dans les spectromètres avant-arrière pour la mesure de l'asymétrie.

Le déclenchement pour la désintégration électronique du Z^0 requiert la présence de 2 électrons dans les calorimètres (1 électron = grand dépôt d'énergie dans 4 cellules adjacentes), le $W^\pm$ d'un seul électron à grand $p_\perp$; pour les autres phénomènes étudiés il existe différents types de déclenchements, par exemple un grand dépôt d'énergie dans l'ensemble du calorimètre électromagnétique et/ou hadronique, grande multiplicité, etc.

CHAPITRE III

L'EXPERIENCE UA4

III.1 - L'INTERET DE LA MESURE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET ELASTIQUE

L'étude de la physique des bosons intermédiaires dont on a parlé dans le chapitre précédent, présente un intérêt particulier, dans la mesure où elle permet de vérifier certaines hypothèses fondamentales de la physique des interactions élémentaires, en particulier des interactions électromagnétiques et faibles.

La mesure de la section efficace élastique et de la section efficace totale à une énergie jamais atteinte ($\sqrt{s} = 540$ GeV) présente aussi de l'intérêt. L'interprétation du comportement des sections efficaces hadroniques dans le cadre des théories des champs est moins directe que pour la production de bosons intermédiaires. Il existe pourtant des théories et des idées qui peuvent être vérifiées avec ces mesures : le modèle diffractif, le "scaling" géométrique⁽³⁰⁾, le comportement des interactions particules-particules et particules-antiparticules à hautes énergies, la limite asymptotique que σ_{TOT} peut atteindre⁽³¹⁾.

Il suffit de rappeler l'intérêt soulevé par la mesure de la croissance de σ_{TOT} aux ISR⁽²⁸⁾ pour comprendre l'importance des mesures du comportement de σ_{TOT} à l'énergie du SPS anneau de collisions $\bar{p}p$.

Les mesures effectuées aux ISR et à Fermilab ont montré que la croissance de la section efficace totale est une propriété générale des interactions fortes (fig. 21) quel que soit le type de particules considéré. Une extrapolation de la section efficace totale $\bar{p}p$ et pp jusqu'à l'énergie du SPS version $\bar{p}p$ est montrée dans la fig. 7 ; elle a été obtenue en utilisant la partie réelle de l'amplitude de diffusion pp mesurée aux ISR et une relation de dispersion⁽²⁹⁾. L'extrapolation prévoit pour $\sigma(\bar{p}p)$ un minimum à l'énergie des ISR ($\sqrt{s} = 63$ GeV) et une croissance notable jusqu'à environ 60 mb à $\sqrt{s} = 540$ GeV.

L'extrapolation de la valeur de la pente b de la distribution élastique est montrée dans la figure 22 ($\frac{d\sigma}{dt} = Ae^{-bt}$, b environ 17 GeV^{-2} à $\sqrt{s} = 540$ GeV pour $0,05 < -t < 0,20 \text{ GeV}^{-2}$). La mesure de l'interférence

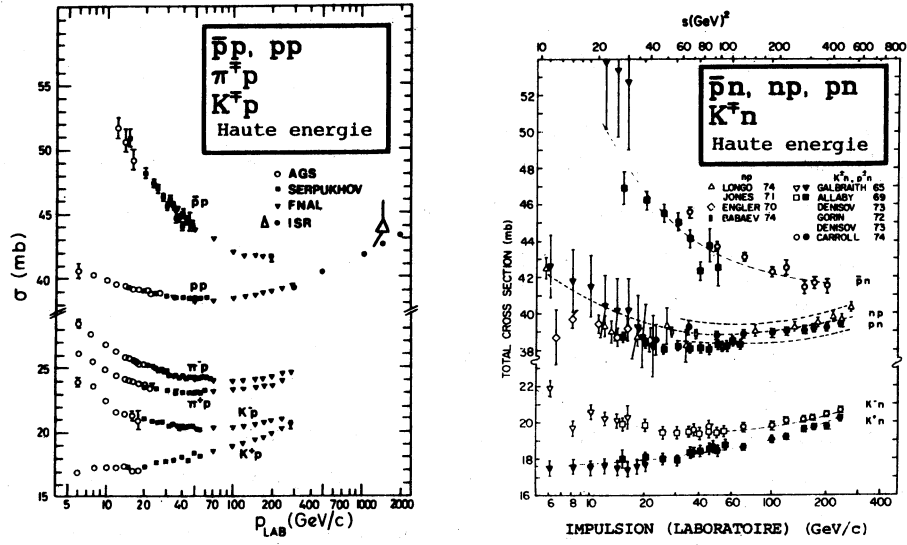


Fig. 21 : Sections efficaces hadroniques en fonction de l'énergie (d'après "Particle properties data booklet", avril 1980)

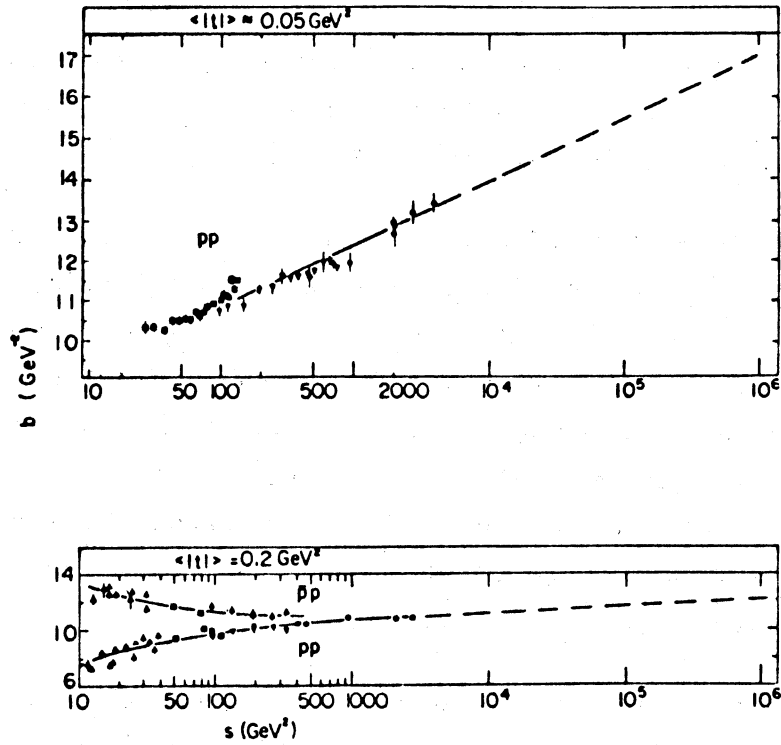


Fig. 22 : Extrapolation de la pente b de la distribution $\frac{d\sigma}{dt}$ dans le cas de diffusion élastique pp et $\bar{p}p$

de la diffusion coulombienne et de la diffusion élastique à petit angle permet, comme à basse énergie, la mesure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion $\bar{p}p$.

Enfin, il existe une relation au niveau fondamental entre la théorie des interactions fortes (QCD) et le comportement de σ_{TOT} ; on a pensé que les processus à bas $P_{\perp}$ qui caractérisent les interactions hadroniques, peuvent être interprétés en termes d'interactions gluons-gluons⁽³²⁾. Dans ce schéma les gluons interagissant produisent des hadrons dans la région centrale du plateau de rapidité, tandis que les quarks spectateurs produisent les hadrons émis à très petit angle.

III.2 - LE PROGRAMME EXPERIMENTAL

La Collaboration UA4 a l'intention de mesurer la diffusion élastique et d'étudier l'interaction non-élastique à partir de $\sqrt{s} = 100$ GeV jusqu'à l'énergie maximale du SPS version $\bar{p}p$ ⁽³³⁾ avec un appareillage comprenant 3 groupes de détecteurs (fig.23 et 24) :

- i) des télescopes formés de petites chambres à haute précision pour détecter la diffusion élastique dans l'intervalle entre t environ $0,40 \text{ GeV}^{-2}$ et $t = 0,02 \text{ GeV}^{-2}$ ⁽³⁴⁾ ;
- ii) un système de télescope de chambres et compteurs pour détecter les particules chargées produites dans les interactions non-élastiques aux angles compris entre $8,55^\circ$ et $0,45^\circ$ et $171,45^\circ$ et $179,55^\circ$. A l'énergie du SPS- $\bar{p}p$ la diffusion élastique correspond aux angles très petits et n'est pas détectée par les chambres situées à l'extérieur du tube à vide ;
- iii) le détecteur de vertex pour détecter les secondaires produits à grands angles $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$.

D'après une méthode déjà utilisée aux ISR⁽³⁵⁾, la mesure simultanée du taux de comptage des interactions élastiques et du taux de comptage

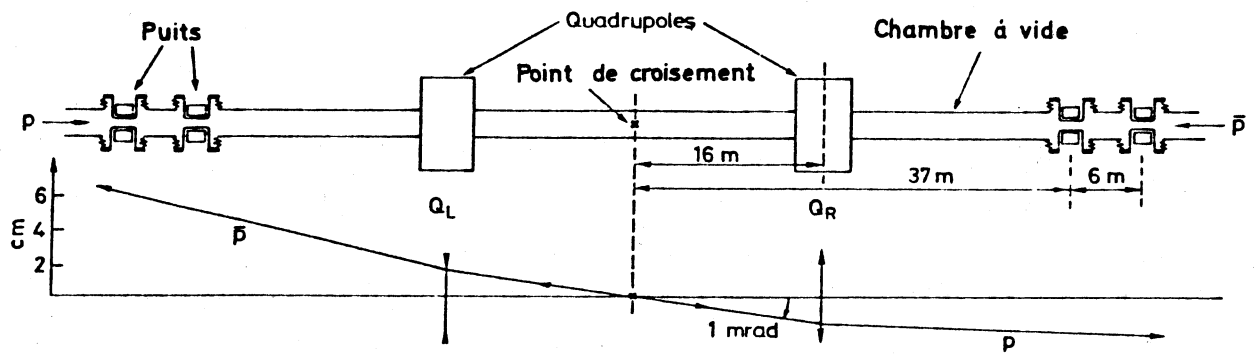


Fig. 23 : Schéma de l'appareillage de UA4 pour détecter la diffusion élastique

UA 4
détecteur inélastique

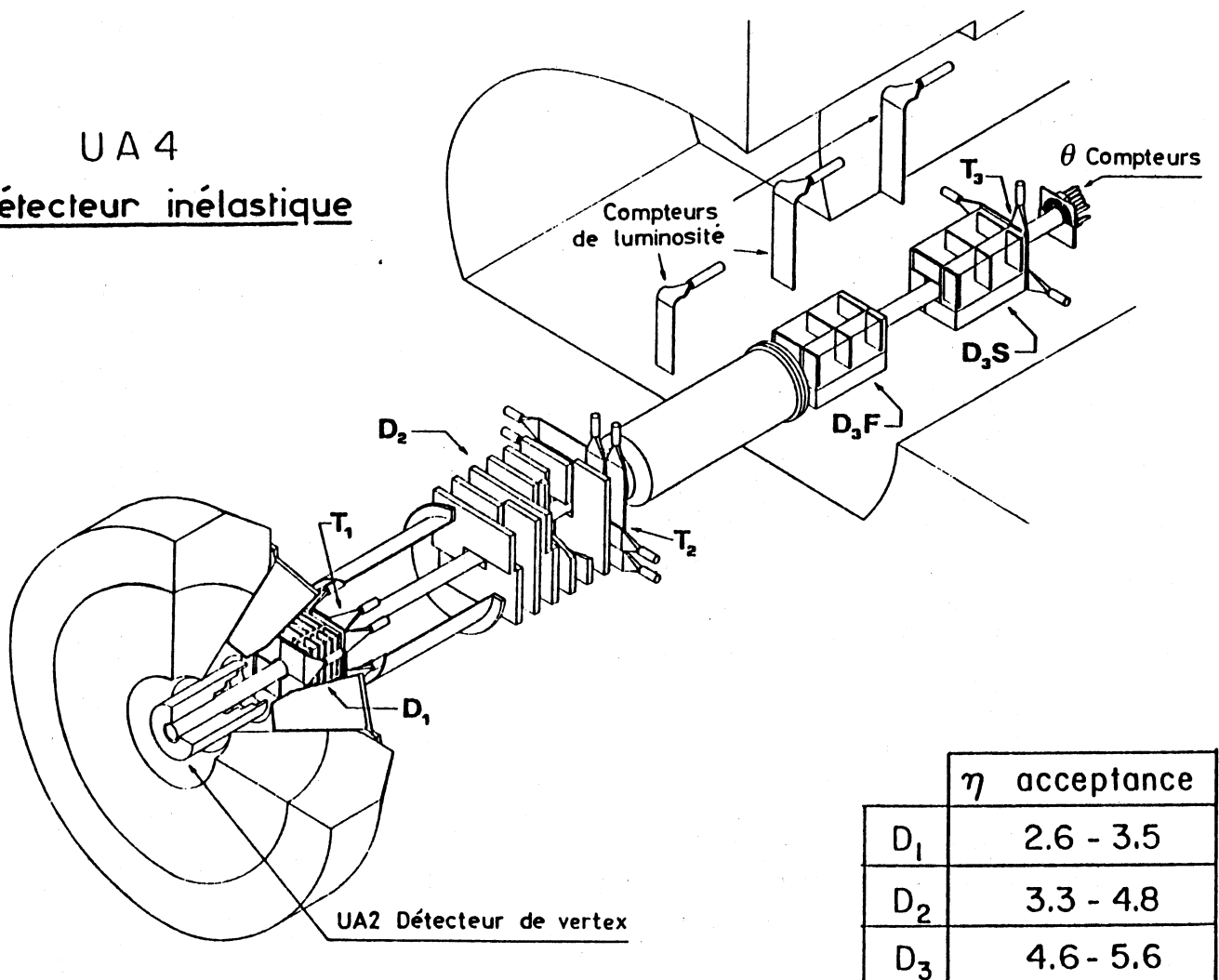


Fig. 24 : La partie droite de l'appareillage UA4 pour détecter les événements inélastiques

des interactions non-élastique permet la mesure de la section efficace totale avec une précision de l'ordre de 1 %, sans mesurer directement la luminosité de la machine. Si N_{el} (N_{inel}) est le nombre d'interactions élastiques (inélastiques) mesuré pendant un temps donné, la section efficace totale s'écrit :

$$\sigma_{TOT} = \frac{N_{el} + N_{inel}}{L} \quad (3.21)$$

où L est la luminosité de la machine. L'extrapolation à $t = 0$ du taux de comptage différentiel élastique ($N_{el}(t)$), permet de mesurer la section efficace élastique à $t = 0$:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(t = 0) = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{n_{el}(t)}{L} \quad (3.22)$$

Le théorème optique s'écrit :

$$\text{Im } f_{el}(0) = \frac{K}{4\pi} \sigma_{TOT} \quad (3.23)$$

On obtient ainsi :

$$\frac{d\sigma}{dt}_{t=0} = \frac{\pi}{K^2} \text{Im}^2 f_{el}(0) [1 + \rho^2] = \frac{1}{16\pi} \sigma_{TOT} [1 + \rho^2] = \frac{n_{el}(0)}{L} \quad (3.24)$$

Dans la relation (3.24) $\rho = \text{Re}(f_{el}(t=0)) / \text{Im}(f_{el}(t=0))$; l'extrapolation des données⁽²⁹⁾ indique que ρ^2 vaut environ 10^{-2} (fig. 25). Les relations (3.21) et (3.24) permettent d'éliminer L :

$$\sigma_{TOT} = \frac{16\pi}{1 + \rho^2} \frac{n_{el}(t=0)}{N_{el} + N_{inel}} \quad (3.25)$$

La valeur de σ_{TOT} obtenue de cette manière permet de mesurer ainsi la section efficace élastique et la luminosité instantanée de la machine.

De cette façon on peut éviter l'utilisation de la mesure de la luminosité par la méthode de Van der Meer⁽³⁶⁾ ; quand des déflecteurs électrostatiques seront installés pour mesurer la luminosité avec cette méthode, on pourra mesurer σ_{TOT} de 2 façons indépendantes.

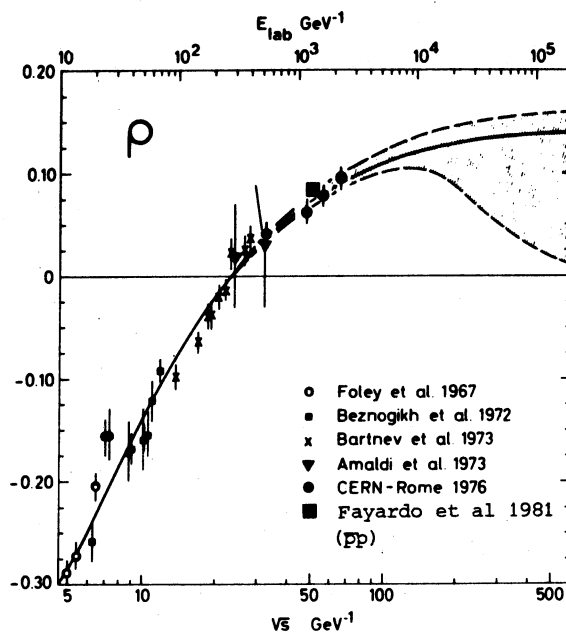


Fig. 25 : La partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique forte (29)

INTERVALLE EN t DE L'EXPERIENCE

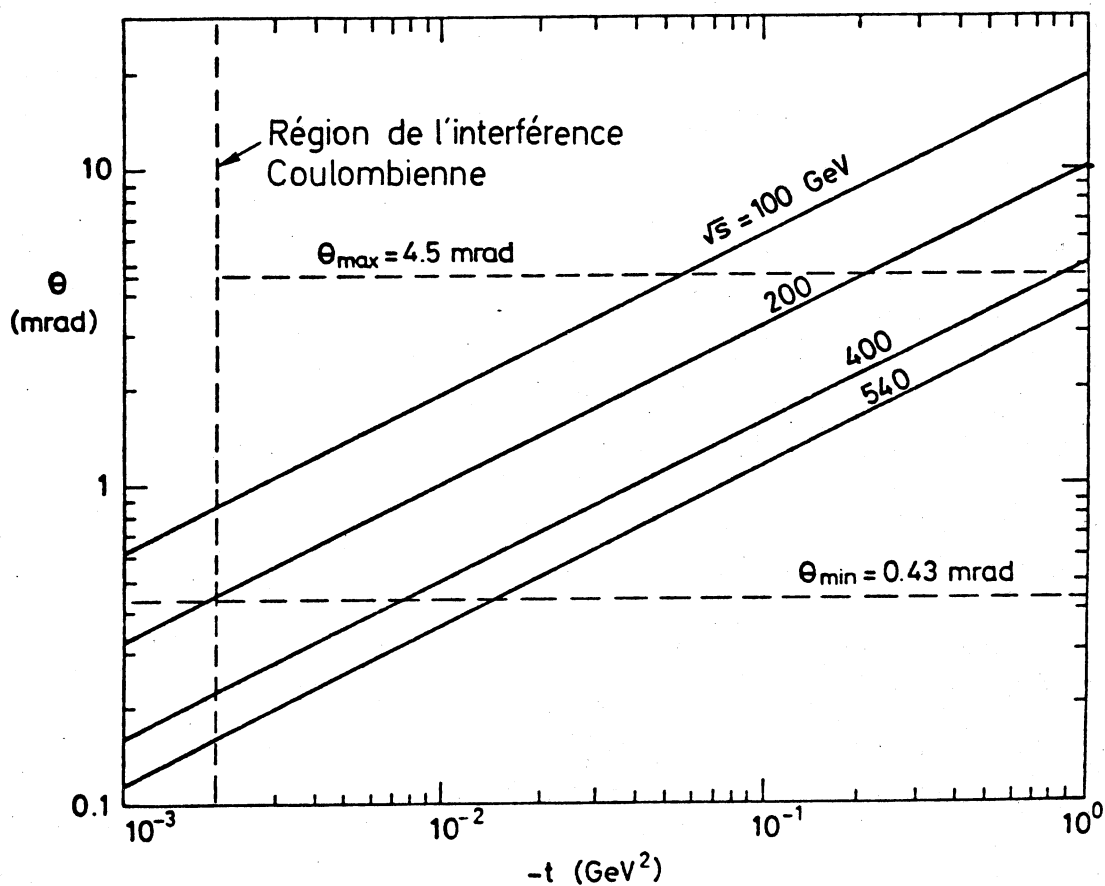


Fig. 26 : Intervalle en t couvert par l'expérience UA4 (diffusion élastique)

La mesure de la diffusion élastique dans la région coulombienne, possible d'ailleurs à basse énergie (fig. 26, $\sqrt{s}$ environ 150 GeV), pourrait nous donner la normalisation absolue de la diffusion élastique et donc un autre contrôle, indépendant, de la valeur de σ_{TOT} .

On prévoit aussi de mesurer le paramètre ρ ; dans la région coulombienne la section efficace différentielle est donnée par la somme de l'amplitude élastique totale⁽³⁷⁾ ;

$$f_{forte} = \frac{\sigma_{TOT}}{4\pi} (\rho + i) \exp\left(\frac{1}{2} bt\right) \quad (3.26)$$

et de celle coulombienne :

$$f_{coul} = - 2\alpha \frac{G^2(t)}{|t|} \exp(i \alpha \phi) \quad (3.27)$$

où $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$, $G(t)$ est le facteur de structure électromagnétique et ϕ est la phase coulombienne (ϕ proche de 0). On obtient :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left\{ \left| f_{coul}(t) \right|^2 + \left| f_{forte}(t) \right|^2 + 2 f_{coul}(t) \frac{\sigma_{TOT}}{4\pi} e^{1/2} \rho^{bt} \right\} \quad (3.28)$$

Dans (3.28) le terme d'interférence est en $1/t$, le terme coulombien en $1/t^2$ et le terme fort est presque plat en t (petit domaine de variation de t) ; on peut donc mesurer ρ .

La collaboration UA4 peut enfin mesurer la multiplicité, la distribution angulaire et les corrélations entre les particules produites, grâce à une couverture angulaire presque complète $\lesssim .95 \times 4\pi$ sr.

III.3 - L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

III.3.1 - LE DETECTEUR 4π POUR LES INTERACTIONS NON-ELASTIQUES

Les particules dans le collisionneur $\bar{p}p$ sont groupées dans des paquets très courts et donc il n'est pas possible d'appliquer les techniques de coïncidence utilisées aux ISR⁽³⁸⁾ pour éliminer le bruit de fond résultant des interactions faisceaux-gaz ou faisceau-tube à vide ; le vertex de l'interaction doit être connu avec précision, par le moyen des chambres proportionnelles et à dérive.

La couverture angulaire avant-arrière est obtenue avec 2×3 télescopes de chambres à dérive ; 2×2 télescopes sont composés de 24 petits modules⁽³⁹⁾ et les derniers de 12 modules plus grands⁽⁴⁰⁾, qui ont déjà été utilisés dans l'expérience R 209, aux ISR.

La section du module le plus petit est montrée dans la fig. 27 ; la forme de champ électrique est obtenue par des bandes cathodiques dessinées sur le circuit imprimé. Dans chaque module, il y a 4 cellules de dérive avec 2 paires de fils sensibles de tungstène ($\varnothing = 20 \mu\text{m}$), placées entre 2 circuits imprimés. La distance entre les deux fils sensibles est de 1,8 mm, de manière à pouvoir résoudre l'ambiguïté droite-gauche. Chaque cellule a une épaisseur de 11 mm et un espace de dérive de 40 mm. Comme cela est indiqué sur la fig. 27, une ligne à retard de 3 mm de diamètre est disposée parallèlement à la paire de fils sensibles, permettant ainsi la mesure de la coordonnée perpendiculaire à celle donnée par le temps de dérive. La structure mécanique du module est complétée par une paire de supports en fibre de verre, qui soutient les fils et les lignes à retard et assurent ainsi la rigidité du module.

Les mesures avec faisceau test ont montré que la résolution de la chambre est d'environ $200 \mu\text{m}$ pour les fils et de 2,5 mm pour la ligne à retard. Les premiers résultats obtenus avec les interactions $\bar{p}p$ donnent une précision plus faible pour les fils, σ environ 350μ ; cette erreur comprend toutefois les erreurs de géométrie et d'alignement à l'intérieur d'un télescope.

Dans les modules plus grands chaque fil est associé à une ligne à retard et l'ambiguïté droite-gauche est résolue en utilisant le décalage existant parmi les cellules des différents plans.

Le gaz utilisé dans ces modules est un mélange d'argon et d'isobutane (60 % - 40 %). Les signaux provenant des chambres après avoir été amplifiés vont sur un système de TDC SEN multicoups (10 bits). Chaque groupe de 8 fils peut accepter jusqu'à 14 coups dans le même événement.

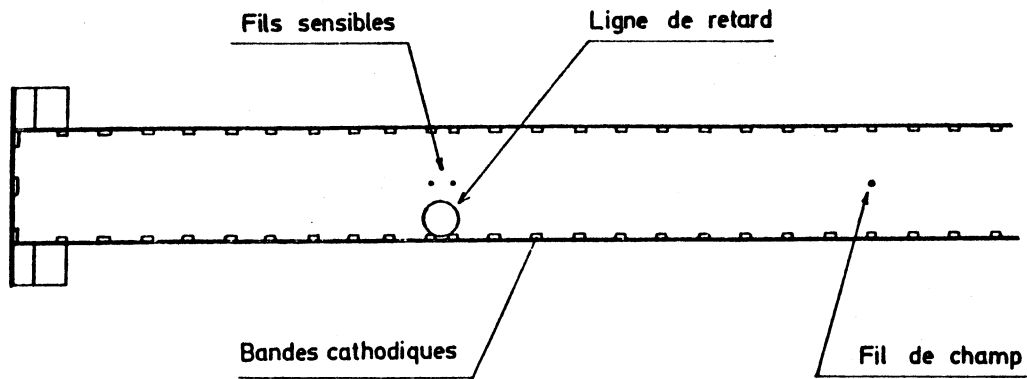


Fig. 27 : Vue transverse d'une cellule des modules du détecteur 4π

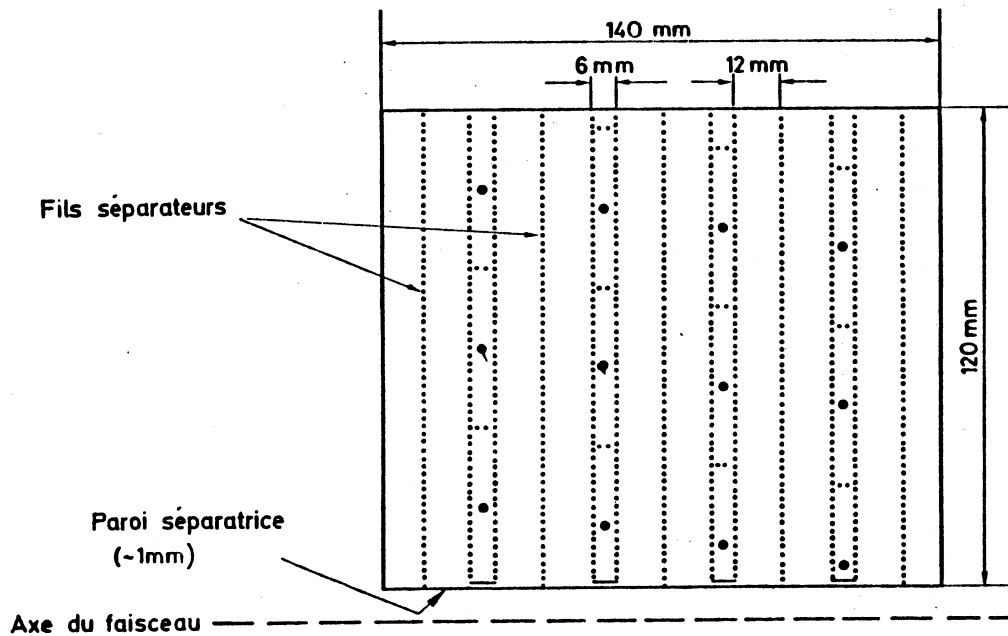


Fig. 28 : Disposition des fils dans un module à dérive utilisé dans la mesure de la diffusion élastique

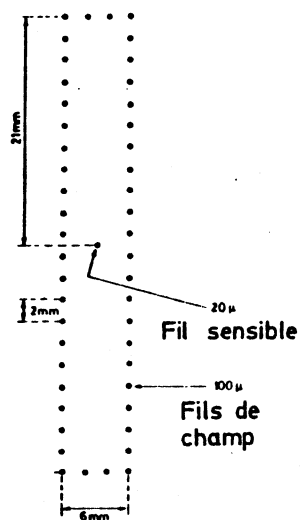


Fig. 29 : Vue transversale d'une cellule des modules utilisés dans la mesure de la diffusion élastique

III.3.2 - LE DETECTEUR POUR LA DIFFUSION ELASTIQUE

La diffusion élastique est mesurée avec un système de 2×4 télescopes de chambres à dérives, disposés dans le plan vertical ; les télescopes sont placés derrière les quadrupôles de la machine pour avoir un bras de levier suffisamment grand. Chaque détecteur est installé dans une section mobile de la chambre à vide, habituellement appelé "pot romain"^{(29) (37)} (fig.23). Les chambres peuvent être approchées du faisceau quand les conditions sont stables et couvrent alors un domaine angulaire $0,4 \text{ mrad} < \theta < 4 \text{ mrad}$; on mesure donc la trajectoire des 2 particules diffusées. Les angles θ_G et θ_D et les déplacements d_G et d_D mesurés avec les télescopes sont directement proportionnels à l'angle de diffusion θ (figure 28).

$$\theta_G = \theta(1 + \alpha) \quad d_G = \theta L_{\text{eff}}^G$$

$$\theta_D = \theta(1 - \alpha) \quad d_D = \theta L_{\text{eff}}^D$$

où le paramètre α , dépendant de l'impulsion des faisceaux, est $\alpha = 0,3$ $G l a/p$, où G est le gradient du champ des quadrupôles, ($G = 19,2 \text{ T/m}$ à 400 GeV/c), $l = 3,85 \text{ m}$ est la longueur effective des quadrupôles $a = 16 \text{ m}$ est la distance des quadrupôles du point d'intersection, et p est l'impulsion des faisceaux.

La distance effective (L_{eff}) peut être calculée connaissant α . Numériquement $\alpha = 0,71$; dans la géométrie choisie, le télescope de droite (gauche) est à 26 m ($4,5 \text{ m}$) du centre de quadrupôles défocalisants (focalisants) et les distances effectives sont voisines, soit :

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{eff}}^D = L_{\text{eff}}^G = 26 \text{ m}$$

Chaque télescope est constitué de 8 modules de chambres à dérives traditionnelles, chaque chambre étant composée de 4 plans indépendants comprenant 3 cellules (fig. 28). Les dimensions d'une cellule (fig. 29) sont 6 mm d'épaisseur et un espace de dérives de 1 mm . Les diamètres des fils sensibles et des fils de champ sont respectivement $20 \text{ }\mu\text{m}$ et $100 \text{ }\mu\text{m}$. Le fait que les cellules des différents plans soient décalées, permet d'autoaligner la géométrie des chambres en utilisant les traces des particules. Les mesures effectuées avec un faisceau test ont montré que de telles chambres ont une précision d'environ $130 \text{ }\mu\text{m}$ ⁽⁴¹⁾.

La structure mécanique a été particulièrement étudiée pour permettre d'utiliser au maximum leur résolution⁽⁴²⁾.

La seconde coordonnée est mesurée au moyen de la technique de la division de charge⁽⁴³⁾. Une précision de 0,7 % de la longueur a été atteinte, ce qui pour une longueur de fils de 62 mm correspond à un σ meilleur que 400 μ .

III.4 - PREMIERS RESULTATS OBTENUS PAR L'EXPERIENCE UA4

Des résultats préliminaires obtenus dans l'analyse des données prises en novembre-décembre 1981 sont montrés sur les figures 30a-d ; dans cette période le détecteur de vertex d'Orsay n'était pas utilisé par UA4.

Les figures 30a-b montrent un exemple d'événement inélastique normal (fig. 30a) et d'un événement inélastique diffractif (fig. 30b), comme ils sont reconstruits par le programme d'analyse. La reconstruction du vertex est propre, même dans le cas des événements diffractifs, où toutes les particules vont du même côté de l'appareillage (tout à l'avant ou tout à l'arrière).

La mesure de la pente b de la distribution élastique est montrée sur la fig. 30c ; ce résultat a été obtenu en utilisant les chambres du détecteur élastique, placées dans les "pots romains".

Enfin, le résultat préliminaire pour la section efficace totale est montré sur la fig. 30d.

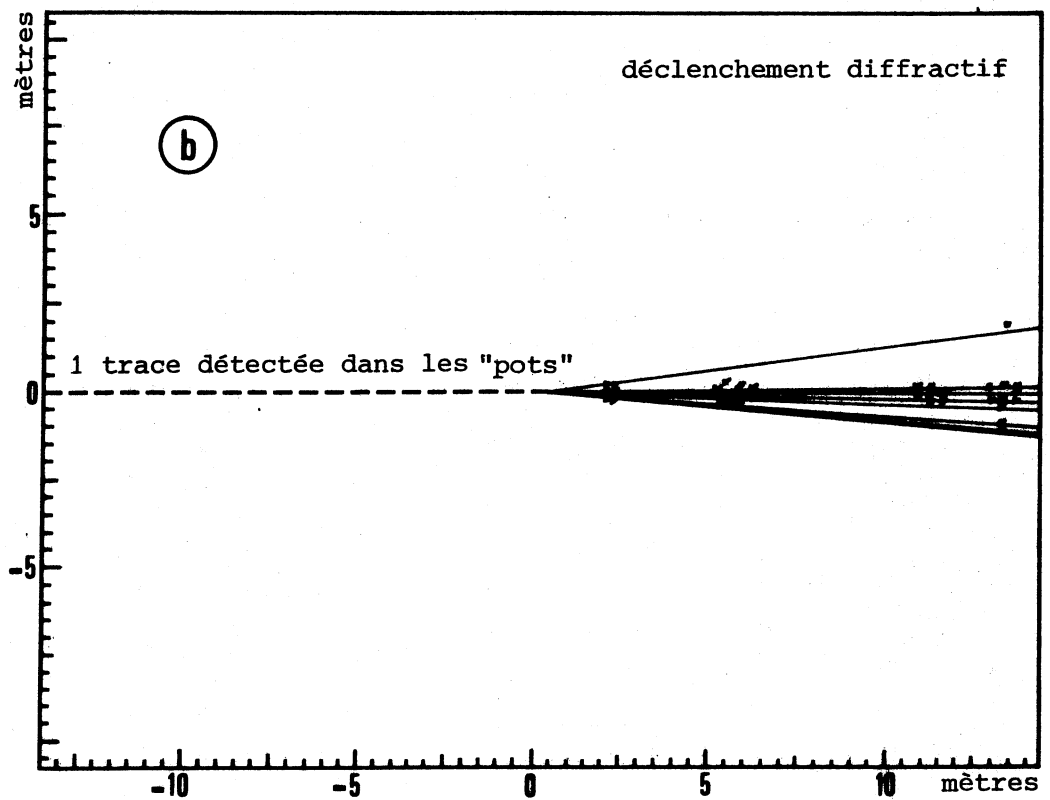
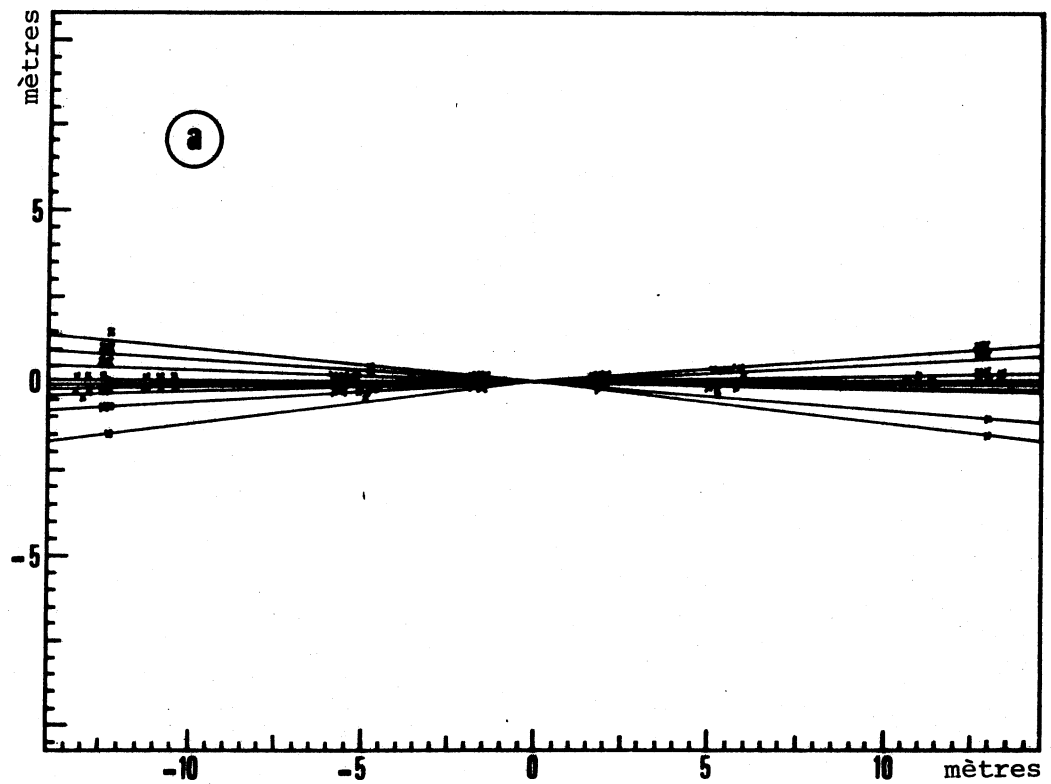


Fig. 30a,b : Reconstruction des événements $\bar{p}p$;
 a) événement normal,
 b) événement diffractif

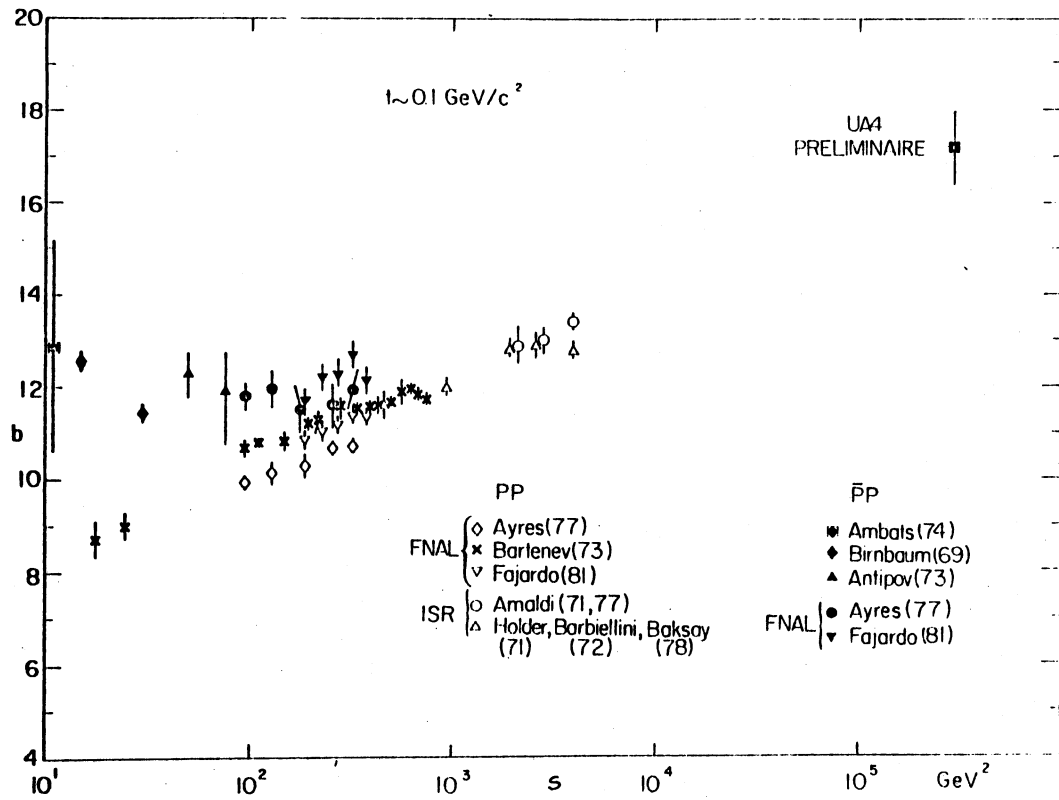


Fig. 30c : Mesure de la pente b de la distribution élastique $\frac{d\sigma}{dt}$

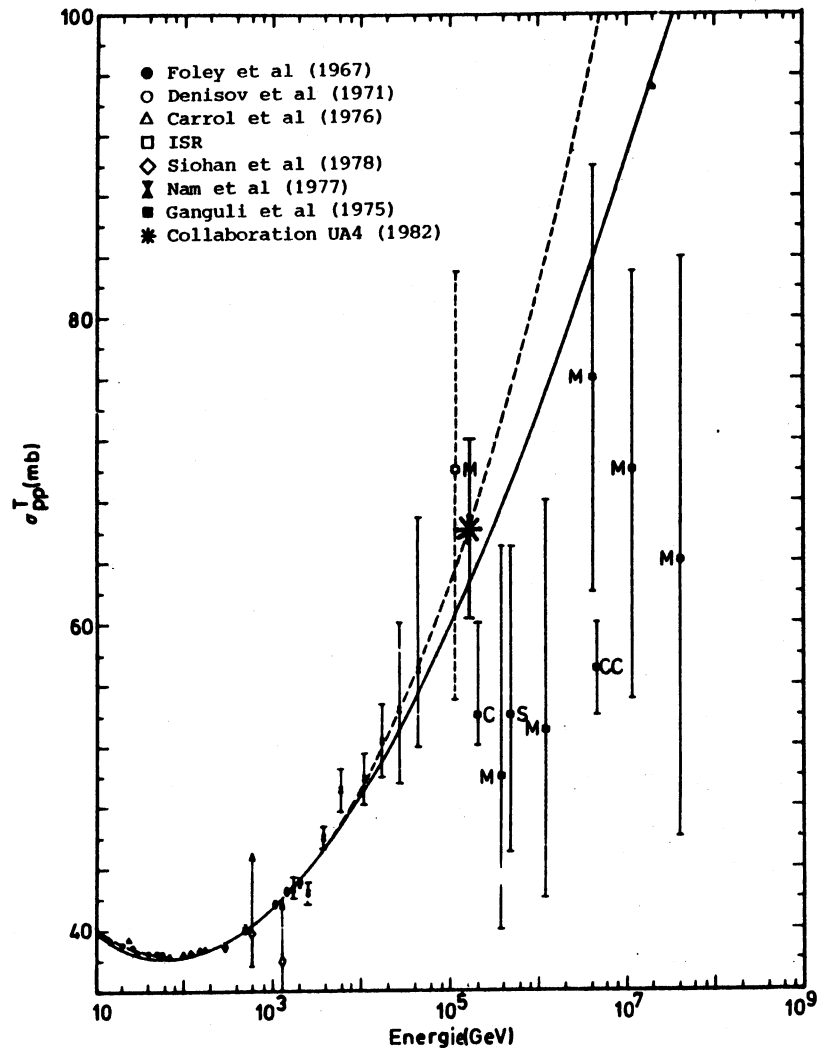


Fig. 30d : Résultat préliminaire de la mesure de σ_{TOT}

CHAPITRE IV

LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES A LECTURE ANODIQUE

ET CATHODIQUE DE L'EXPERIENCE UA2

IV.1 - PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE

Une chambre proportionnelle multifils (MPWC) est composée d'un étage de fils fins équidistants (ϕ environ 20 μm) constituant l'anode disposé entre 2 étages cathodiques. Le volume compris entre les cathodes est rempli avec un gaz à basse affinité électronique et, entre les fils et les parois, est appliquée une différence de potentiel (environ 1 ÷ 2 kV/cm); les lignes équipotentielles que l'on obtient dans un tel détecteur sont montrées sur la figure 31⁽⁴⁴⁾.

Une particule chargée qui passe dans la chambre produit, par ionisation, des électrons qui commencent à se diriger vers les anodes; dans le voisinage des fils, à cause de l'augmentation du champ électrique, les électrons donnent naissance à un processus multiplicatif (avalanche) (fig. 32)⁽⁴⁵⁾. Les électrons produits dans l'avalanche se déposent sur le fil pendant que les ions positifs dérivent vers les cathodes. L'impulsion détectée sur le fil est principalement due au mouvement des ions positifs⁽⁴⁶⁾, sauf dans le cas d'un fonctionnement avec gain très élevé; l'impulsion dure donc un temps de l'ordre du temps total du déplacement des ions, T environ 100 μsec (fig. 33)⁽⁴⁷⁾. La croissance du signal est pourtant très rapide, $\leq T/1000$, et il est donc possible d'obtenir des signaux rapides (environ 100 nsec) en dérivant le signal à la sortie de la chambre.

Le signal de la chambre dépend de la tension de fonctionnement comme le montre la figure 34⁽⁴⁸⁾; si la HT appliquée n'est pas trop élevée, la réponse est proportionnelle à la charge déposée par la particule ionisante.

Normalement, le gaz dans la chambre est à la pression atmosphérique; dans ces conditions, avec des champs électriques d'environ 2 kV/cm, le libre parcours moyen des électrons pour des collisions ionisantes est $\leq 1\mu\text{m}$ et la région dans laquelle a lieu l'avalanche a un rayon d'environ 20 μm (fig. 32). En général, l'avalanche n'entoure pas complètement le fil; ceci n'arrive que lorsque le gain est très élevé ($\geq 5 \cdot 10^7$)⁽⁴⁹⁾. Ce fait peut être utilisé pour avoir des informations sur la position (orthogonalement aux fils) de la particule⁽⁵⁰⁾ ou du photon⁽⁵¹⁾ incidents.

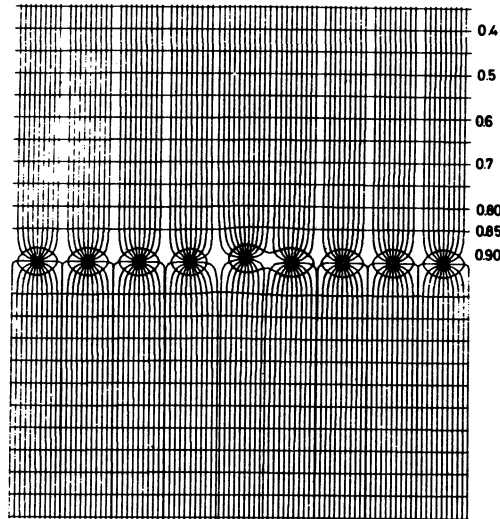


Fig. 31 : Lignes équipotentiellles et lignes de champ dans une chambre proportionnelle⁽⁴⁴⁾

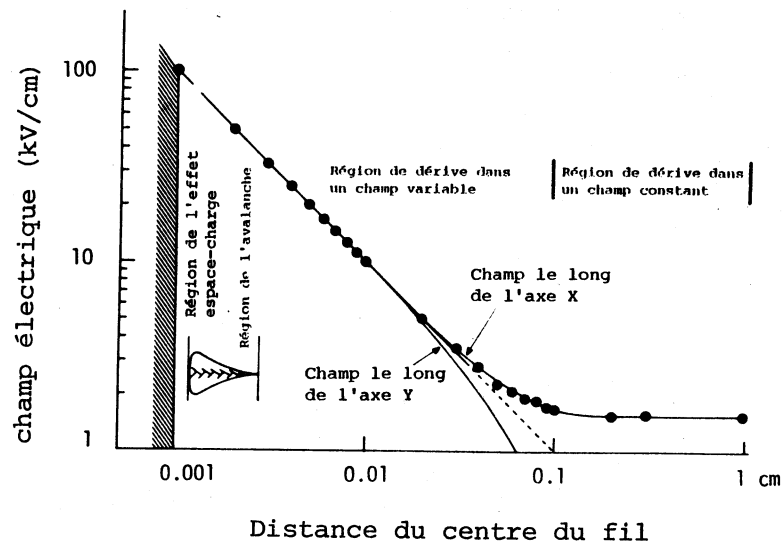


Fig. 32 : Champ électrique en fonction de la distance du fil⁽⁴⁵⁾

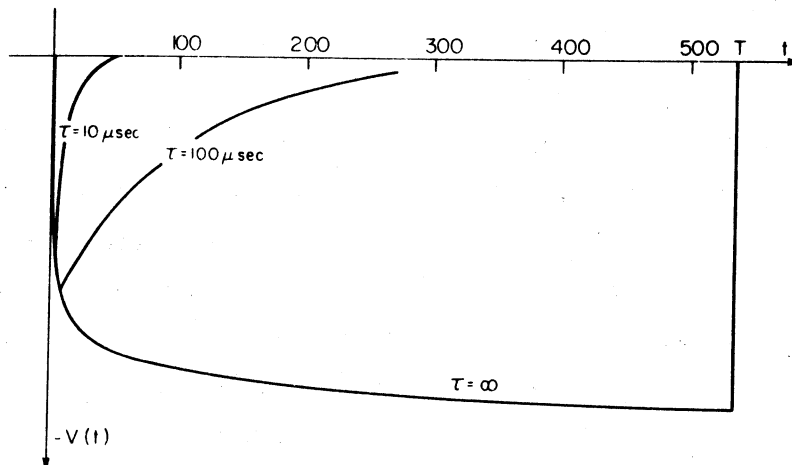


Fig. 33 : Développement dans le temps du signal ; T est le temps total de dérive des ions positifs de l'anode vers la cathode⁽⁴⁷⁾

IV.2 - TYPE DE GAZ UTILISE DANS UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE

Le phénomène de multiplication en avalanche survient avec chaque type de gaz. Dans la pratique, pourtant, le choix d'un gaz tombe sur un nombre limité de possibilités, à la recherche d'un compromis entre une basse tension de fonctionnement, un haut gain, une bonne proportionnalité et la capacité de supporter de haut taux de comptage.

Le phénomène d'avalanche multiplicatif survient avec les gaz nobles pour des champs plus faibles que dans le cas de gaz polyatomiques, à cause des nombreux effets dissipatifs non ionisants possibles dans le deuxième cas. Parmi tous les gaz nobles, l'argon est le plus utilisé pour sa haute ionisation spécifique (2,44 KeV/cm STP) et pour son bas coût de revient ; utilisé seul, l'argon ne permet pourtant pas de dépasser des gains d'environ $10^3 \div 10^4$ sans entrer en régime de décharge permanente. Pour augmenter le gain, normalement on ajoute un gaz polyatomique comme l'isobutane ou le CO_2 ; grâce au grand nombre d'états excités (de rotation et de vibration) non rayonnants, de telles molécules absorbent les photons dans un large intervalle d'énergie et sont appelés "quencher" parce qu'ils réduisent les possibilités de décharge. De petites quantités d'autres gaz qui ont un potentiel d'ionisation plus bas que les précédents et qui ne polymérisent pas (alcool propylique $\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$, méthylal $(\text{OCH}_3)_2\text{CH}$) sont souvent ajoutés pour éviter le dépôt de polymères sur les fils. Les mélanges typiques que l'on rencontre dans les chambres proportionnelles sont donc : Ar (40 ÷ 60 %) - Isobutane (60 ÷ 40 %) - Méthylal ≤ 1 % ou alors Ar (40 ÷ 60 %) - CO_2 (60 ÷ 40 %).

Le mélange Ar 70 % + Isobutane (29,6 %) + Fréon (0,4 %) permet d'obtenir des gains plus élevés (environ 10^7) grâce à la présence de vapeurs électro-négatives comme le fréon ; ce mélange est appelé "gaz magique"⁽⁵²⁾.

IV.3 - TENSION DE FONCTIONNEMENT D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE

L'évolution du gain en fonction de la tension (fig. 34) dépend de la géométrie de la chambre et du gaz employé. La figure 34b⁽⁵³⁾ montre approximativement comment varient le plateau, la linéarité et la limite de fonctionnement d'une chambre en fonction de la tension

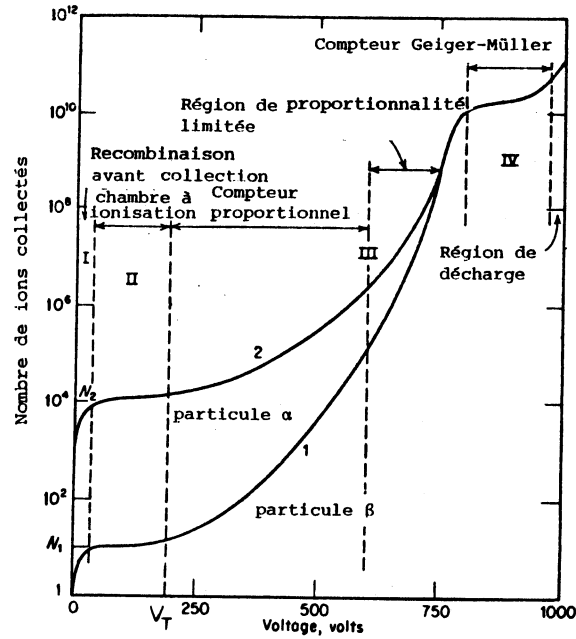


Fig. 34 : Différentes régions de fonctionnement d'un détecteur à fils (48)

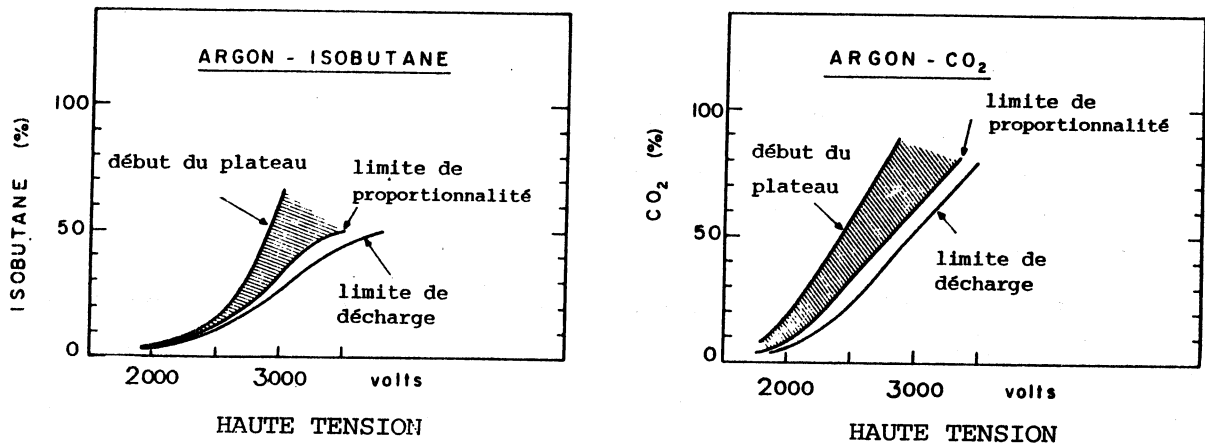


Fig. 34b : Limites approximatives de fonctionnement d'une chambre proportionnelle avec une géométrie semblable à celle des chambres de UA2 (pas de fils = 2 mm, gap = 4 mm) (53)

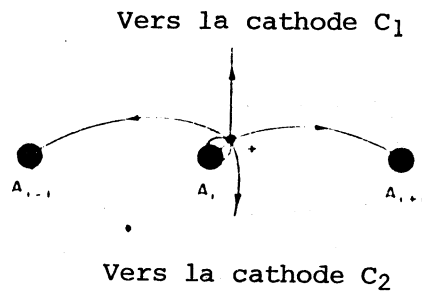


Fig. 35 : Illustration schématique de l'induction du signal sur les cathodes et les anodes

appliquée et des différents mélanges gazeux ; la géométrie est la même que pour les chambres de UA2 (pas des fils = 2 mm, gap = 4 mm) et le seuil de l'électronique à la sortie de la chambre est de 0,5 mV.

IV.4 - USAGE DES BANDES CATHODIQUES POUR DETERMINER LA POSITION DES AVALANCHES - PRECISION DE LA METHODE

Le mouvement des ions dans la chambre induit un signal électrique, non seulement sur le fil où a lieu l'avalanche, mais aussi sur les fils adjacents et sur les cathodes (fig. 35). Avec ces signaux, on peut obtenir des informations très précises sur la position de l'avalanche dans l'espace. Pour ce faire, on dispose sur l'étage cathodique une série de bandes (ou de fils)⁽⁵¹⁾, lus avec des ADC. Du calcul du barycentre de la charge induite, on obtient des informations très précises sur la coordonnée le long du fil (si les bandes sont perpendiculaires aux fils sensibles) et aussi sur la coordonnée perpendiculaire aux fils (si les bandes forment un angle $\neq 90^\circ$ avec les fils). Les meilleurs résultats obtenus sur de petites chambres donnent pour la coordonnée le long du fil σ environ 35 μm pour les rayons γ de 1,4 KeV⁽⁵¹⁾ et σ environ 50 μm pour les particules au minimum d'ionisation et perpendiculaires à la chambre.⁽⁵⁰⁾ Ces résultats montrent à quel point la précision "locale" de ces détecteurs est excellente ; dans le cas de grandes chambres, la précision se dégrade à cause de défauts mécaniques (déformations) et électroniques (mauvaise linéarité).

Quant à la position de l'avalanche entre la cathode et l'anode (dans le cas de gains pas trop élevés, où l'avalanche n'entoure pas le fil), elle peut être calculée par le rapport entre les charges déposées sur les deux cathodes. Si on ajoute à cette information celle obtenue par le rapport entre les signaux positifs induits sur les fils voisins, on obtient le résultat montré sur la figure 36⁽⁵¹⁾, où la position de l'avalanche est déterminée avec une excellente précision, pour les 2 coordonnées dans le plan perpendiculaire aux fils. Cette technique ne peut probablement pas être appliquée dans le cas d'un détecteur de grandes dimensions ; ce résultat montre pourtant la quantité d'informations que l'on peut retirer des signaux induits par l'avalanche sur les électrodes voisines.

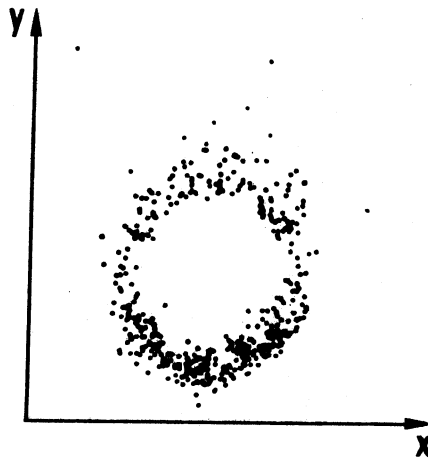


Fig. 36 : Distribution du centroïde des ions positifs autour du fil (51)

Chambre	Ø int. ext. (mm)	Nombre de fils	Nombre de bandes int.	Nombre de bandes ext.	Pas de fils	Pas de bandes int. ext. (mm)	α bandes/fils
C1	200 ± 8	288	120 + 120	120 + 120	2,1816	3,736 4,047	41,987°
C2	248 ± 8	384	120 + 120	120 + 120	2,0289	3,830 4,086	52,431°
C3	472 ± 8	576	264	264	2,5743	3,904 4,038	45°
C4	630 ± 8	864	336	336	2,2907	4,175 4,282	44,127°
C5	710 ± 8	576	240	240	3,872	6,595 7,133	44,127°

Fig. 37 : Caractéristiques des chambres proportionnelles d'Orsay

IV.5 - LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES A LECTURE CATHODIQUE CONSTRUITES A ORSAY

Le détecteur de vertex de UA2 comprend cinq chambres proportionnelles à lecture cathodique, de forme cylindrique et de rayon croissant ; la cinquième, située après le convertisseur de tungstène, est destinée à mesurer la position des gerbes des photons convertis. Dans cette dernière chambre (C5), la position longitudinale est déterminée d'une part avec les bandes cathodiques comme pour les autres chambres et d'autre part par division de charge sur le fil lui-même. Les principaux paramètres des chambres C1-C5 sont énumérés dans la figure 37.

Les bandes forment des hélices cylindriques avec un angle d'environ $\pm 45^\circ$ par rapport aux fils (fig. 38) ; de cette façon, il est possible de mesurer les deux coordonnées (la coordonnée longitudinale Z et la coordonnée azimutale ϕ) avec les bandes. Si $\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$ sont les barycentres des charges déposées sur les bandes internes et externes, les coordonnées Z et ϕ sont définies par les relations suivantes :

$$\phi = \frac{\langle u \rangle \operatorname{tg}^* \theta_v - \langle v \rangle \operatorname{tg}^* \theta_u}{\operatorname{tg}^* \theta_u - \operatorname{tg}^* \theta_v} \quad (4.5.1)$$

$$Z = \frac{R_c}{2} \left(\frac{\langle u \rangle}{\operatorname{tg}^* \theta_u} + \frac{\langle v \rangle}{\operatorname{tg}^* \theta_v} \right)$$

où R_c est le rayon de la chambre, $R_u = R_c - 4 \text{ mm}$, $R_v = R_c + 4 \text{ mm}$,
 $\operatorname{tg}^* \theta_{u,v} = \operatorname{tg} \theta_{u,v} \frac{R_c}{R_{u,v}}$ et $\operatorname{tg} \theta_{u,v}$ sont les angles des hélices.

IV.5.1 - STRUCTURE MECANIQUE DES CHAMBRES

Ces chambres ont été réalisées de façon à obtenir le meilleur compromis possible entre une structure mécanique résistant à la déformation et en même temps composée de matériaux légers afin d'être transparente aux particules. La solution choisie consiste en un "sandwich" de différents matériaux (fig.39) ; chaque cylindre cathodique est composé de 2 feuilles de 25 μm de kapton, collées de part et d'autre d'une feuille de rohacell de 1mm d'épaisseur ; les bandes cathodiques sont réalisées

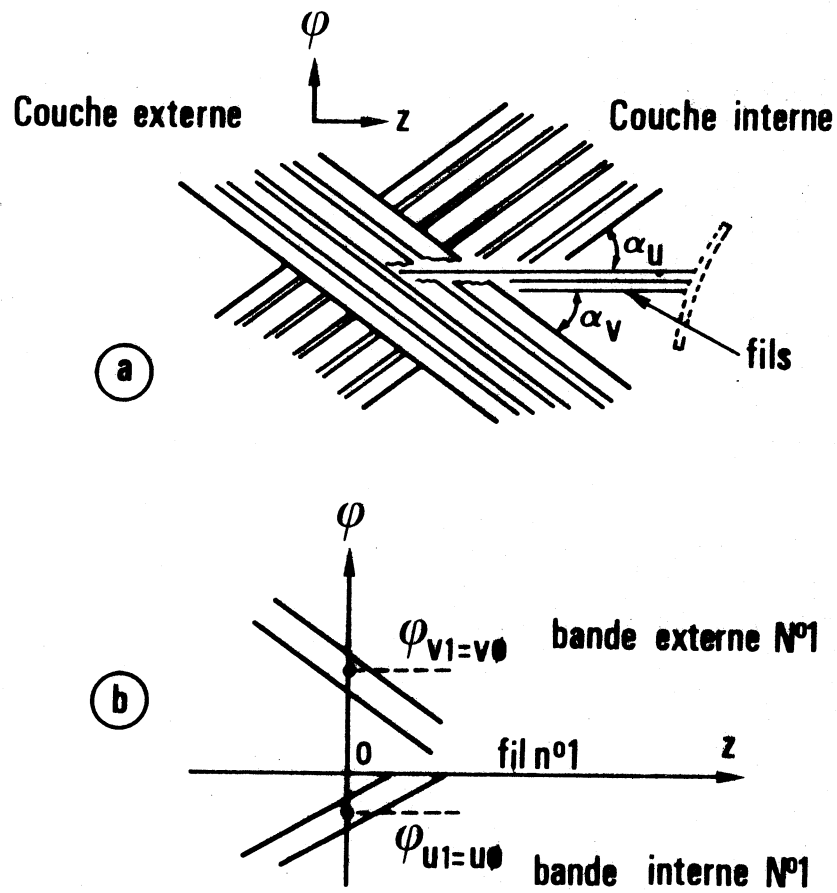


Fig. 38 : Paramètres utilisés pour décrire la géométrie des chambres

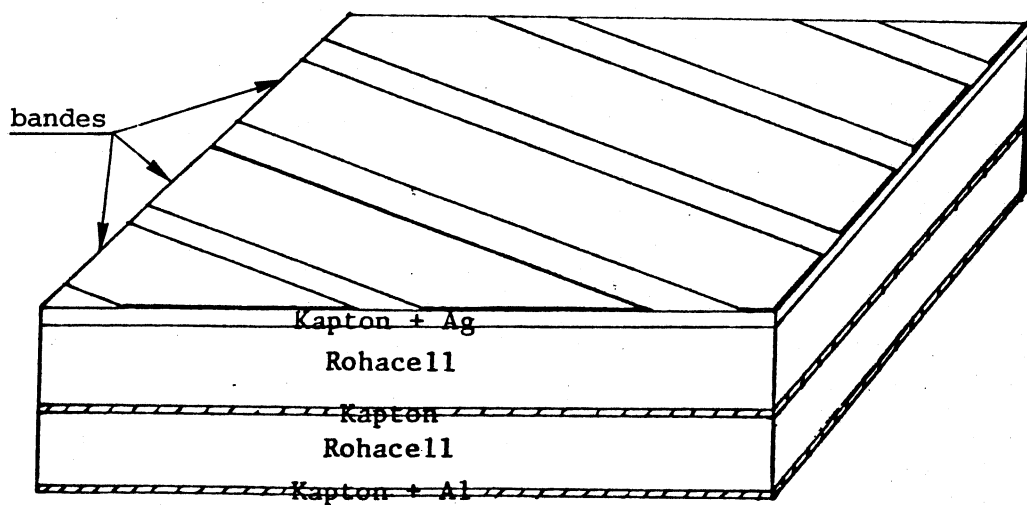


Fig. 39 : Le sandwich qui compose les parois des chambres

sur un dépôt d'argent vaporisé sur le kapton.

Le pas des bandes est de 4 mm (3,5 mm d'argent + 0,5 mm d'espace). Durant la fabrication, les feuilles de Rohacell sont usinées avec une précision de $\pm 0,1$ mm dans l'épaisseur et enroulées en hélice sur un support cylindrique où elles sont collées sur le Kapton avec de l'araldite. Ainsi, on obtient un cylindre à la fois rigide et léger. Entre deux de ces cylindres sont soudés les fils sensibles (W-Rh doré, $\varnothing$ 20 μ m) avec un pas de 2 mm ; la distance anode-cathode est de 4 mm. La longueur de radiation des chambres ainsi obtenues est 2,2 ‰ pour la $C_1 \div C_2$ et 2,5 ‰ pour la $C_3 \div C_4$.

Les fils ont été tendus à environ 40 g (la limite élastique était de 70 g). La longueur maximale à laquelle ils peuvent être tendus sans problème d'instabilité électrostatique est donnée par la formule suivante⁽⁴⁷⁾ :

$$L_{MAX} = \frac{s}{CV_0} \sqrt{4\pi\epsilon T}$$

où T est la tension en N, s le pas des fils, V_0 la tension de fonctionnement (environ 2,5 kV), C la capacité de la chambre (environ 5,71 pF/m) et $\epsilon = 8,85$ pF/m. L_{max} est environ 80 cm et on a donc dû utiliser des anneaux de support pour les chambres plus longues que L_{max} (1 support pour C_1 et C_2 , 2 pour C_3 , 3 pour C_4 , aucun dans C_5).

La haute tension est appliquée tous les 16 fils et elle est distribuée aux autres fils par une série de résistances (fig. 40a), de telle façon que la tension soit constante sur toute la chambre même en présence de faibles courants de fuite. En outre en cas de rupture d'un fil, il est possible de dégrader la tension autour du court circuit de façon à réduire la zone d'inefficacité à une petite partie de la chambre (fig. 40b). Le courant qui passe dans le circuit de haute tension est contrôlé par un microampèremètre qui coupe la haute tension quand le courant dépasse une valeur fixée (environ $5 \div 10$ μ A).

Les rapports géométriques entre le pas des fils et l'espace anode-cathode $\frac{2}{4} = 0,5$ est normal pour des chambres de ce type⁽⁴⁷⁾ ; dans des détecteurs de grandes dimensions, on ne peut réduire le pas des fils et maintenir constant le gain sans augmenter la tension. En fait, le gain est lié à l'exponentielle de la charge déposée par unité de longueur,

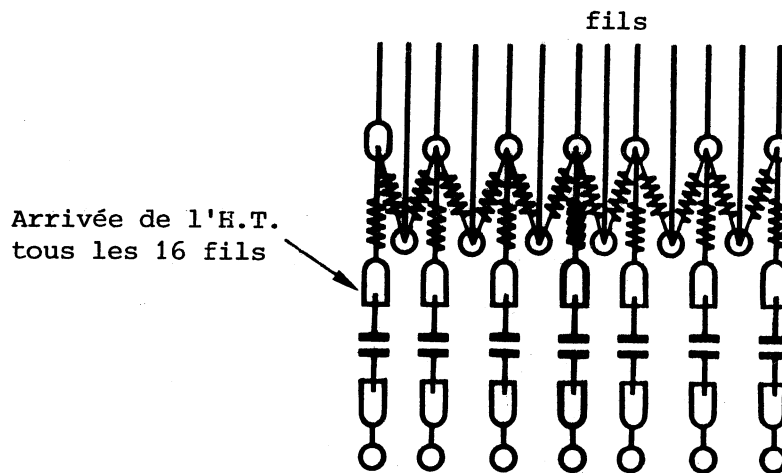


Fig. 40a : Schéma électrique de l'arrivée de la Haute Tension sur les chambres

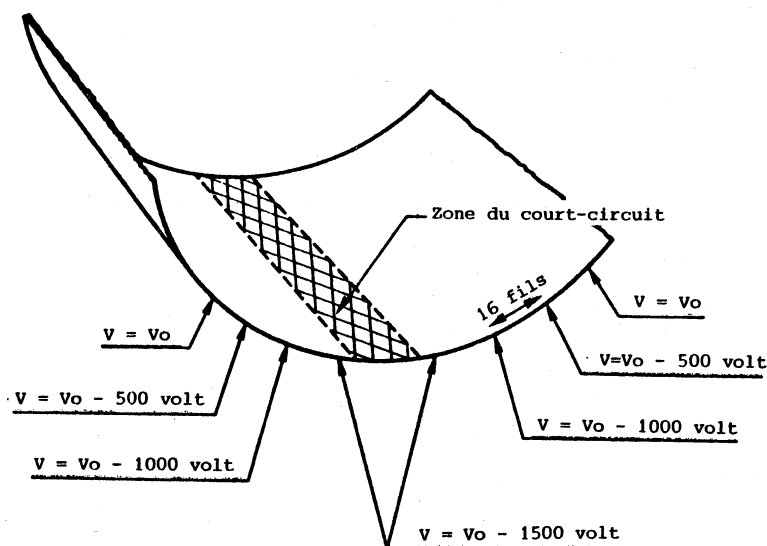


Fig. 40b : Le dégradé de la tension dans le cas d'un court-circuit (par exemple : un fil cassé)

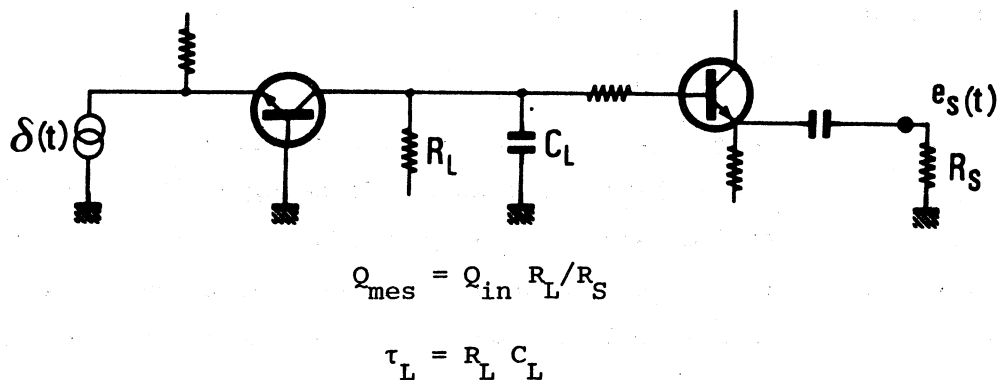


Fig. 40c : Schéma du circuit de l'amplificateur

$G = Ke^{CV_0}$ et C décroît quand le pas s des fils diminue :

$$C = \frac{2\pi \epsilon_0}{\pi \ell/s - \ln 2\pi a/s}$$

($a = \emptyset$ du fil, ℓ = espace anode-cathode). Une diminution de s (< 2 mm) implique une augmentation de V_0 et rend la chambre instable⁽⁴⁷⁾.

Quant à la distance anode-cathode, d'une part elle ne peut être trop petite parce que le nombre d'électrons d'ionisation émis par cm est une constante dépendant de la pression ; si cette distance est trop petite, la chambre devient inefficace et on devient aussi plus sensible aux déformations géométriques. D'autre part, si cette distance est trop grande, l'influence sur les bandes cathodiques s'élargit et complique la séparation des traces multiples. La valeur choisie (4 mm) permet l'utilisation d'une tension pas trop élevée (2,3 - 2,7 kV) et assure en moyenne un nombre suffisamment grand d'électrons primaires par particule incidente (en moyenne 25) ; de plus, ainsi, la tolérance mécanique sur l'espace anode-cathode (environ 5 %) ne modifie pas le gain de plus d'un facteur 2 (voir chapitre V).

Le choix du pas des bandes a été le résultat d'un compromis entre le coût (nombre de canaux) et la précision (si le pas est trop grand, on ne peut reconstruire le barycentre). L'expérience a montré qu'une valeur du pas voisine de celle de la distance anode-cathode représente un bon compromis. L'angle formé par les bandes avec les fils est choisi de façon à ce qu'elles fassent exactement un tour pour les chambres C3 et C4 et deux tours pour les chambres C1 et C2. Pour ces dernières les bandes sont coupées en leur milieu et lues aux deux extrémités.

Quant au gaz, pendant les tests, on utilisait souvent un mélange Ar-CO₂ (40 %, 60 %) ; pendant le fonctionnement normal on utilise du "gaz magique" enrichi avec 1 % de Fréon : 99 % (Argon-Isobutane-Fréon 79,8 - 20 + 0,2 %) + 1 % de Fréon.

IV.5.2 - LA CHAMBRE C5

Cette chambre placée derrière le tungstène sert à détecter le début des gerbes électromagnétiques (discrimination e , γ , hadrons). La structure

mécanique est la même que celle des autres chambres. Les différences sont :

- a) le pas des fils est 4 mm, ce qui évite de mettre un anneau de soutien des fils ;
- b) les fils sont des fils résistants de Ni - Cr ($\varnothing$ 25 μ m, 2070 Ω /m)
- c) les fils sont connectés par paire à deux amplificateurs et la position longitudinale est mesurée par division de charge ;
- d) les gerbes électromagnétiques ayant une multiplicité chargée élevée, on peut travailler à une tension plus basse d'environ 200 volts.

A cause des dimensions latérales des cascades électromagnétiques, il y a souvent au moins deux fils voisins touchés ; pour des raisons d'économie, nous avons groupé les fils par paires sans perdre beaucoup sur la précision finale.

La coordonnée longitudinale est mesurée avec les bandes et les problèmes d'ambiguïté sont résolus avec la division de charge ; la précision devrait être analogue aux autres chambres à bandes, σ environ 200 μ le long du fil.

IV.5.3 - ELECTRONIQUE

Les signaux des fils et des bandes sont amplifiés par un amplificateur rapide de courant à faible bruit construit à Orsay⁽⁵⁴⁾ (fig. 40c). Les signaux de sortie des amplis sont envoyés par un câble de 85 m de paires torsadées dans un récepteur de ligne qui élimine le bruit corrélé. Le nombre total de canaux pour les chambres C1 $\div$ C4 s'élève à 4272. Les fils sont lus par une unité de mémoire construite à Orsay ; les signaux des bandes sont convertis et lus par un ADC LECROY 2282E, 48 canaux, 12 bits. Les gains des amplificateurs sont mesurés avec l'injection d'un signal test connu sur une capacité montée sur chaque amplificateur ; la valeur de cette capacité est connue à ± 1 %.

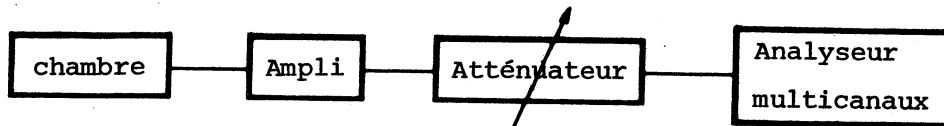
CHAPITRE V

MESURES EN LABORATOIRE

V.1 - CARTE DU GAIN

Une série de mesures (proportionnalité, courant de fuite, choix du gaz) a été effectuée sur toutes les chambres de façon à obtenir la tension de fonctionnement. En particulier, lors de ces tests, on a habituellement choisi la tension la plus élevée qui ne donne pas de décharge à l'intérieur des chambres (fig. 41).

Après avoir déterminé la tension de fonctionnement, on a mesuré le gain en différents points des chambres pour vérifier leur uniformité. L'électronique utilisée dans ces mesures est montrée sur la figure suivante.



En changeant l'atténuation, il était possible de maintenir constant la position du pic sur l'écran de l'analyseur quand le signal en provenance de la chambre changeait. Les tables IVa, b, montrent les cartes de gain, exprimées en décibels, obtenues pour la chambre la plus petite (C1) et pour la plus grande (C4) dans les deux cas, la variation maximale observée est d'environ un facteur deux (environ 6 db). De la relation ⁽⁴⁷⁾ :

$$\frac{\Delta G}{G} \approx 12 \frac{\Delta l}{l} \quad (5.1.1)$$

on obtient que la déformation maximale de l'un des deux cylindres dans la direction radiale est $\Delta l \approx \pm 240 \mu\text{m}$.

La carte de gain est en accord avec les mesures optiques de la déformation de la chambre ; dans les figures 42 a, b, sont comparées les mesures du rayon du cylindre interne faites avec le comparateur ($\pm 1 \mu\text{m}$) (a) et les mesures du gain (b). Les deux mesures sont en bon accord bien que les variations de gain soient liées aux déformations soit du cylindre interne soit du cylindre externe. En fait la cylindricité de la cathode externe est meilleure car elle est directement moulée sur la forme.

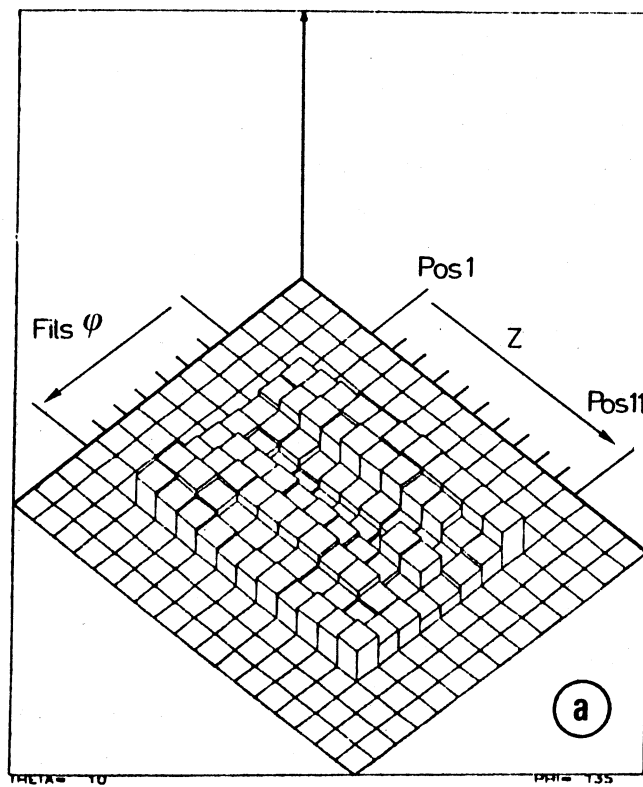
Fil/Position	1	2	3	4	5	6
1	11	11,5	14	13,5	14,5	12
2	10,5	11,5	12	13	14	12
3	15	14	13,5	13	2	12
4	16,5	15	13	12,5	12	10,5
5	14	13,5	13	14	13,5	14
6	12	14	15,5	14,5	15	14,5
7	13,5	14	13,5	13	13,5	15
8	12	11	11	12	12,5	13
9	11,5	12	12	12	12,5	12,5

TABLE IV.a

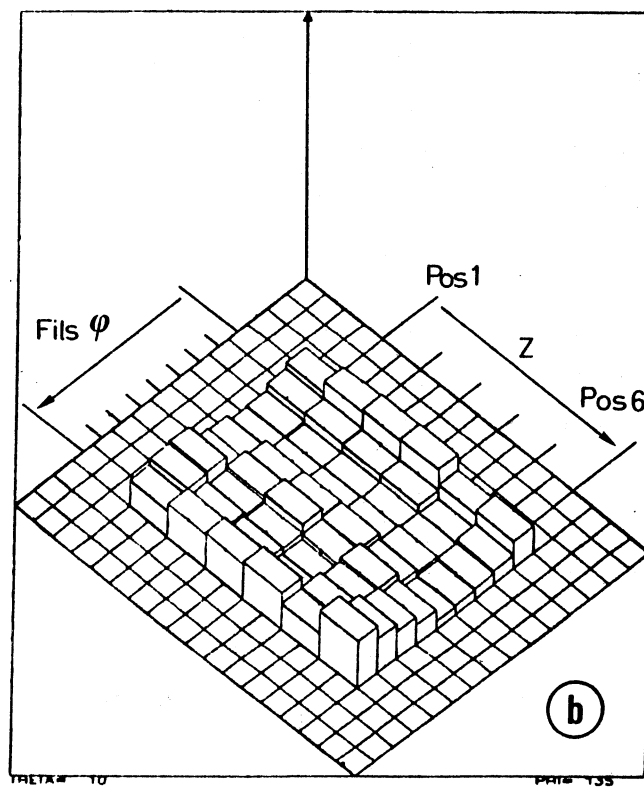
Fil/Position	1	2	3	4	5	6
1	6	6,5	6	7	7	7
2	5	5,5	6	6	6,5	7
3	5,5	6,5	7	6	7,5	7
4	6	6,5	7	7	7,5	7,5
5	5,5	7	8	8,5	8	6,5
6	6,5	6	6	8,5	8,5	6,5
7	6,5	5	5,5	8	8,5	7
8	7	5	5	7	7,5	7,5
9	6,5	4,5	4	6	6,5	7
10	6	4	3,5	5,5	6	6,5
11	5	3,25	3,25	4	4,5	5
12	3	2	2	4	3,5	5
13	4	3,75	4,5	4,5	4	5,5
14	4,5	4	5	4,5	4,5	5
15	4	4,5	5	5	4,5	5
16	4,5	6	5,5	5,5	5	4,75

TABLE IV.b

Carte du gain des chambres ; a) chambre C1 ,
b) chambre C4 , (unités dB)



CARTE DES DEFORMATIONS (COMPAREUR)



CARTE DES DEFORMATIONS (MESURE DU GAIN)

Fig. 42 : Carte des déformations radiales de la chambre C_1 , couche interne ;
a) méthode optique
b) mesures du gain

V.2 - METROLOGIE DES CHAMBRES

La mesure précise des paramètres qui apparaissent dans les relations qui lient Z et ϕ aux barycentres des charges ($\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$) a été effectuée en utilisant une source de rayons γ de 5,9 keV (Fe^{55}).

Pendant la mesure, la chambre était fixée à un support horizontal qui lui permettait des rotations mais pas de translations ; la source de Fe^{55} , collimée à 1 mm, pouvait se déplacer parallèlement à la chambre le long d'une règle graduée rigidement fixée au support. Une série de mesures était effectuée en déplaçant la source ou en faisant tourner la chambre ; les déplacements horizontaux éventuels de la chambre lors de ces rotations étaient lus avec un comparateur.

La disposition de l'électronique est montrée sur la figure 43 ; les signaux de 24 fils, de 24 bandes internes et 24 bandes externes sont envoyés dans la salle de comptage où ils sont digitisés, convertis, lus et écrits sur bandes. Avec le Nord 100 on écrivait sur bande aussi les pedestaux des ADC et les gains mesurés avec l'impulsion test. Dans les conditions normales le bruit électromagnétique mesuré valait 13 canaux ADC (= 3,25 pC) ; la charge mesurée sur les bandes était en moyenne de environ $4000 \times 0,25$ pC.

Un signal produit par l'absorption du photon était nécessaire pour ouvrir la porte des ADC et pour la mémorisation. Pour cela nous avons utilisé le signal positif induit sur deux fils consécutifs (6 et 8). De ce fait nous avons pu enregistrer les conversions produites sur les fils 5, 7 et 9.

V.2.1 - LE CALCUL DES PARAMETRES

La géométrie d'une chambre sans déformation est décrite par 4 paramètres indépendants. Par exemple on peut utiliser les paramètres suivants (fig. 38 a,b)

- a) (1,2) les angles entre les bandes internes (externes) et les fils
 (θ_u, θ_v) ;

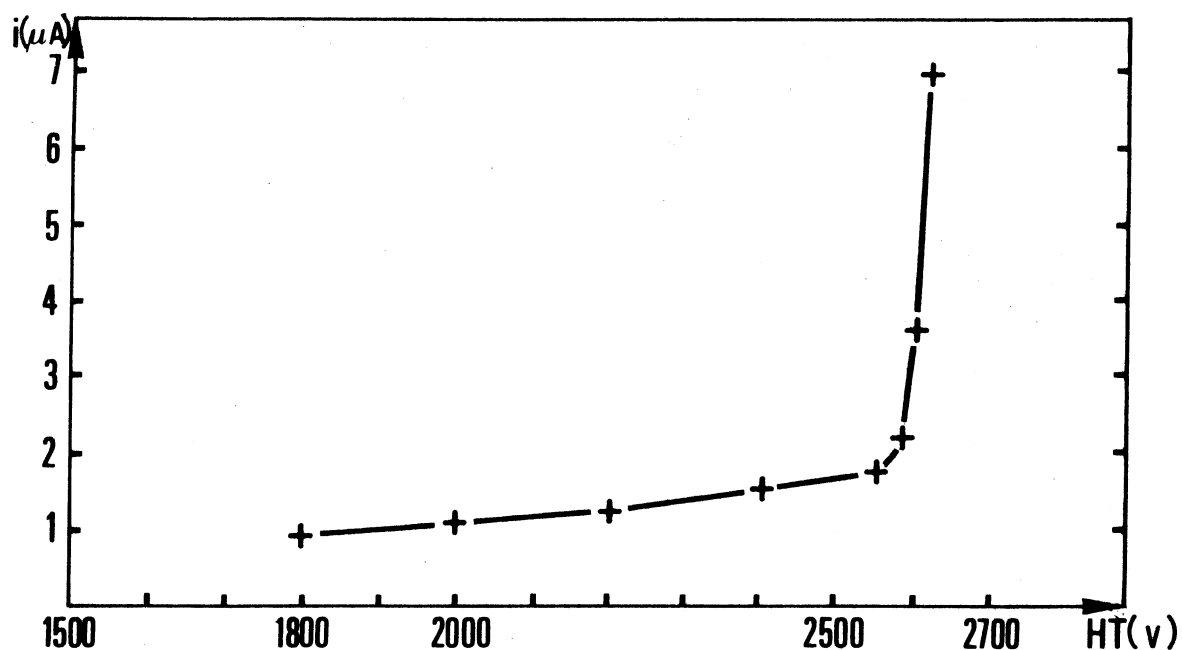


Fig. 41 : Courant de fuite en fonction de la haute tension

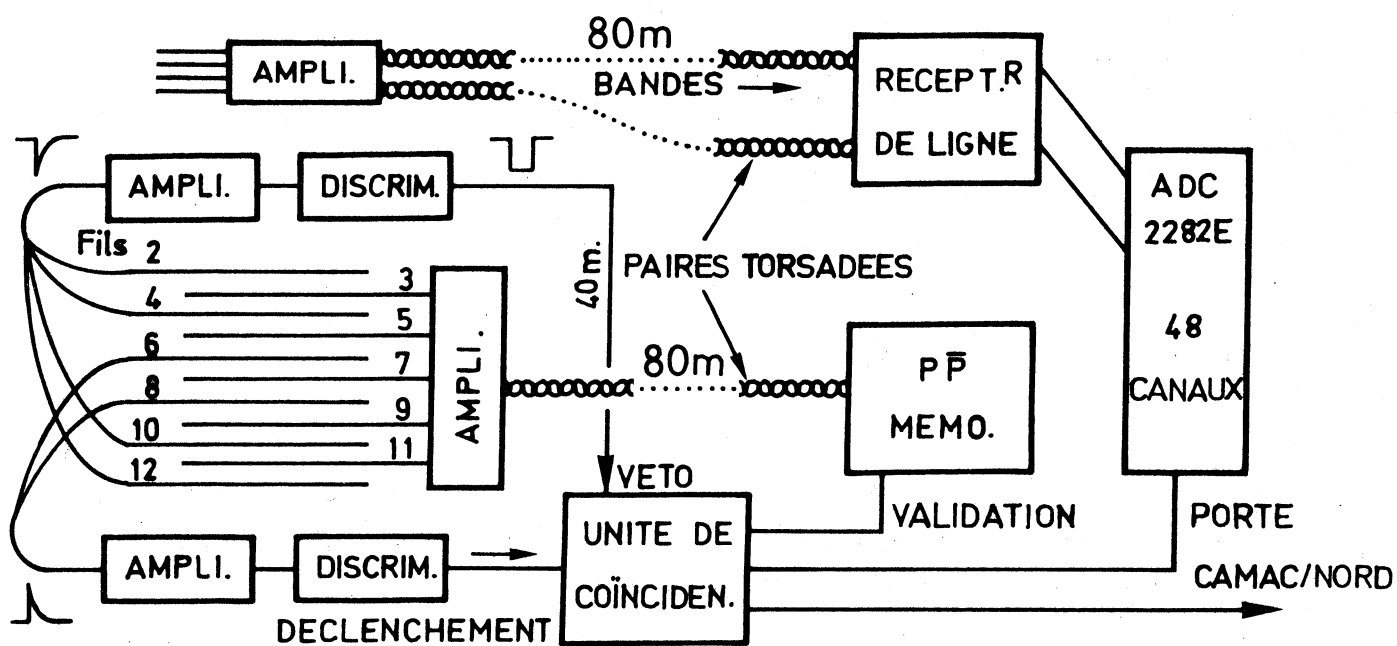


Fig. 43 : Electronique utilisée dans les mesures avec rayons γ (Fe^{55})

b) (3,4) la coordonnée ϕ de l'origine de la bande interne (externe) n°1 par rapport au fil n°1, $u\phi$ ($v\phi$). A l'aide de ces paramètres les coordonnées (Z, ϕ) s'écrivent (éq. 4.5.1) :

$$\begin{aligned} Z &= R_{CH} \frac{(\langle u \rangle - u\phi) - (\langle v \rangle - v\phi)}{y - x} \\ \phi &= \frac{(\langle u \rangle - u\phi) y - (\langle v \rangle - v\phi) x}{y - x} \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

où x et y sont les quantités liées à l'angle des bandes :

$$x = \operatorname{tg}^* \theta_u = R_u \frac{du}{dZ}$$

$$y = \operatorname{tg}^* \theta_v = R_v \frac{dv}{dZ}$$

et R_u, R_v le rayon des cathodes externes et internes :

$$R_{u,v} = R_{CH} + 4 \text{ mm}$$

$\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$ sont les barycentres des charges calculés de la manière suivante (approximation linéaire) :

$$\langle u \rangle = \frac{\sum_{i=1}^7 u_i Q_i}{\sum_{i=1}^7 Q_i} \quad (5.2.2)$$

le calcul est analogue pour $\langle v \rangle$.

La valeur moyenne des paramètres $\theta_u, \theta_v, u\phi, v\phi$, c'est-à-dire la valeur qui décrit le mieux la géométrie des chambres sur toute la surface, peut être obtenue avec un lissage des résultats pour les différentes positions mesurées. On réécrit les relations (5.2.1) en introduisant les variables t, s, H, K :

$$\begin{cases} t = y - x \\ s = \frac{y}{x} \end{cases} \quad \begin{cases} H = v\phi - u\phi \\ K = v\phi - s u\phi \end{cases} \quad (5.2.3)$$

on obtient :

$$Z = R_{CH} \frac{\langle u \rangle - \langle v \rangle}{t} + R_{CH} \frac{H}{t} \quad (5.2.4)$$

$$\phi = \frac{\langle u \rangle s - \langle v \rangle}{s - 1} + \frac{K}{s - 1}$$

la forme des relations (5.2.4) est plus commode pour effectuer le lissage. Chaque équation contient un terme constant et un terme qui dépend de la position.

- Lissage de t et s

En prenant la différence des coordonnées de 2 points i, j de la chambre $\{Z_i - Z_j, \phi_i - \phi_j\}$ (coordonnées relatives), les termes constants de la relation (5.2.4) disparaissent :

$$Z_i - Z_j = R_{CH} \frac{(\langle u \rangle_i - \langle u \rangle_j) - (\langle v \rangle_i - \langle v \rangle_j)}{t}$$

$$\phi_i - \phi_j = \frac{(\langle u \rangle_i - \langle u \rangle_j) s - (\langle v \rangle_i - \langle v \rangle_j)}{s - 1}$$

et on obtient des équations qui ne dépendent plus que du seul paramètre t (ou plus exactement R_{CH}/t) et s. On a donc fait la moyenne pondérée de toutes les déterminations de t et s obtenues en faisant toutes les différences $\{Z_i - Z_j, \phi_i - \phi_j\}$ possibles.

- Lissage des quantités H et K

Utilisant les valeurs de t et s obtenues avec la méthode précédente et les relations (5.2.4), on peut faire un lissage pour H et K. On obtient :

$$H = \frac{1}{N} \left\{ \frac{s}{R_{CH}} \sum_{i=1}^N Z_i - \sum_{i=1}^N (\langle u \rangle_i - \langle v \rangle_i) \right\}$$

$$K = \frac{1}{N} \left\{ (s - 1) \sum_{i=1}^N \phi_i - \sum_{i=1}^N (\langle u \rangle_i s - \langle v \rangle_i) \right\}$$

(N = nombre de points mesurés).

Utilisant les relations (5.2.3) on peut obtenir maintenant x , y , $u\phi$, $v\phi$. Les résultats obtenus sont montrés dans la table V pour les chambres C1 à C4. Dans ce tableau les mesures des angles des bandes sont aussi comparées aux valeurs prévues dans le projet : les différences n'excèdent pas 3 mrad. La discussion des erreurs sur la détermination des paramètres t , s , H , K ou x , y , $u\phi$, $v\phi$ est faite au paragraphe V.2.3. Notons toutefois dans le cas de la détermination du paramètre H , que la position relative de la chambre et de la règle n'est connue qu'avec une précision d'1 mm. Cette erreur sur H peut être éliminée avec les mesures de rayons cosmiques sur le détecteur de vertex lui-même.

V.2.2 - CARTE DES DEFORMATIONS DES BANDES

Utilisant les paramètres calculés et les relations (5.2.4) ou (5.2.1), on peut calculer les différences entre la valeur mesurée et celle prévue pour les coordonnées de chaque position. Les figures 45a, 45b montrent en chaque point mesuré les différences $R\Delta\phi$ et ΔZ pour la chambre C4. On constate que les différences ΔZ sont beaucoup plus grandes que les différences $R\Delta\phi$. Il n'y a pas d'explication claire pour cet effet ; probablement les différences ΔZ sont dues au fait que la valeur moyenne des histogrammes (très larges) est difficile à estimer. Ceci provient de la mauvaise collimation de la source : 1 mm à la sortie du collimateur et au moins 3 mm au niveau du fil. On peut donc supposer que ce sont les différences $R\Delta\phi$ qui donnent une idée réelle sur l'ordre de grandeur de l'erreur systématique moyenne sur la mesure des coordonnées ; cette erreur est due soit à la déformation géométrique des bandes dans la chambre, soit à la non linéarité dans l'électronique des différents canaux. Par exemple dans certaines positions $R\Delta\phi$ change de 100 à 200 μm d'un fil à l'autre ; il est difficile de penser à un effet dû aux déformations des bandes, capables de donner une variation aussi grande sur les dimensions aussi petites (4 mm).

Chambre	$tg^* \theta_u$ (valeur prévue)	$\sigma_{tg^* \theta_u}$	$tg^* \theta_v$ (valeur prévue)	$\sigma_{tg^* \theta_v}$	$\sigma_{u\theta}$ (rad)	$\sigma_{v\theta}$ (rad)
C1	0,9395 (0,9375)	$2 \cdot 10^{-4}$	- 0,8682 (- 0,8654)	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
C2	1,3464 (1,3433)	$2 \cdot 10^{-4}$	- 1,2604 (- 1,2594)	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
C3	1,0182 (1,0172)	$2 \cdot 10^{-4}$	- 0,9850 (- 0,9833)	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
C4	0,9833 (0,9825)	$2 \cdot 10^{-4}$	- 0,9608 (- 0,9578)	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$

TABLE V

Résultats de la métrologie pour les 4 chambres ;
pour chaque paramètre la valeur prévue est entre
parenthèses.

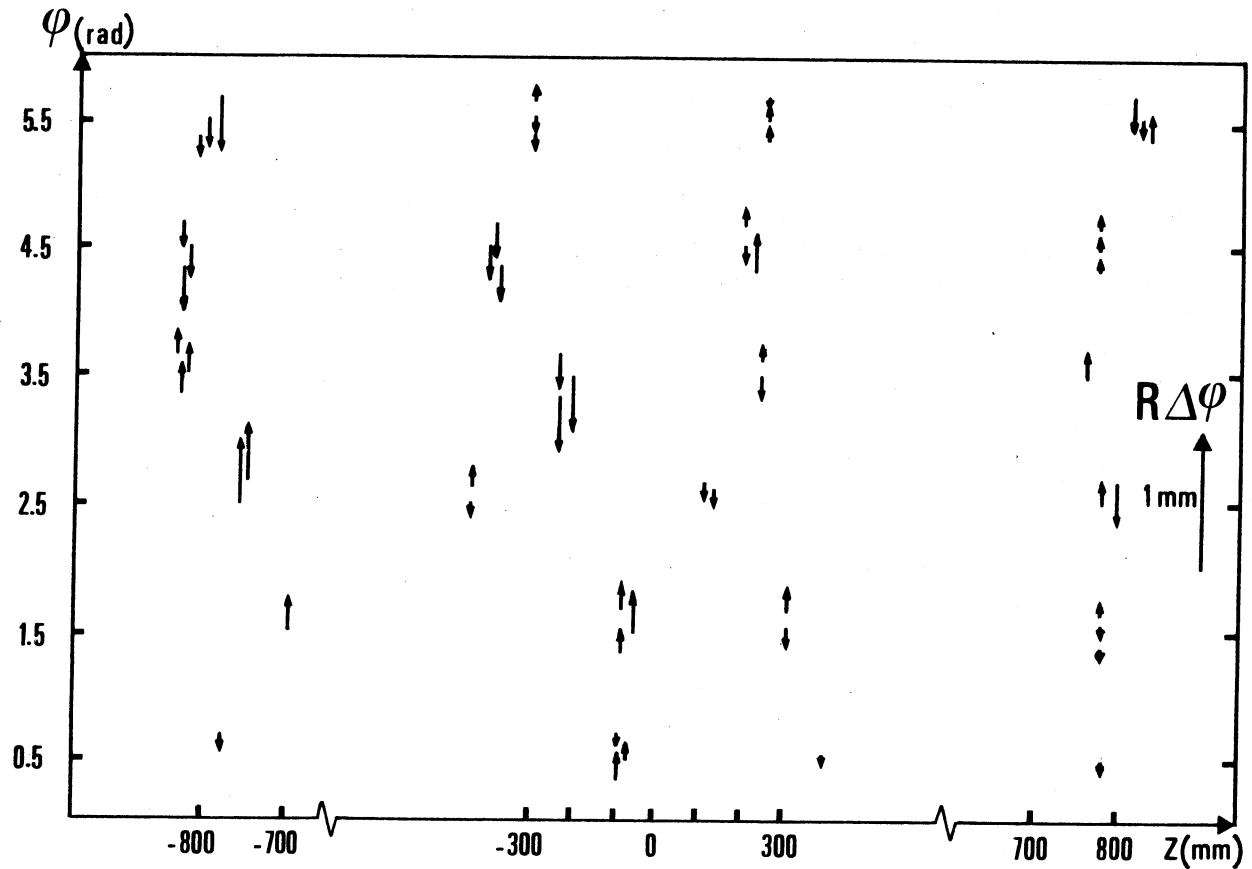
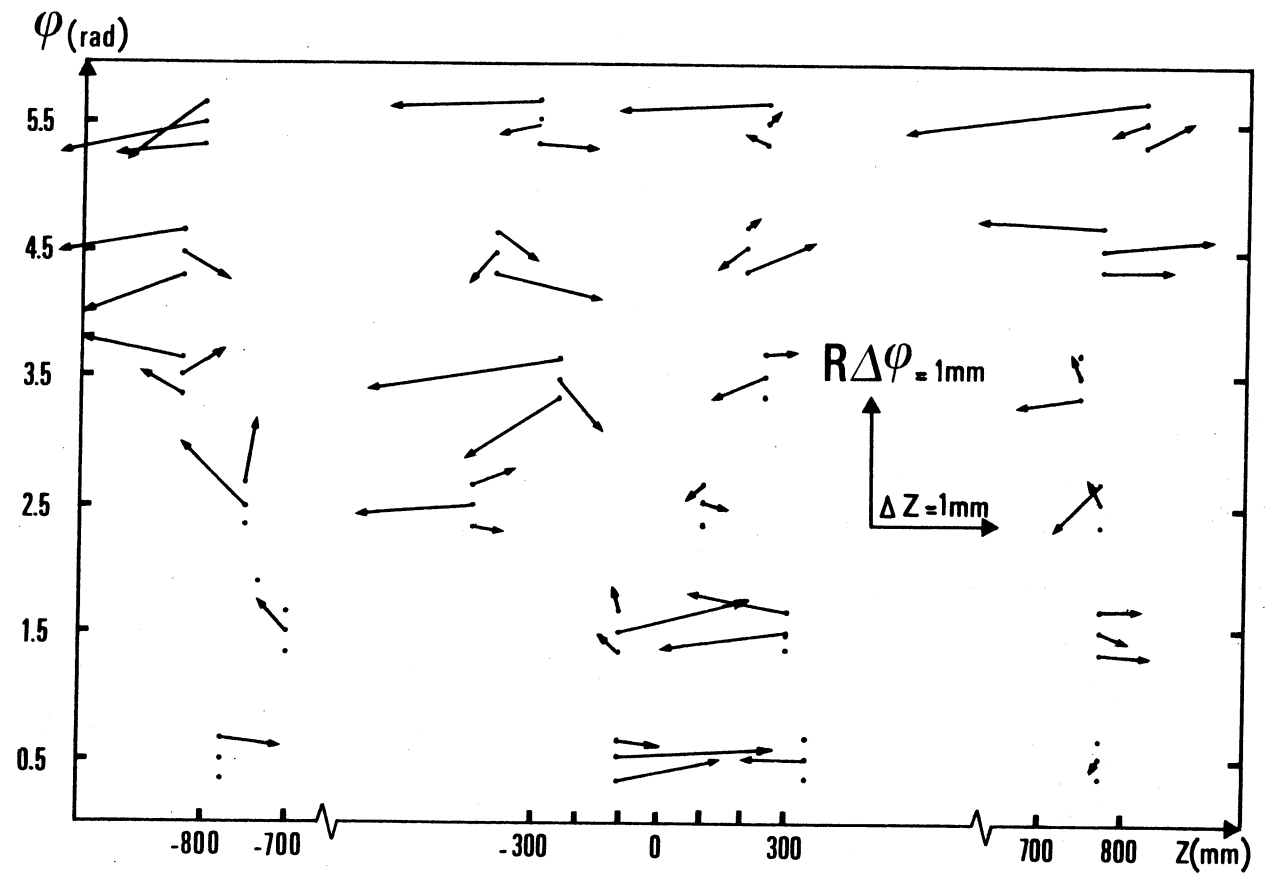


Fig. 45 : Métrologie de la C4 :

- a) déviations par rapport aux valeurs prévues
- b) projection $R\phi$

V.2.3 - ERREURS SYSTEMATIQUES DANS LA MESURE DES COORDONNEES

On obtient une estimation approximative de l'erreur systématique sur z et ϕ par la formule $\sigma = \sqrt{\frac{\chi^2}{n-1}}$, où n est le nombre de degrés de liberté des lissages faits pour déterminer les paramètres t et s :

$$\sigma_Z \leq 400 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\sigma_{R\phi} \leq 160 \text{ } \mu\text{m}$$

$\sigma_{R\phi}$ dépend seulement des déformations des bandes et de la linéarité de l'électronique, σ_Z dépend en plus de l'erreur, sur la position de la source, et de celle sur la valeur moyenne des histogrammes due à la mauvaise collimation de la source. L'erreur systématique sur Z est donc surestimée et doit être en fait du même ordre de grandeur que $\sigma_{R\phi}$, c'est-à-dire du même ordre que de l'erreur qu'on trouve dans la littérature pour des chambres à bandes de grande dimension.

5.3 - ETUDE SUR LA PRECISION DES CHAMBRES A BANDES

L'erreur statistique, sur la mesure des coordonnées (Z, ϕ) est directement liée par les relations (5.2.1), aux erreurs statistiques sur $\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi_{\text{bruit}}} &= \frac{1}{y-x} \sqrt{\sigma_{\langle u \rangle_{\text{bruit}}}^2 y^2 + \sigma_{\langle v \rangle_{\text{bruit}}}^2 x^2} \\ \sigma_{Z_{\text{bruit}}} &= \frac{R_{CH}}{2} \sqrt{\frac{\sigma_{\langle u \rangle_{\text{bruit}}}^2}{x^2} + \frac{\sigma_{\langle v \rangle_{\text{bruit}}}^2}{y^2}} \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

le choix de l'algorithme pour le calcul du barycentre est donc important dans l'optimisation de la précision.

La charge induite sur une bande en fonction de la distance du barycentre est montrée sur les figures 46a - 46b (source Fe^{55}) pour 2 positions différentes sur la chambre C1 ; la largeur totale à mi-hauteur de la distribution est d'environ 1,5 bandes et les queues s'étendent jusqu'à environ ± 3 bandes.

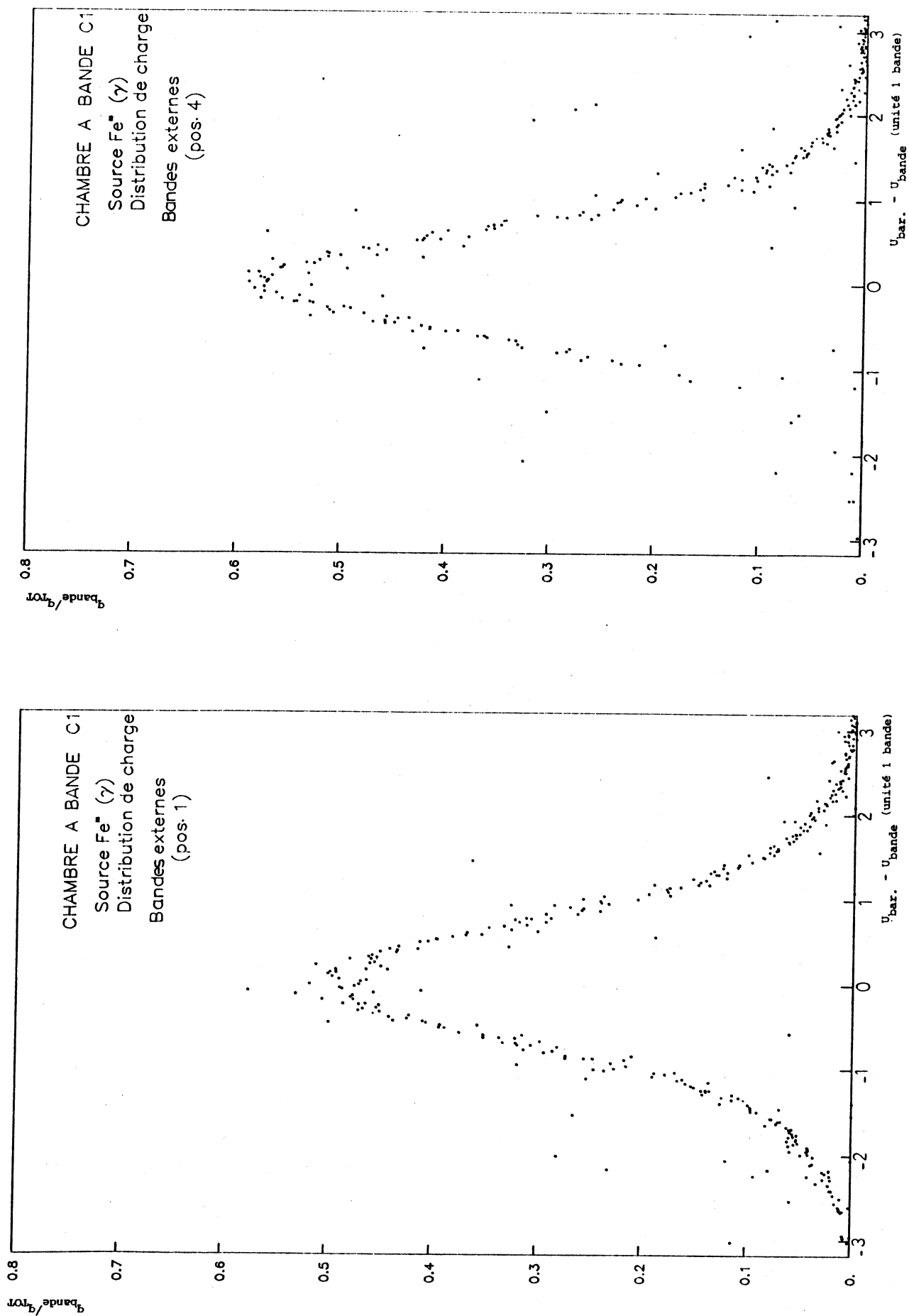


Fig. 46 : Distribution de la charge déposée sur une bande en fonction de la distance de la bande du barycentre.

L'épaisseur de la courbe est liée à l'erreur sur la mesure du barycentre ; on peut distinguer quatre contributions à cette erreur :

- a) l'erreur statistique due au bruit électronique ;
- b) l'erreur statistique intrinsèque liée au fonctionnement des chambres proportionnelles (rayon fini du fil, dimensions de l'avalanche, etc.)
- c) l'erreur systématique due à l'algorithme choisi pour calculer le barycentre ;
- d) l'erreur systématique due à la non-linéarité des ADC et à la mécanique de la chambre.

Si on utilise un algorithme linéaire (5.2.2) l'erreur c) est négligeable ($\leq \pm 6 \mu\text{m}$). La contribution d) est également négligeable ($\sim 20 \div 30 \mu\text{m}$) tant qu'on n'utilise qu'une petite surface de la chambre et si on connaît le gain des amplificateurs à $\pm 1 \%$ et leur linéarité. Négligeant pour le moment la contribution d) on va étudier la contribution a) à l'erreur.

Supposant que σ_{bruit} est le même pour toutes les bandes, l'erreur $\sigma_{\langle u \rangle}$ obtenue en utilisant l'expression linéaire (5.2.2) est :

$$\sigma_{\langle u \rangle \text{ bruit}} = \frac{\sigma_{\text{bruit}}}{\sum_{i=1}^N Q_i} \sqrt{\sum_{i=1}^N (u_i - \langle u \rangle)^2} \quad (5.3.2)$$

où N est le nombre des bandes utilisées ayant recueilli le maximum de charges ($N = 7$ dans (5.2.2)), et σ_{bruit} était d'environ 13 canaux ADC dans les mesures avec des rayons γ .

La relation (5.3.2) montre que $\sigma_{\langle u \rangle \text{ bruit}}$ est une fonction croissante de N, mais quand N diminue les corrections systématiques à apporter au calcul du barycentre, dues au fait qu'on ne tient plus compte des queues, augmentent.

V.3.1 - ETUDE DE L'ALGORITHME : NOMBRE DE BANDES UTILISEES DANS LE CALCUL DU BARYCENTRE

Les figures 47 a, b, c montrent les résultats des mesures de la coordonnée ψ en utilisant l'algorithme (5.2.2) avec $N = 7, 2$ et 3. ($N = 2$ ou 3, on prend dans ce cas les bandes ayant les charges les plus fortes). Pour $N = 7$ la précision résultante $\sigma_{\phi 7}$ est d'environ $195 \mu\text{m}$ en accord avec (5.3.1) et (5.3.2) ($\sum_{i=1}^7 Q_i \approx 1100$, $\sigma_{\text{bruit}} \approx 13$) ; pour $N = 2$ ou 3 l'erreur systématique est grande et on obtient des pics séparés de $0,5$ à $1,5 \text{ mm}$ autour de la vraie position. Si on veut éviter les erreurs systématiques il faudrait prendre $N > 4$, probablement $N = 5$ ou 6 ; pourtant dans ce cas la résolution ne diffère pas beaucoup du cas $N = 7$.

Dans le cas $N = 2$, les décalages systématiques peuvent être corrigés de la façon suivante : appelant $\langle u \rangle_2$ le barycentre obtenu pour $N = 2$, $\langle u \rangle_{\text{vrai}}$, la valeur réelle du barycentre, est donnée par la relation :

$$\langle u \rangle_{\text{vrai}} = \langle u \rangle_2 + f_{\text{sys}} (\langle u \rangle_{\text{max}} - \langle u \rangle_2) \quad (5.3.3)$$

où f_{sys} est la correction de l'erreur systématique qui dépend seulement de la différence entre la coordonnée de la bande qui a recueilli la charge la plus grande et $\langle u \rangle_2$; cette fonction dépend de la géométrie des chambres (pas des fils et des bandes, angles, etc) et (pour le moment) est supposée identique en tout point de la chambre. Dans (5.3.3) on peut remplacer $\langle u \rangle_{\text{vrai}}$ par $\langle u \rangle_7$, où l'erreur est purement statistique (pour $\langle u \rangle_2$, au contraire il y a surtout le terme systématique) ce qui permet d'extraire f_{syst} (fig. 48a). La dispersion des points est due au bruit, mais la forme moyenne est bien déterminée. Les valeurs de la fonction f_{sys} sont données dans la table VI.

On peut maintenant recalculer ϕ avec la relation (5.3.3), et la relation (5.2.4,b). Les figures 48 b ÷ e montrent les déterminations de $R\phi$ avec l'ancienne méthode et la nouvelle pour deux conditions de gain différentes : dans le premier cas $\sigma_{R\phi}$ passe de 470μ à 180μ et dans le deuxième 190μ à 110μ . Il est important de noter que la valeur moyenne des distributions ne change pas et que par conséquent les effets systématiques ont été bien corrigés ; les fils sont retrouvés avec précision (fig. 49 a-b).

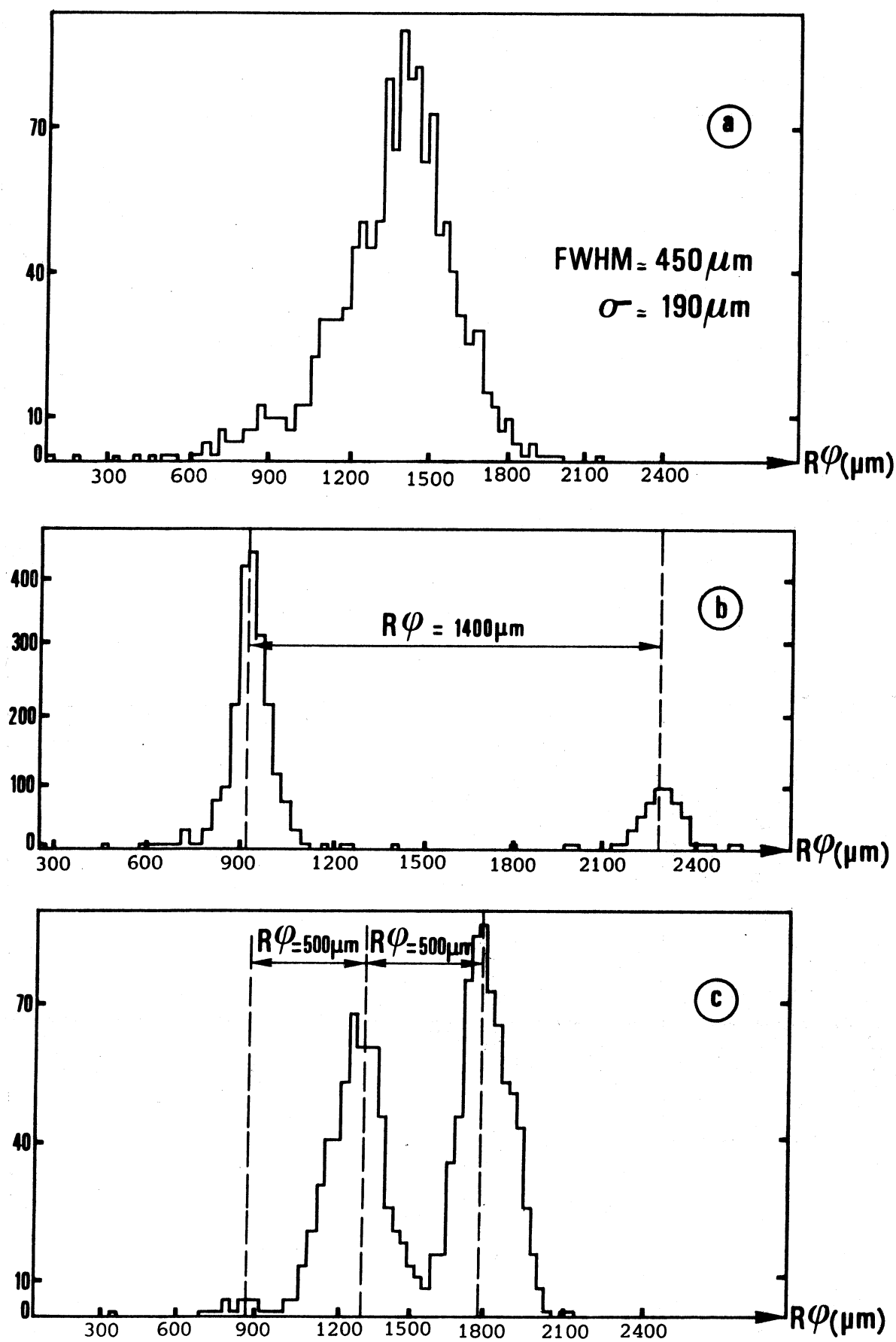


Fig. 47 : Précision en ϕ avec un nombre (N) différent des bandes utilisées dans l'algorithme (5.2.2) ;
a) $N = 7$; b) $N = 2$; c) $N = 3$

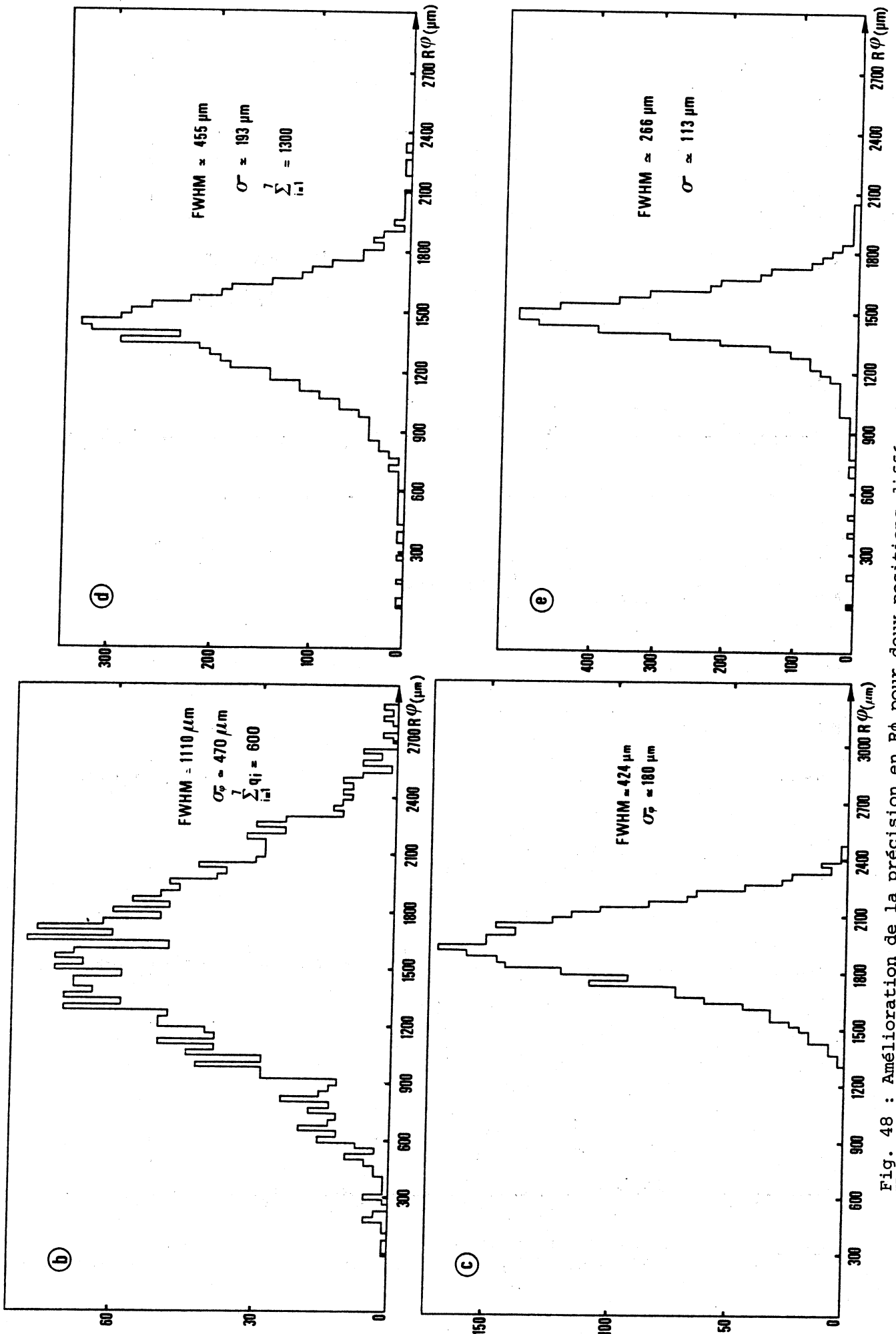


Fig. 48 : Amélioration de la précision en $R\phi$ pour deux positions différentes sur la chambre C4 :

b) Pos 26, $N = 7$; c) Pos 26, $N = 2$; d) Pos 7, $N = 7$; e) Pos 7, $N = 2$

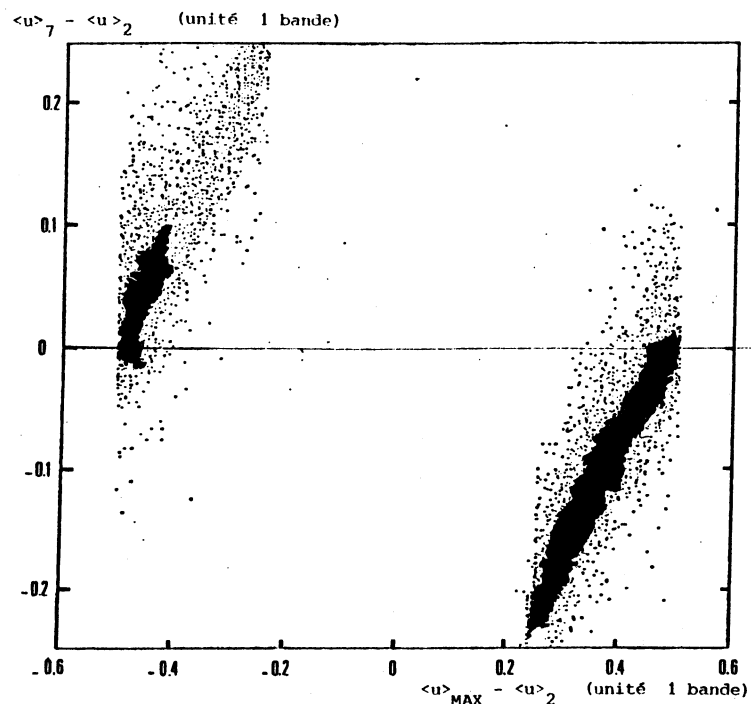


Fig. 48a : fonction de correction f_{sys}

$U_{\text{MAX}} - \langle u \rangle_2$	f systématique U_{bande}	f systématique V_{bande}	Unités
$< -0,510$	non défini	non défini	1 bande
$-0,510 \pm -0,500$	0,0000	0,0000	U ou V
$-0,500 \pm -0,490$	0,0060	0,0090	$\approx 6 \text{ mm}$
$-0,490 \pm -0,480$	0,0130	0,0168	
$-0,480 \pm -0,470$	0,0205	0,0205	
$-0,470 \pm -0,460$	0,0261	0,0256	
$-0,460 \pm -0,450$	0,0343	0,0334	
$-0,450 \pm -0,440$	0,0428	0,0429	
$-0,440 \pm -0,430$	0,0500	0,0510	
$-0,430 \pm -0,420$	0,0590	0,0571	
$-0,420 \pm -0,410$	0,0664	0,0666	
$-0,410 \pm -0,400$	0,0795	0,0744	
$-0,400 \pm -0,390$	0,0900	0,0814	
$-0,390 \pm -0,380$	0,1000	0,0900	
$-0,380 \pm -0,370$	0,1112	0,0990	
$-0,370 \pm -0,360$	0,1242	0,1100	
$-0,360 \pm -0,350$	0,1354	0,1186	
$-0,350 \pm -0,340$	0,1478	0,1256	
$-0,340 \pm -0,330$	0,1572	0,1373	
$-0,330 \pm -0,320$	0,1739	0,1500	
$-0,320 \pm -0,310$	0,1870	0,1627	
$-0,310 \pm -0,300$	0,2000	0,1770	
$-0,300 \pm -0,290$	0,2100	0,1795	
$-0,290 \pm -0,280$	0,2251	0,1937	
$-0,280 \pm -0,270$	0,2410	0,2000	
$-0,270 \pm -0,260$	0,2522	0,2131	
$-0,260 \pm -0,250$	0,2666	0,2242	
$-0,250 \pm -0,240$	0,2836	0,2317	
$\sim -0,240 \pm 0,240$	non défini	non défini	
$\sim +0,240 \pm +0,510$	le même avec le signe moins		

TABLE VI

Les valeurs de la fonction de correction f_{sys}

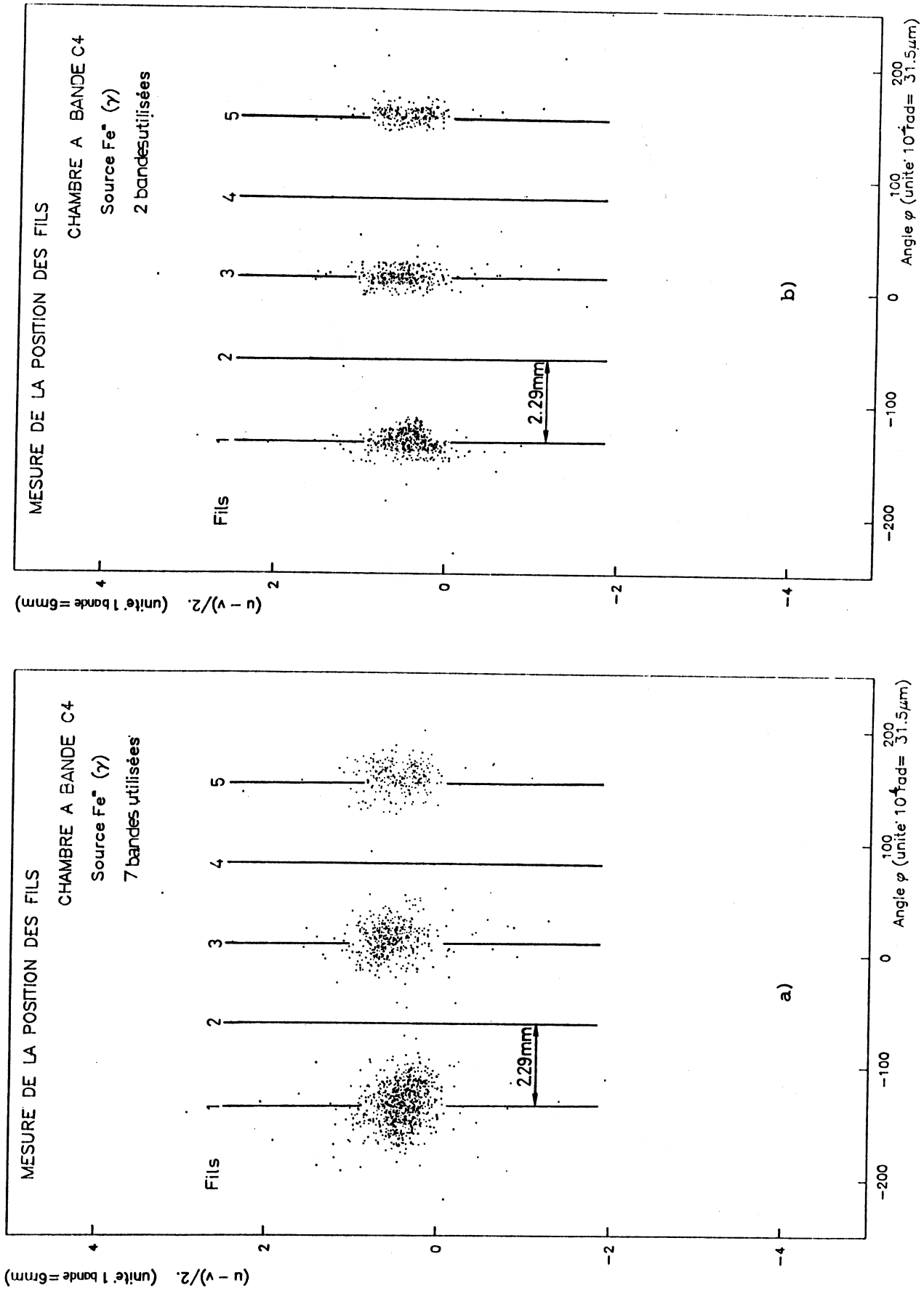


Fig. 49 : Mesure de la position des fils :
a) méthode qui utilise 7 bandes ;
b) méthode qui utilise les 2 bandes qui ont plus de charge
(après la correction de l'erreur systématique)

Dans la table VII sont montrés les résultats pour toutes les positions mesurées sur C4 ; la précision augmente d'un facteur presque 2 selon la charge déposée (équation 5.3.2). Ce fait confirme l'hypothèse faite précédemment que f_{syst} est la même partout à l'intérieur d'une chambre.

L'amélioration de la précision est bien décrite par la relation (5.3.2) surtout quand la charge totale est petite ; quand la charge est grande on n'obtient jamais une précision meilleure que 100 μm , comme on pourrait s'y attendre d'après la formule (fig. 50) ; ceci est dû au fait que la précision en $R\phi$ sur la position de l'avalanche dépend du point où le γ est converti. La figure 51 montre la coordonnée $R\phi$ en fonction du rapport des charges recueillies sur les 2 couches ; les points sont disposés autour du fil en correspondance avec le point où l'avalanche s'est développée, ce qui montre que la précision sur la mesure des coordonnées est bien meilleure que 100 μm , et est semblable à celle obtenue par Charpak et al. ⁽⁵⁰⁻⁵¹⁾. Ce résultat a été obtenu grâce à la réduction du bruit réalisée en utilisant seulement 2 bandes, ce qui permet d'arriver au voisinage des limites de la précision du détecteur.

La précision avec laquelle on détermine la position de l'avalanche en $R\phi$, calculée sans tenir compte du rapport des charges est donc limitée à $\sigma_{R\phi} \geq 100 \mu\text{m}$; en z cet effet n'est pas présent ; on peut penser que pour des traces perpendiculaires au plan de fil la précision locale est $\sigma_z < 100 \mu\text{m}$.

V.3.2 - CONSEQUENCES PRATIQUES DES RESULTATS OBTENUS

L'étude de la précision montre que les chambres à bandes peuvent donner des informations très précises pour la détermination de la position, grâce au grand rapport signal/bruit ($> 10^3$).

Les résultats obtenus avec les rayons γ peuvent être étendus au cas des particules au minimum d'ionisation et orthogonales aux chambres ; en fait la charge provenant d'une particule au minimum est environ 3 fois

Pos	Flt	$\langle Q_{int} \rangle$ ADC canaux	$\langle Q_{ext} \rangle$ ADC canaux	σ_{b_7} (μm)	σ_{b_2} (μm)	$R(\langle b_7 \rangle - \langle b_2 \rangle)$ (μm)	$R(\langle \sigma_7 \rangle - \langle \sigma_2 \rangle)$ (μm)
1	1			240	160	- 81	13
	2	872	1049	270	220	- 113	- 18
	3			310	190	76	140
2	1			280	185	- 81	13
	2	870	1219	280	145	- 96	76
	3			280	-	- 81	-
3	1			240	160	76	265
	2	775	1125	280	173	202	360
5	1			233	213	- 112	- 34
	2	600	900	240	170	- 50	45
6	1			240	160	202	202
	2	750	1225	213	160	233	202
7	1			195	113	- 97	- 50
	2	1125	1485	180	133	- 144	- 50
8	1			413	213	- 160	- 34
	2	775	1025	273	160	- 34	- 34
9	1			213	153	76	76
	2	900	1375	213	120	76	76
10	1			240	170	140	60
	2	900	1375	202	160	76	108
11	1			400	173	312	328
	2	475	580	400	200	60	170
19	1			267	187	126	142
	2	530	830	240	163	63	173
20	1			360	160	252	31
	2	500	670	360	187	16	47
21	1			320	173	315	283
	2	500	670	300	187	189	267
23	1			507	173	173	142
	2	800	1275	266	173	173	236
25	1			>500	147	-	-
	2	570	925	440	200	-	-
26	1			>650	133	-	-
	2	450	725	470	180	-	-
27	2	480	700	>650	173	189	142
29	2	475	710	>500	170	- 126	- 47

TABLE VII

Utilisation de la méthode qui utilise 2 bandes pour la mesure du barycentre ; résultats pour la chambre C4

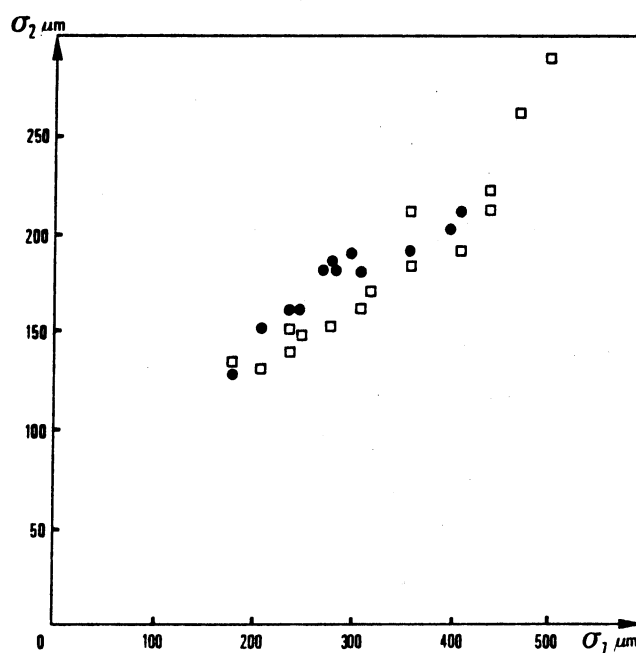


Fig. 50 : Précision atteinte avec la méthode qui utilise les 2 bandes qui ont la fraction plus importante de la charge déposée, comparée avec la précision de la méthode qui utilise 7 bandes

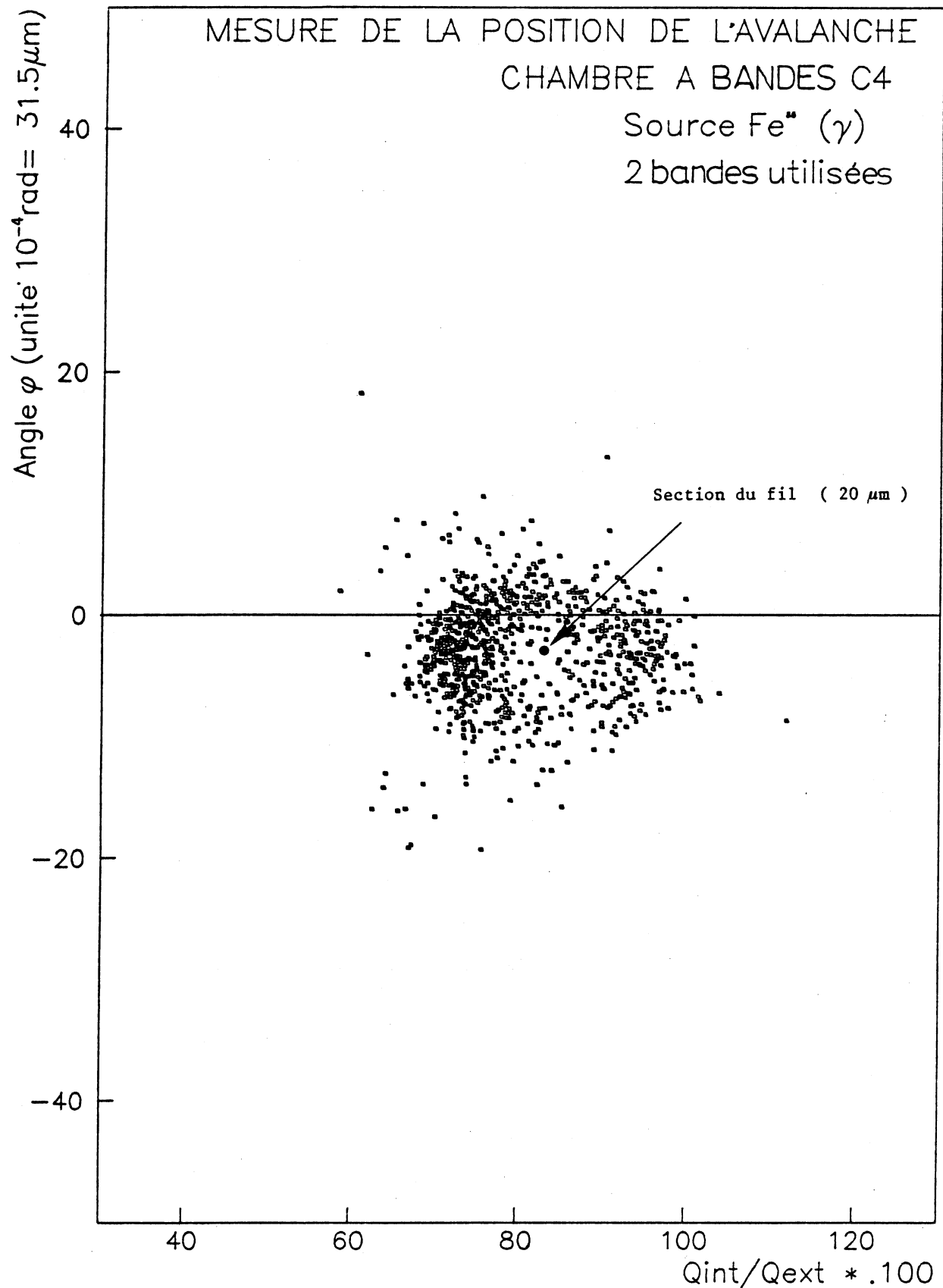


Fig. 51 : Mesure de la position de l'avalanche autour du fil
(on a utilisé les 2 bandes ayant le plus de charge
pour déterminer $\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$)

plus faible mais le bruit mesuré dans la zone expérimentale est aussi 3 fois plus faible (meilleur blindage) ; on peut donc s'attendre localement à une précision $\sigma_{R\phi} \approx 100 \mu\text{m}$ et $\sigma_Z \leq 100 \mu\text{m}$ pour des traces orthogonales aux chambres. Pour obtenir ces résultats sur toute la surface de chaque chambre il est nécessaire que les calibrations des gains de tous les canaux soient connues à $\pm 1 \%$, et surtout, que soient corrigées les déformations mécaniques en utilisant les rayons cosmiques. D'autre part, si on baisse pour des raisons de sécurité la H.T. d'une centaine de volts la précision locale serait autour de 100-150 μm .

Dans la phase initiale on peut dire que la précision globale du détecteur est limitée par des problèmes d'ordre électronique et mécanique. Il est pourtant possible d'utiliser dès le début la très bonne précision "locale" des chambres pour résoudre le problème de la résolution de 2 ou plusieurs traces dont les distributions de charge se chevauchent. Les figures 52 montrent certains cas de chevauchement qui peuvent se présenter (simulation faite en utilisant les résultats de la figure 46) ; dans ces cas les algorithmes 5.2.2 et 5.3.3 ne sont pas en mesure de donner le barycentre des 2 distributions. Le problème peut être résolu en remarquant que si les barycentres des 2 distributions ne sont pas trop voisins ($|\langle u \rangle_1 - \langle u \rangle_2| \geq 1,5$ bandes), il peuvent être déterminés à l'aide de l'information provenant des bandes correspondant à la pente droite ou gauche de la distribution somme, où seule une des deux distributions intervient.

On peut écrire une expression analogue à (5.3.3) :

$$\langle u \rangle_{\text{vrai}} = \langle u \rangle_2 + g_{\text{sys}} (q_1/q_2) \quad (5.3.4)$$

où $\langle u \rangle_2$ est le barycentre calculé avec les 2 bandes de la pente gauche (ou droite) de la distribution somme, q_1, q_2 sont les charges de ces 2 bandes. Pour être prise en compte dans le calcul du barycentre, la charge recueillie sur les bandes doit être supérieure à un seuil donné au-dessus du bruit. La fonction de correction g_{sys} qui apparaît dans la relation (5.3.4) se déduit de la distribution présentée dans la figure 53. Le barycentre peut donc être déduit si la bande la plus éloignée du barycentre, parmi les deux utilisées, est à une distance inférieure à environ 1,5 bande. Une fois trouvé le premier barycentre, on peut soustraire la charge correspondante de la distribution somme et calculer le deuxième barycentre (il en est de même dans le cas de plus de 2 distributions).

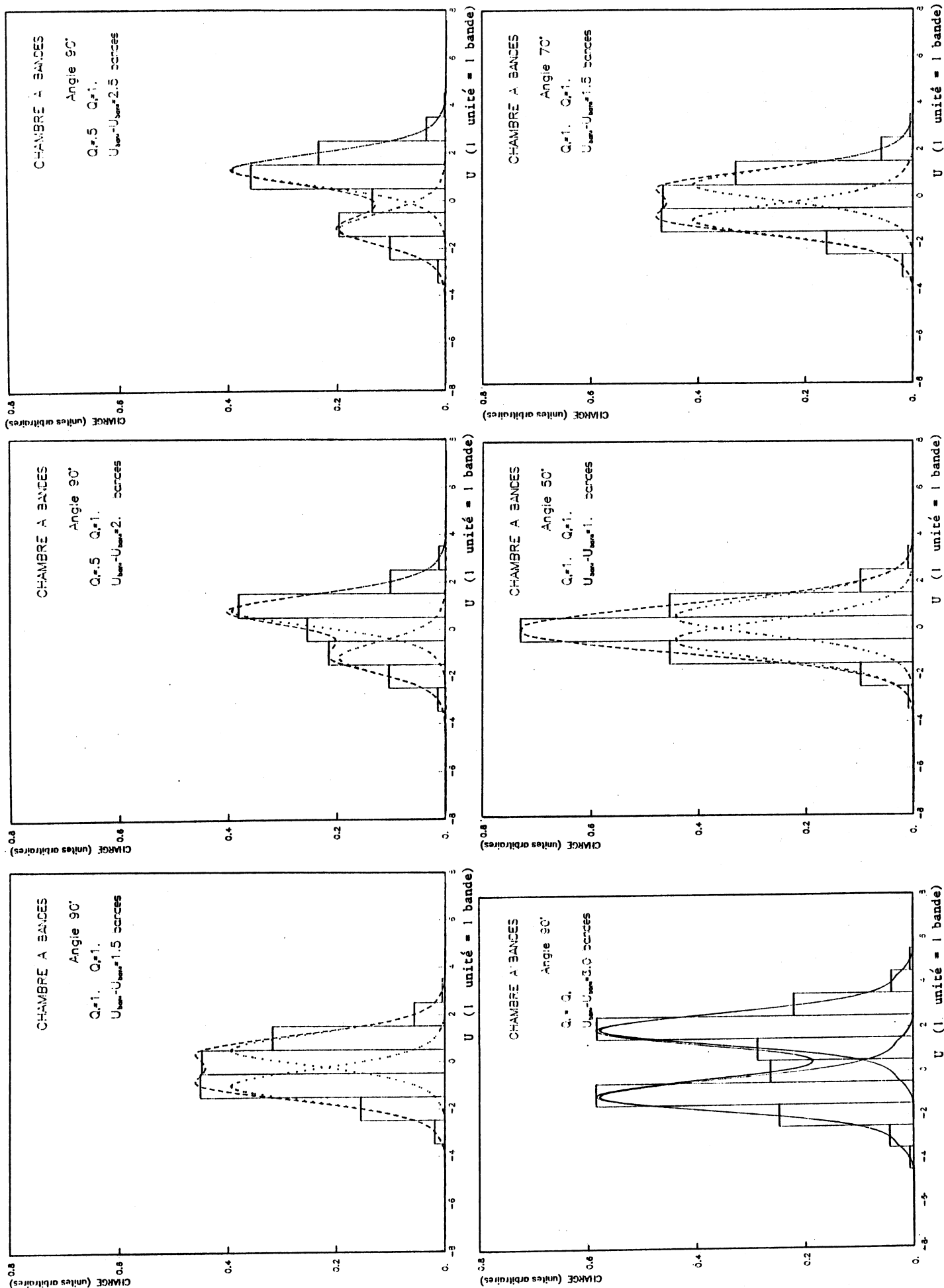


Fig. 52 : Simulation de clusters multiples

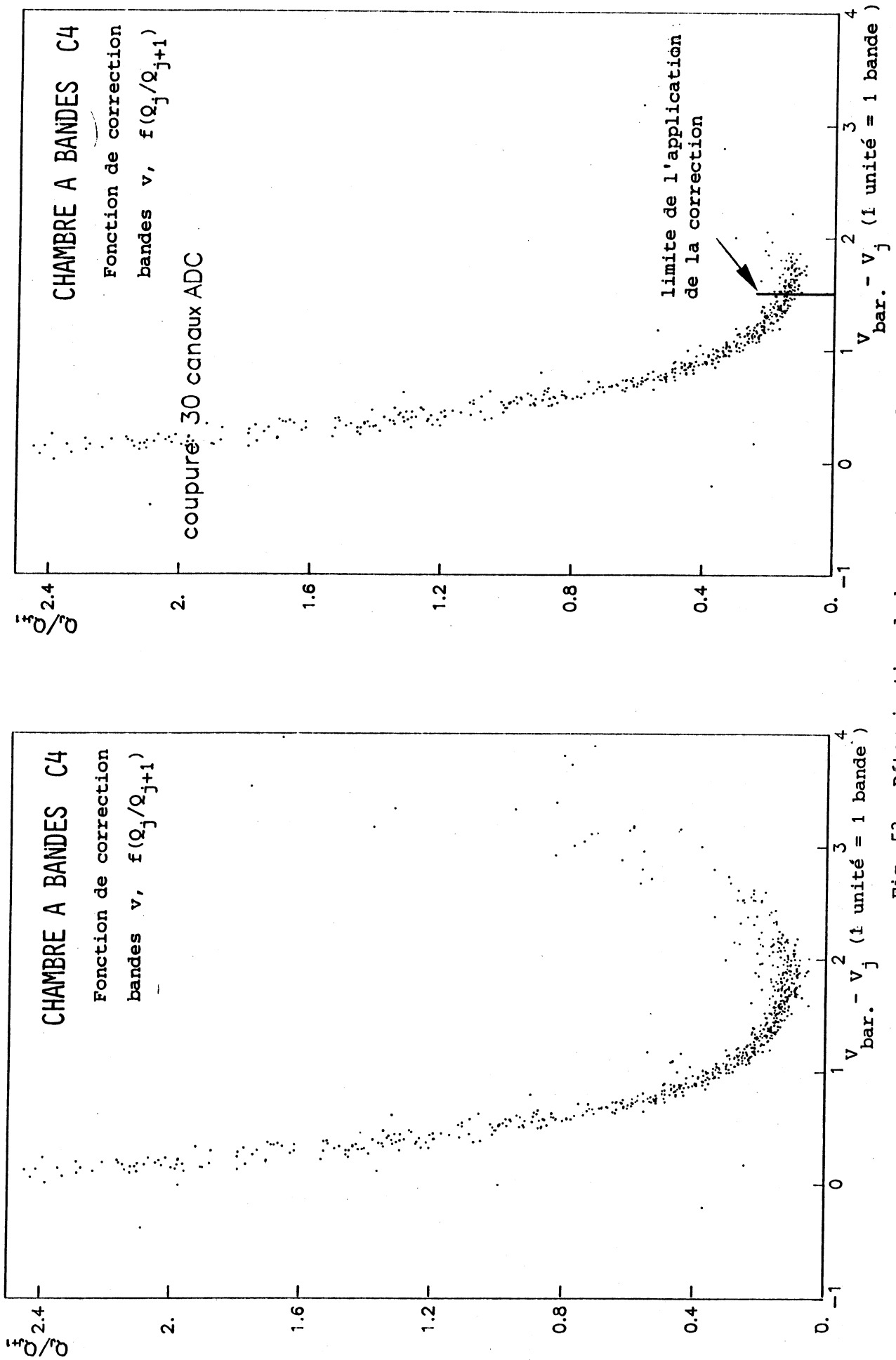


Fig. 53 : Détermination du barycentre avec les bandes correspondant aux pentes ; fonction de correction $g_{\text{sys}} (Q_i/Q_{i+1})$

L'application de cette méthode dans le programme d'analyse est décrite dans le chapitre VI.

V.4 - CONCLUSIONS

Dans ce chapitre a été discutée la précision qu'on peut obtenir dans les chambres proportionnelles construites à Orsay.

La mesure du gain montre que les variations maximales du rayon des coques est d'environ $\pm 240 \mu\text{m}$. La métrologie effectuée avec la source de Fe^{55} montre que les erreurs de reconstructions dues à l'électronique et celles dues aux déformations mécaniques des bandes sont en moyenne d'environ $\pm 150 \mu\text{m}$ (avec des maxima de $300 \mu\text{m}$). Si ces déformations sont entièrement d'ordre mécanique, il est possible de les corriger avec des rayons cosmiques.

L'étude de la précision locale montre que celle-ci est compatible avec la précision ultime rapportée dans la littérature. Ce fait sera utilisé dans le chapitre VI pour essayer de résoudre le problème de la résolution.

CHAPITRE VI

MESURES EFFECTUÉES AVEC LE DÉTECTEUR COMPLET

VI.1 - INTRODUCTION

Dans ce chapitre, je décris les premières mesures faites au CERN après avoir installé le détecteur de vertex au centre du calorimètre de UA2.

Les mesures faites à Orsay avec des sources de rayons γ (Fe^{55}) permettent de comprendre et d'optimiser le fonctionnement des chambres dans les conditions normales de travail, c'est-à-dire avec des rayons cosmiques et, surtout avec les interactions $\bar{p}p$. Dans la phase initiale de fonctionnement la haute précision des chambres à bandes dont on a parlé dans le chapitre V, ne peut pas être atteinte à cause des raisons suivantes :

a) le rapport signal/bruit est plus bas que pendant les mesures faites à Orsay. En fait, si d'une part la diminution de la charge déposée (une particule au minimum ionise environ 3 fois moins qu'un γ de 4,5 KeV) est compensée par la diminution du bruit (environ un facteur 3) obtenue avec un meilleur blindage, d'autre part, la haute tension appliquée aux chambres est plus basse d'environ 100 volts qu'à Orsay pour des raisons de sécurité, ce qui fait perdre un facteur 2 sur le signal ;

b) la calibration de tous les canaux ADC (environ 3000) est plus complexe qu'à Orsay, où on utilisait seulement 48 canaux ;

c) pour corriger les défauts mécaniques des bandes, il faut disposer d'un grand nombre de rayons cosmiques (à 60 mètres de profondeur il y en a beaucoup moins qu'en surface) ; dans les premiers temps les déformations des bandes ne peuvent donc pas être corrigées.

Ainsi, si la précision limite des chambres n'est pas atteinte, il est possible de commencer l'étude du problème de la séparation des clusters multiples. Les premières données $\bar{p}p$ montrent en fait que le nombre de traces dans le détecteur de vertex varie de 15 à 30 selon le déclenchement ; dans ces conditions le nombre de clusters multiples est donc important, et il faut les séparer le mieux possible pour garder une bonne efficacité et une bonne précision dans le détecteur de vertex. L'étude de la précision locale des chambres, exposée au chapitre précédent, est donc poursuivie en utilisant les données de rayons cosmiques et les données $\bar{p}p$. Nous décrivons aussi la routine de déconvolution qui est actuellement en cours de test dans le programme d'analyse.

VI.2 - MESURE DE LA GEOMETRIE AVEC LES RAYONS COSMIQUES

La métrologie exposée dans le chapitre précédent permet la description d'une seule chambre. Pour utiliser toutes les chambres installées dans le détecteur de vertex il est nécessaire de connaître les positions relatives de chaque chambre en ϕ et Z. Ceci a été fait avec des rayons cosmiques pris au CERN en novembre 1981.

La reconstruction de la trajectoire des particules se fait sans difficulté. La largeur de la distribution des résidus (fig. 55) correspondant au lissage d'une droite ($\sigma_{\text{resz}} \approx 400 \div 500 \mu\text{m}$) donne une idée de l'erreur globale sur la mesure des coordonnées d'une chambre. σ_{resz} comprend toutes les contributions : déformations mécaniques, erreurs sur les gains des amplificateurs et l'erreur statistique (le barycentre était déterminé en sommant la charge de 6 bandes, $\sigma_{\text{bruit}} = 5$ canaux, Q_{total} environ 600, d'où $\sigma_{\text{bruit}} \approx 200 \mu\text{m}$). Probablement l'erreur sur le gain des amplificateurs contribue d'une façon importante à σ_{resz} , parce que au cours de ces mesures les gains n'étaient pas bien connus. En supposant que la contribution des déformations mécaniques est du même ordre de grandeur que celle due à l'électronique, on trouve alors un bon accord avec l'estimation faite dans le paragraphe V.2.3.

La figure 56 montre la corrélation des charges mesurées sur les deux couches d'une chambre.

VI.3 - MESURE DE LA DISTRIBUTION DE CHARGE

Les données enregistrées avec des rayons cosmiques nous permettent l'étude de la distribution des charges et des fonctions de correction introduites dans le chapitre V en fonction de l'angle d'inclinaison des traces. La fig. 57 montre la distribution des charges en fonction de l'angle pour $90^\circ \geq \theta \geq 40^\circ$, celle-ci varie peu dans cet intervalle en accord avec les mesures effectuées sur un prototype plan à Orsay. On observe néanmoins une légère diminution ($\leq 10 \%$) du maximum de la distribution lorsque θ varie de 90° à 40° car celle-ci s'élargit (toutes les distributions sont normalisées à l'unité).

Introduisons des variables utiles pour décrire la distribution de charge :

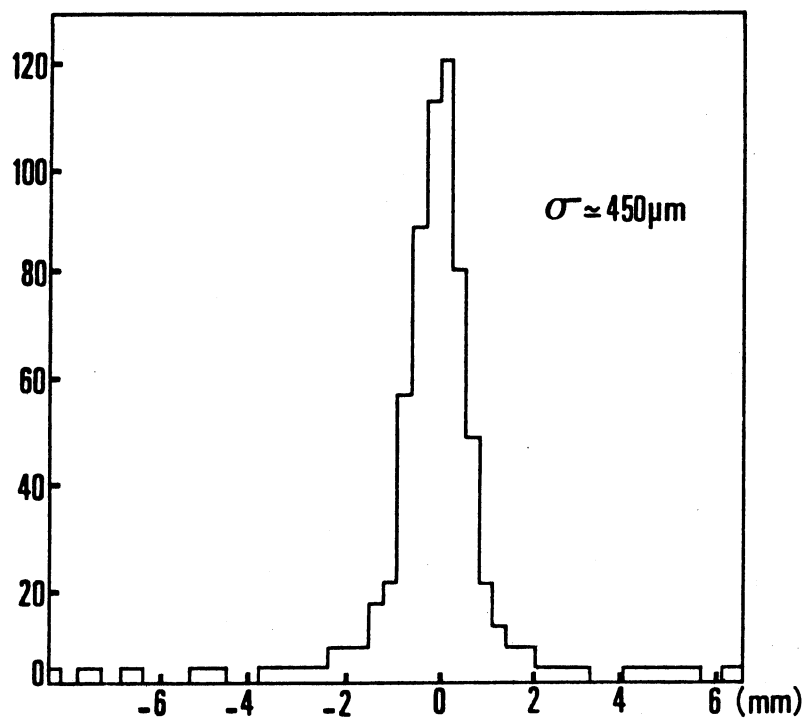


Fig. 55 : Résidus dans la chambre C₄ (rayons cosmiques)

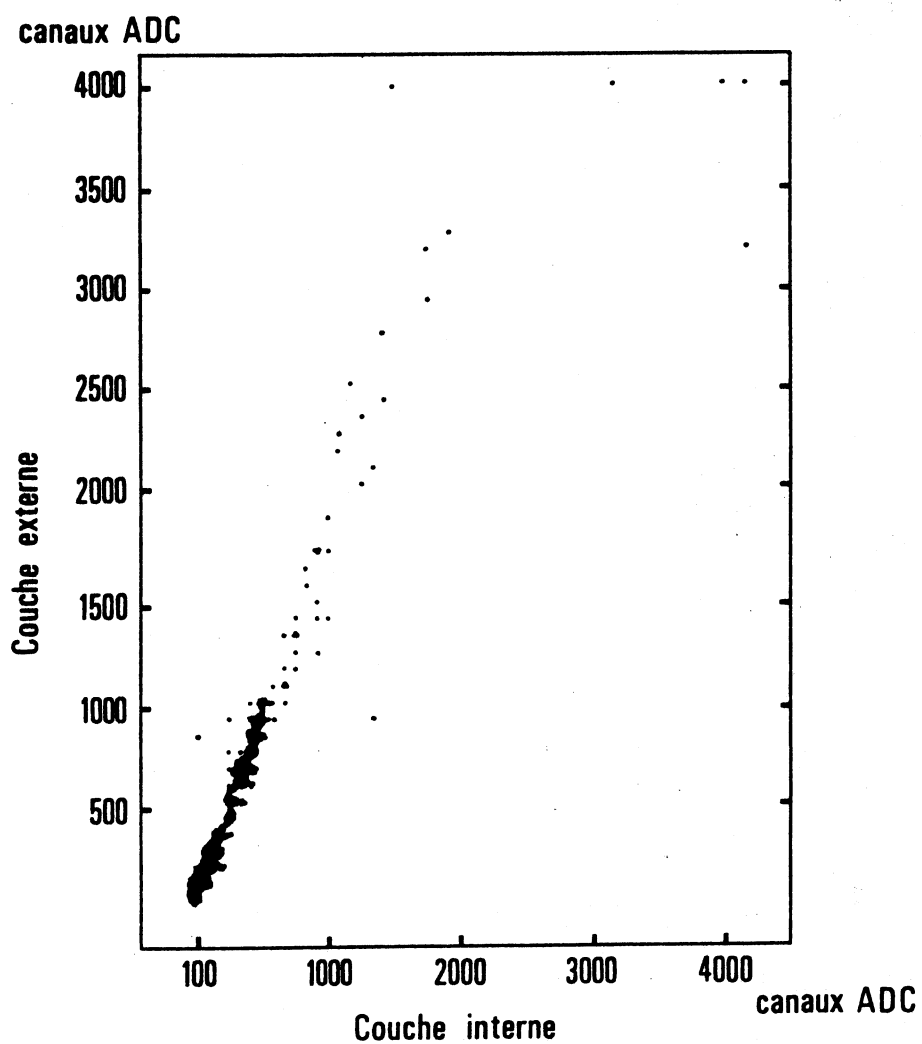


Fig. 56 : Corrélation des charges (rayons cosmiques)

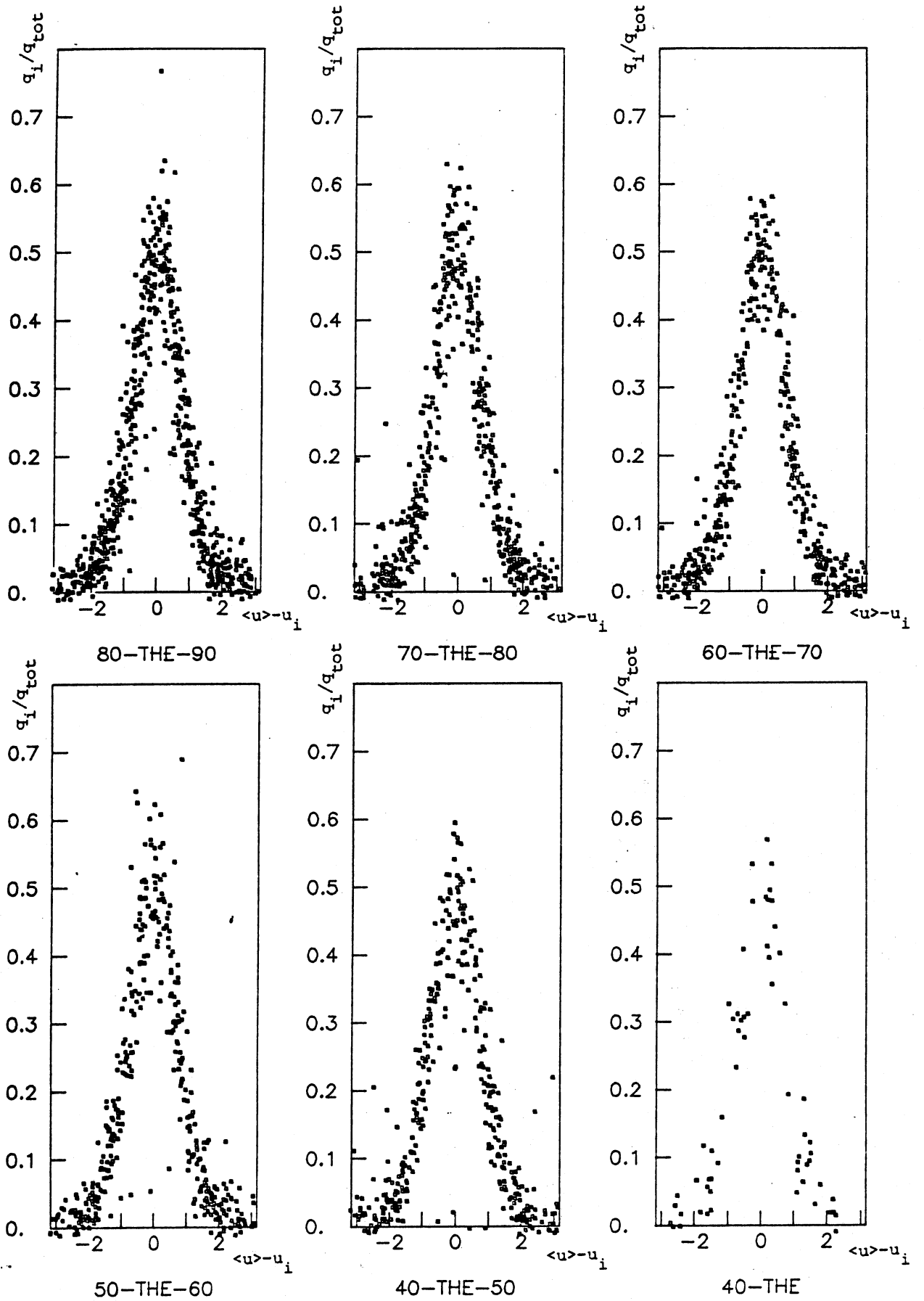


Fig. 57 : Distribution de la charge en fonction de l'angle pour les rayons cosmiques

a) l'asymétrie de charge

$$CHASY = \frac{Q_D - Q_G}{Q_D + Q_G} \quad (6.2.1)$$

où Q_D et Q_G sont les quantités de charge à droite et à gauche du barycentre ;

b) CH1 et CH2

qui sont définies par les relations :

$$CH1 = \sum_{i=1}^N |Q_i - Q_{iTH}|$$

$$CH2 = \sum_{i=1}^N (Q_i - Q_{iTH})^2$$

où Q_{iTH} est la charge prévue en utilisant la forme de la distribution à 90° . Les asymétries pour ces variables sont définies de la même façon que l'asymétrie de charge (6.2.1).

Quand θ diminue, CH1 et CH2 augmentent, étant sensibles à l'élargissement et à l'asymétrie (si celle-ci existe) de la distribution de charge. Dans l'intervalle $90^\circ \geq \theta \geq 40^\circ$ la distribution des charges ne change pratiquement pas : ni le σ de la distribution de charge (SIGM1), ni les variables CH1 et CH2 ne dépendent de l'angle comme le montre la figure 59. Sur cette figure, SIGM2 est défini par :

$$SIGM2 = \sum_{i=1}^N \frac{Q_i |u_i - \langle u_i \rangle|}{Q_{TOT}}$$

La figure 60 montre la fonction de correction utilisée au paragraphe V.3.2 pour mesurer le barycentre avec les pentes ; celle-ci ne varie pas avec l'angle dans l'intervalle $90^\circ \geq \theta \geq 40^\circ$ et est en bon accord avec les résultats obtenus avec des rayons γ . L'étude de ces distributions sur les différentes chambres montre qu'il y a des variations $\approx 20\%$ d'une chambre à l'autre ; la mesure des fonctions de correction doit donc être faite indépendamment pour chaque chambre.

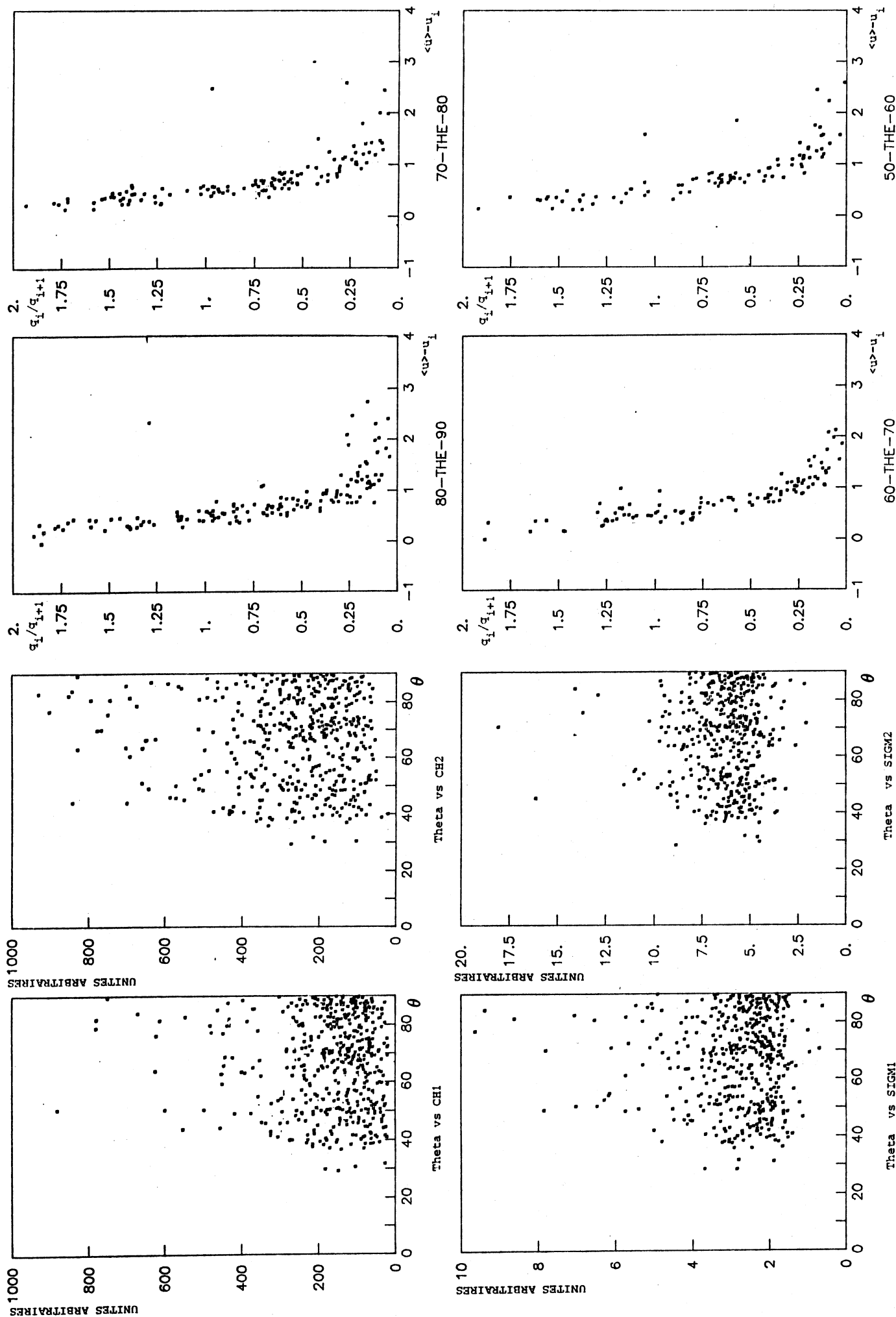


Fig. 59 : Dépendance angulaire ($90^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$) des variables employées dans l'analyse

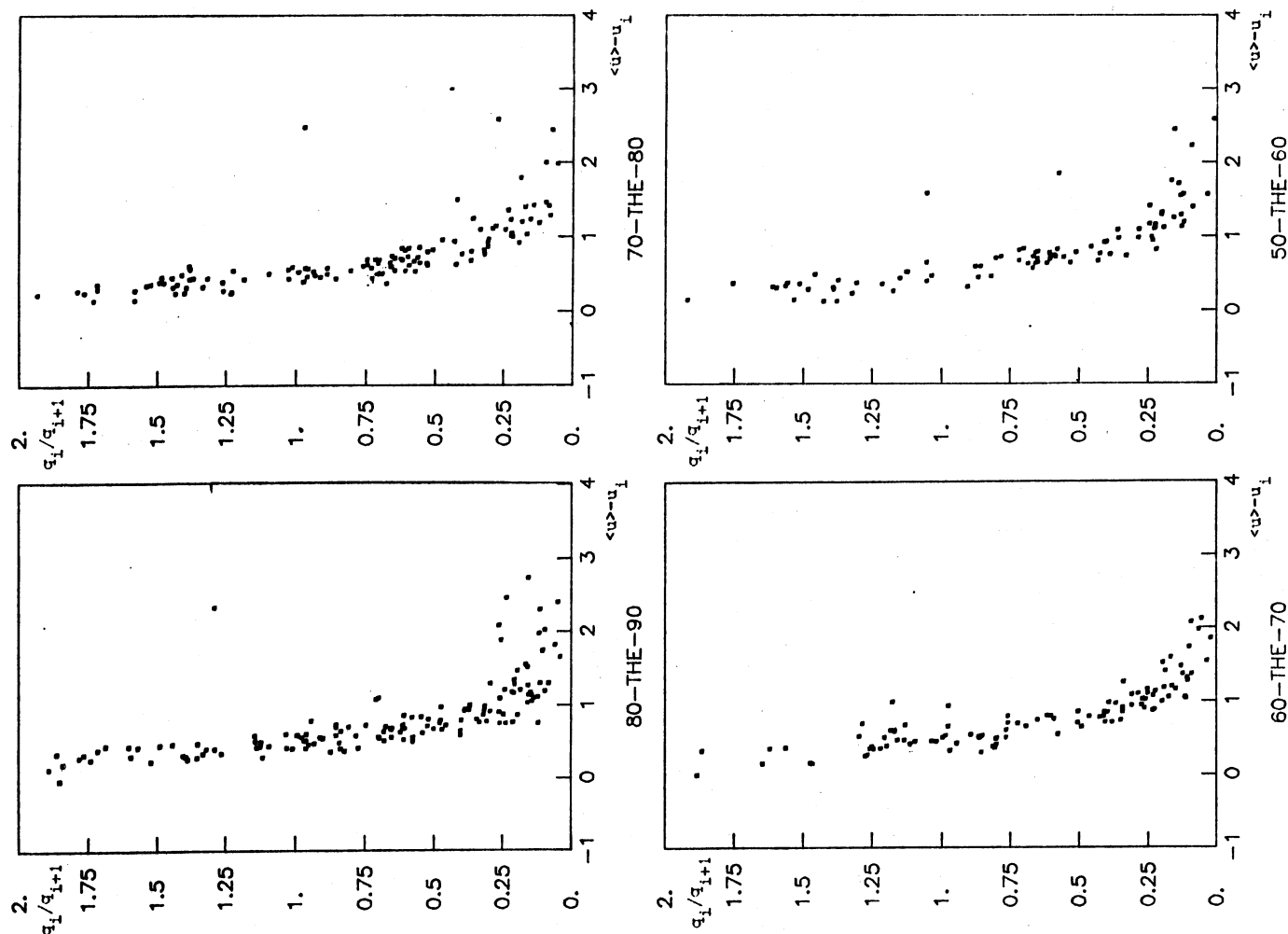


Fig. 60 : Fonction de correction g_{sys} (Q_i/Q_{i+1}) dans le cas des rayons cosmiques

VI.4 - LA DISTRIBUTION DE CHARGE DANS LE CAS DES EVENEMENTS $\bar{p}p$

Les premières données provenant d'interactions $\bar{p}p$ ont été enregistrées en novembre 1981. Le nombre de traces par événement est élevé : une moyenne d'environ 15 traces pour le déclenchement biais minimum, plus du double pour les déclenchements à $E_{\perp}$ élevé. Un événement typique est montré sur la figure 61 (vue transverse où sont visualisées les coordonnées (temps) des chambres jet, les coordonnées (fils touchés) des chambres proportionnelles (voir aussi fig. 63) et les compteurs touchés). La structure des distributions de charge (clusters) est montrée dans la fig. 64 pour certaines couches ; la haute tension appliquée aux chambres est différente et donc la charge moyenne des clusters diffère d'une chambre à l'autre. L'événement montré est reconstruit facilement à l'aide du programme d'analyse, parce que la distribution des charges sur les bandes correspondant à chaque impact est bien séparée ; le vertex est montré dans la figure 61 a,b dans les projections longitudinales et transversales.

Quand le nombre de particules est plus grand, les clusters commencent à se chevaucher comme le montre la figure 64 ; dans ce cas beaucoup de traces sont présentes et dans les chambres à bandes les clusters forment de longues chaînes. Pour reconstruire les coordonnées longitudinales des traces, on peut essayer de déconvoluer les clusters qui se chevauchent comme cela est décrit dans le paragraphe suivant.

Il est intéressant d'étudier les distributions de charge et les fonctions de correction, comme on l'a fait dans le cas des rayons cosmiques. En principe l'angle formé par les traces peut être obtenu en reconstruisant intégralement l'événement ; une méthode approximative, mais plus facile, consiste en l'utilisation des variables CH1, CH2, SIGM1 introduites au paragraphe précédent et dont les distributions sont montrées sur la figure 66.

La figure 67 montre la forme des distributions de charge pour les divers intervalles de CH1 ; à partir de la figure 59 on déduit que $CH1 \approx 120 \pm 80$ pour $90^\circ \geq \theta \geq 40^\circ$. Les 2-3 premiers intervalles correspondent donc aux distributions de la figure 57 ($90^\circ \geq \theta \geq 40^\circ$), cependant que

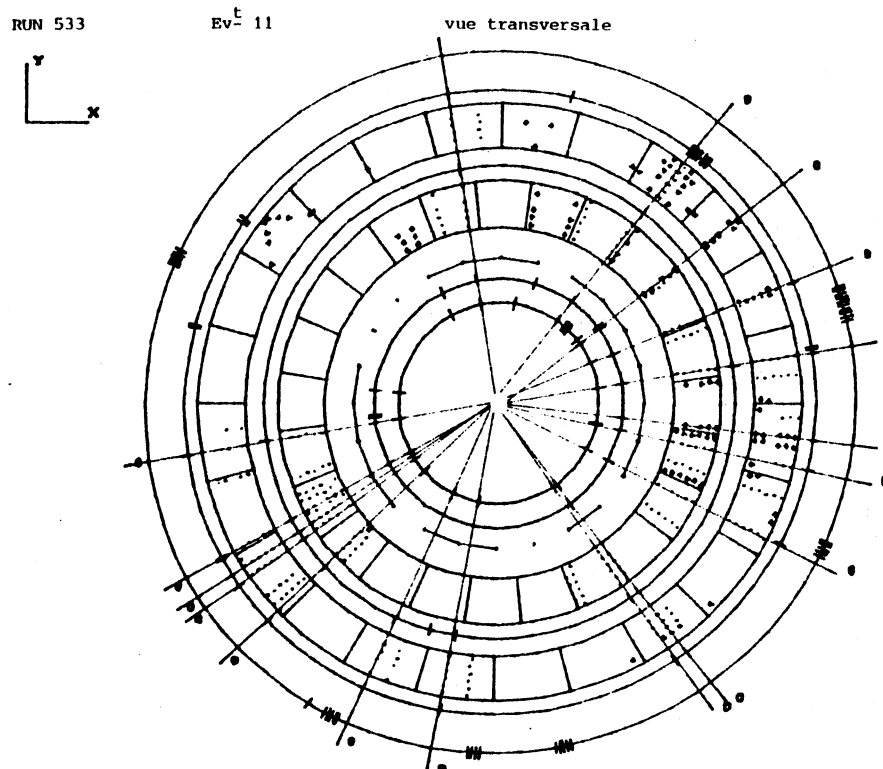


Fig. 61 : Reconstruction des traces d'un événement typique en utilisant ainsi les chambres du type "jet" vue transversale

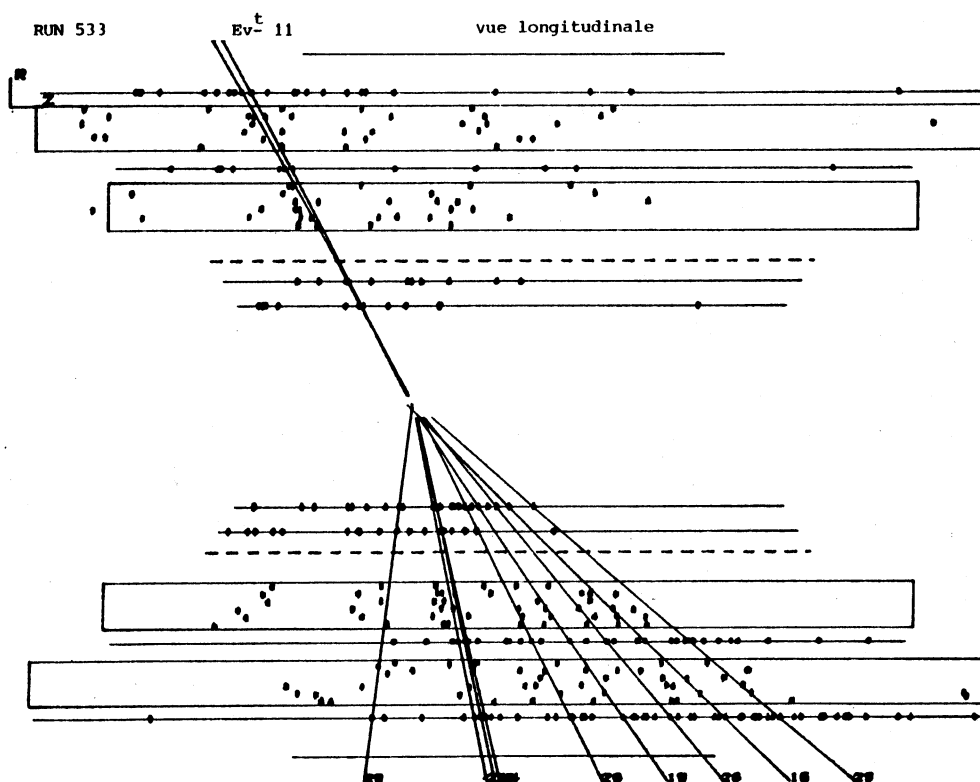


Fig. 62 : Reconstruction des traces de l'événement, en utilisant ainsi les chambres du type "jet" vue longitudinale

RUN 533 $E\nu^t$ 11 Fils chambres à strip Vue transversale

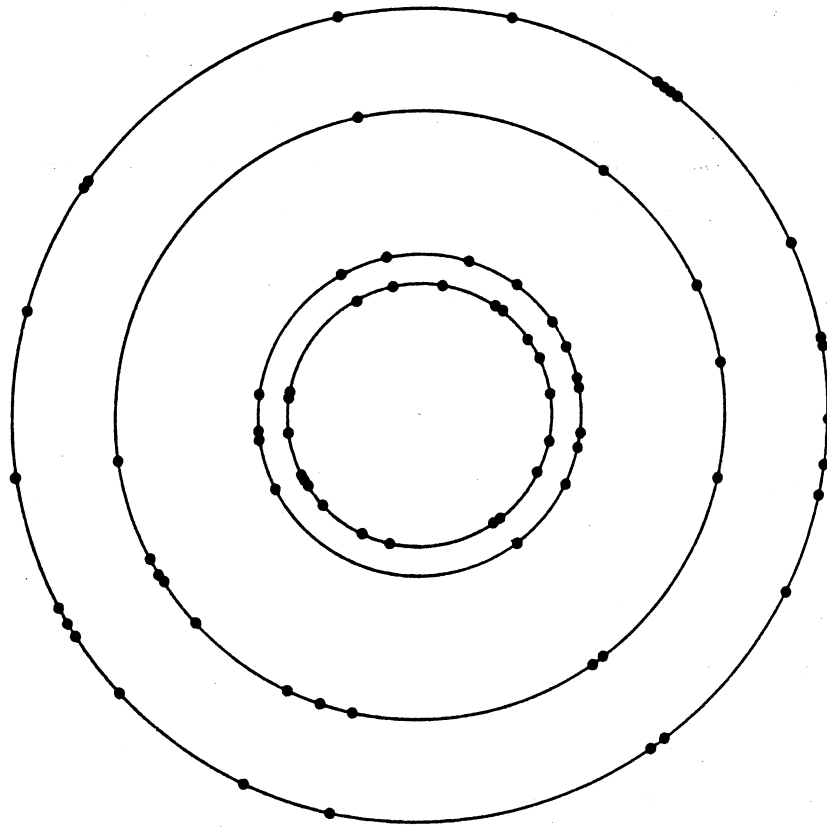


Fig. 63 : Fils touchés dans les chambres $C_1 - C_4$

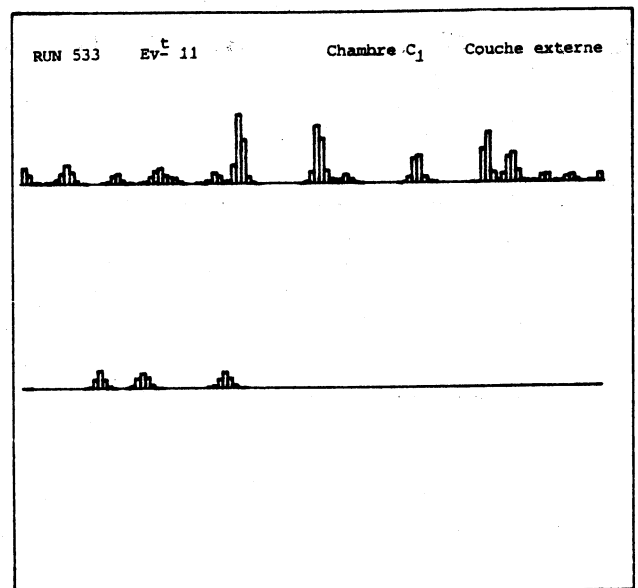
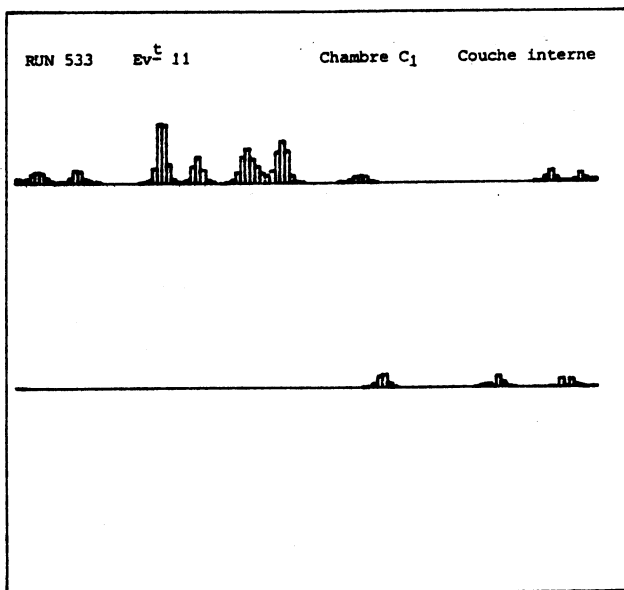


Fig. 64 : Distribution de la charge sur les bandes des chambres C_1 , C_3 et C_4

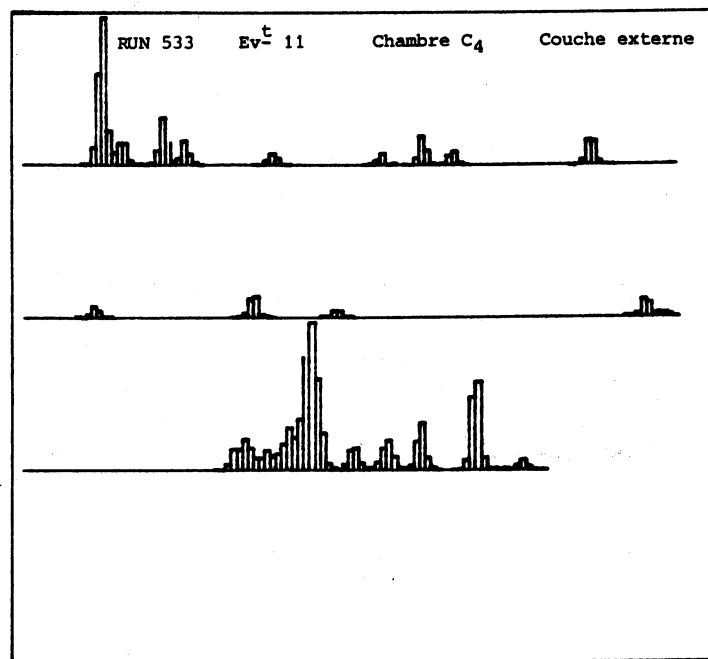
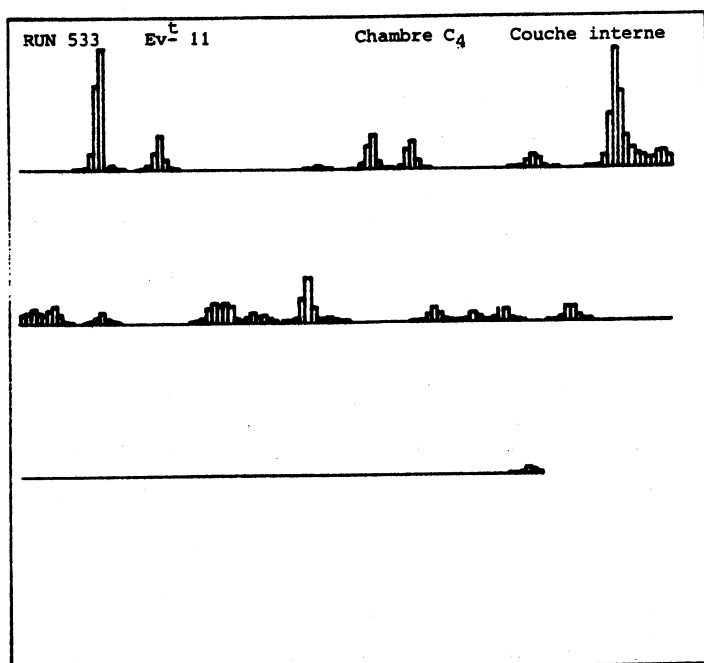
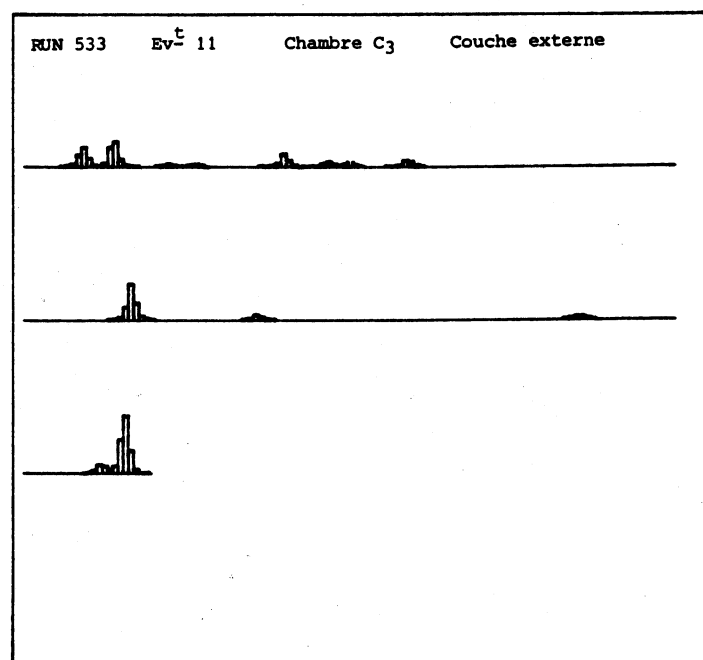
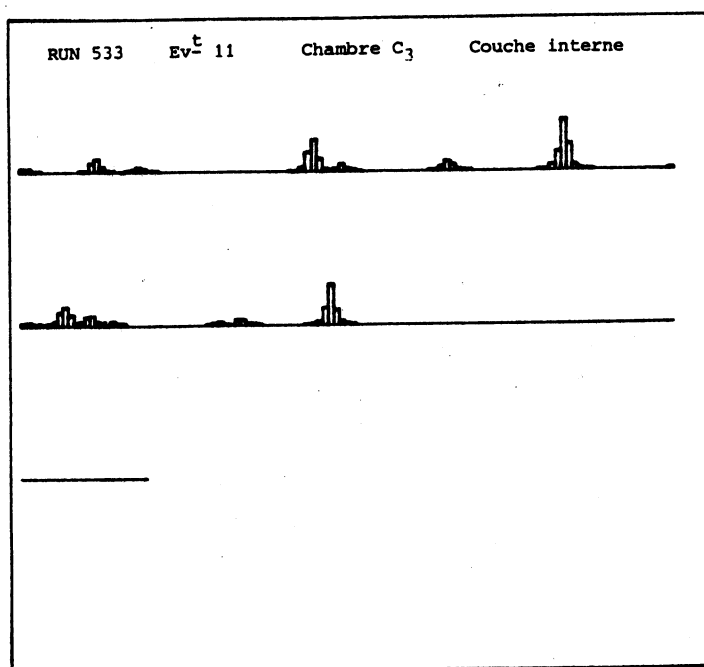


Fig. 64 : suite

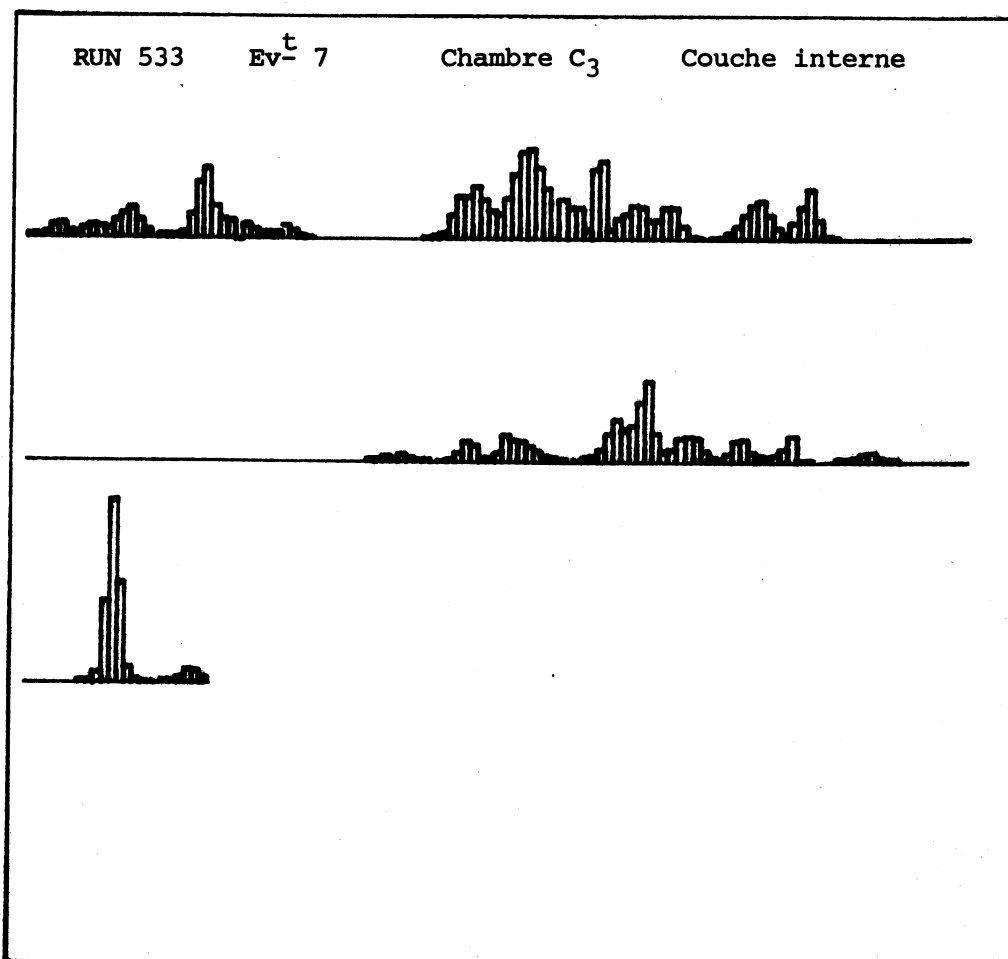


Fig. 65 : Distribution de la charge sur les bandes d'une chambre dans le cas d'un événement avec beaucoup de traces

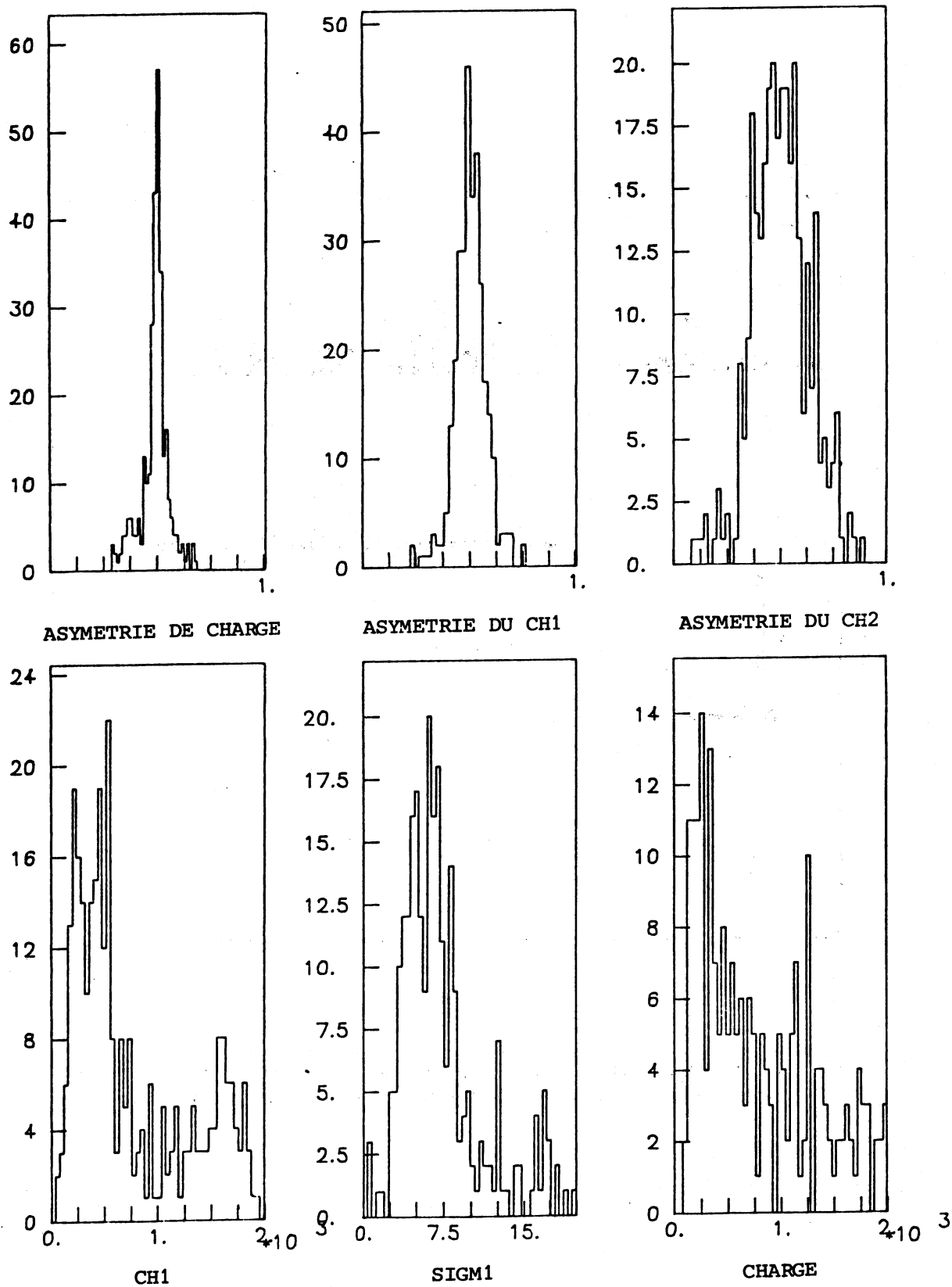


Fig. 66 : Distribution des paramètres utilisés dans l'analyse (événements pp + 30 % contamination événements faisceau-gaz)

pour les autres intervalles la forme change complètement jusqu'à la disparition du signal dans le 5ème intervalle qui contient seulement des clusters multiples, pratiquement absents dans les intervalles précédents. Dans la figure 68 sont montrées les différentes variables (CH1, CH2, SIGM1, SIGM2) en fonction de l'angle, calculées à l'aide d'un simple modèle.

Les clusters avec CH1 plus petit que 400 (voir figure 68) sont des clusters simples formés par des traces avec $90^\circ \geq \theta \geq 30^\circ$ (CH1 > 400 correspond essentiellement à des clusters multiples). Les clusters avec CH1 < 400 sont utilisés pour déterminer les fonctions de correction utilisées pour la déconvolution des clusters multiples (figure 69). Dans la figure une fraction de clusters multiples est présente (fond uniforme). La fonction montrée dans le premier dessin peut être comparée avec la figure 60 ; l'accord entre les deux fonctions est dû au fait que les pentes sont indépendantes de la largeur du cluster. Dans le cas de clusters larges on peut utiliser le rapport des 2 bandes les plus voisines du maximum (Q_3/Q_2) ; la fonction correspondante de correction est montrée dans le second dessin de la figure 69.

VI.5 - PROGRAMME POUR LA RESOLUTION DES CLUSTERS MULTIPLES

Le problème de la résolution des clusters multiples par le programme d'analyse peut être abordé en utilisant les résultats de l'étude des chambres avec les rayons γ , les rayons cosmiques et les événements $\bar{p}p$.

La routine du programme d'analyse qui traite les clusters suit la logique suivante :

- a) étant donné un cluster multiple, le programme cherche à isoler les clusters qui sont séparés par une large vallée, c'est-à-dire par une ou plusieurs bandes dont la charge est faible par rapport à la charge totale ;
- b) étant donné un cluster sans larges vallées, le programme calcule le barycentre (avec 7 bandes), la déviation standard (σ) et l'asymétrie de charge par rapport au barycentre.
Si σ est petit ($\leq 0,9$) et si la distribution n'est pas asymétrique, le programme traite le cluster normalement ;

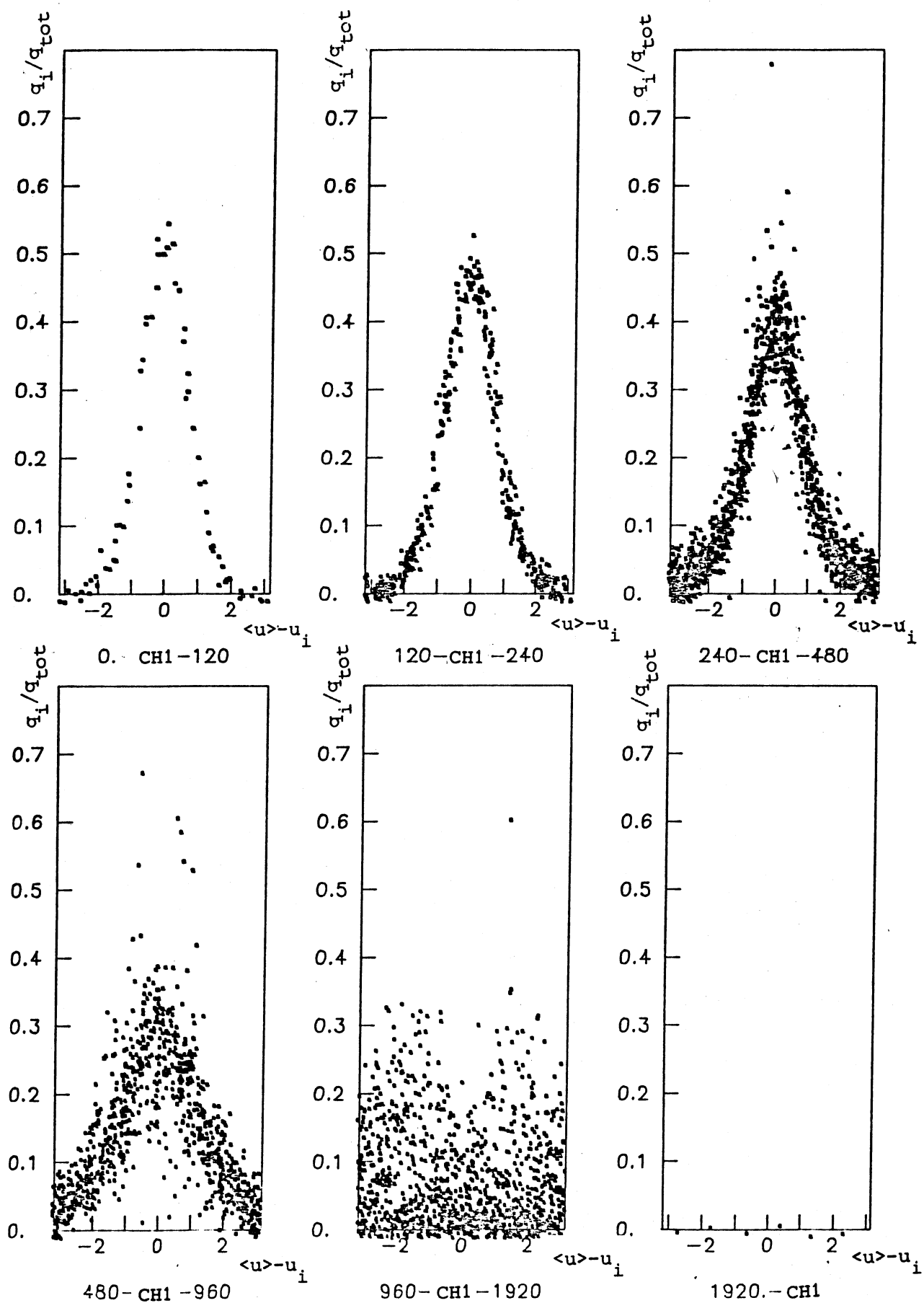


Fig. 67 : Distribution de charge en fonction de l'angle (événements $\bar{p}p$ + 30 % contamination événements faisceau-gaz)

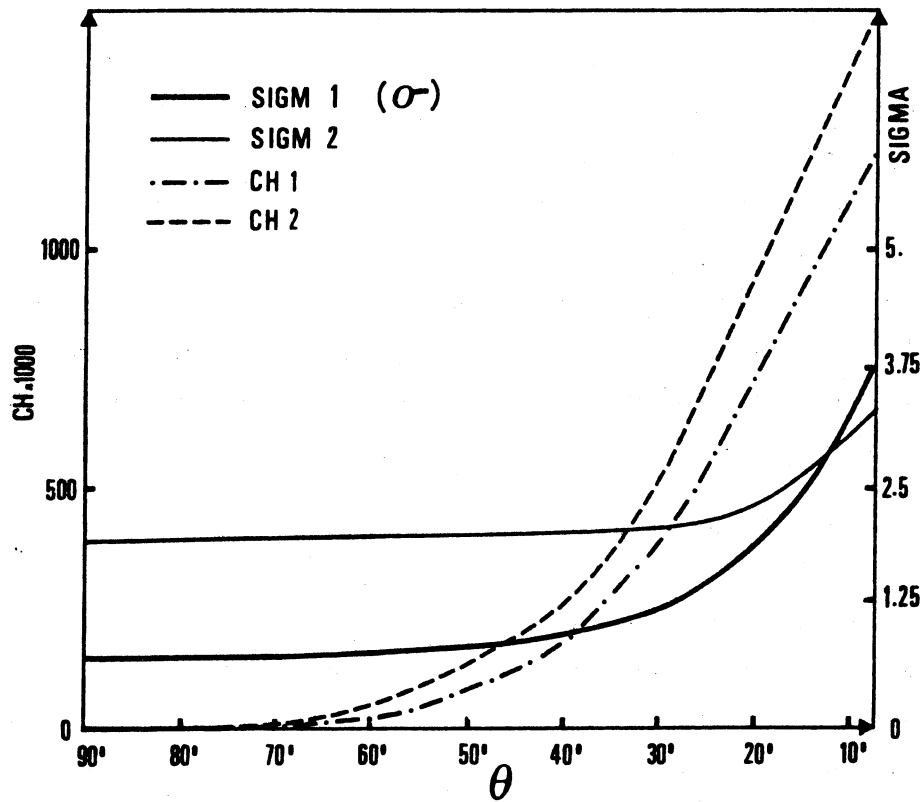


Fig. 68 : Comportement avec l'angle des paramètres utilisé dans l'analyse (simulation)

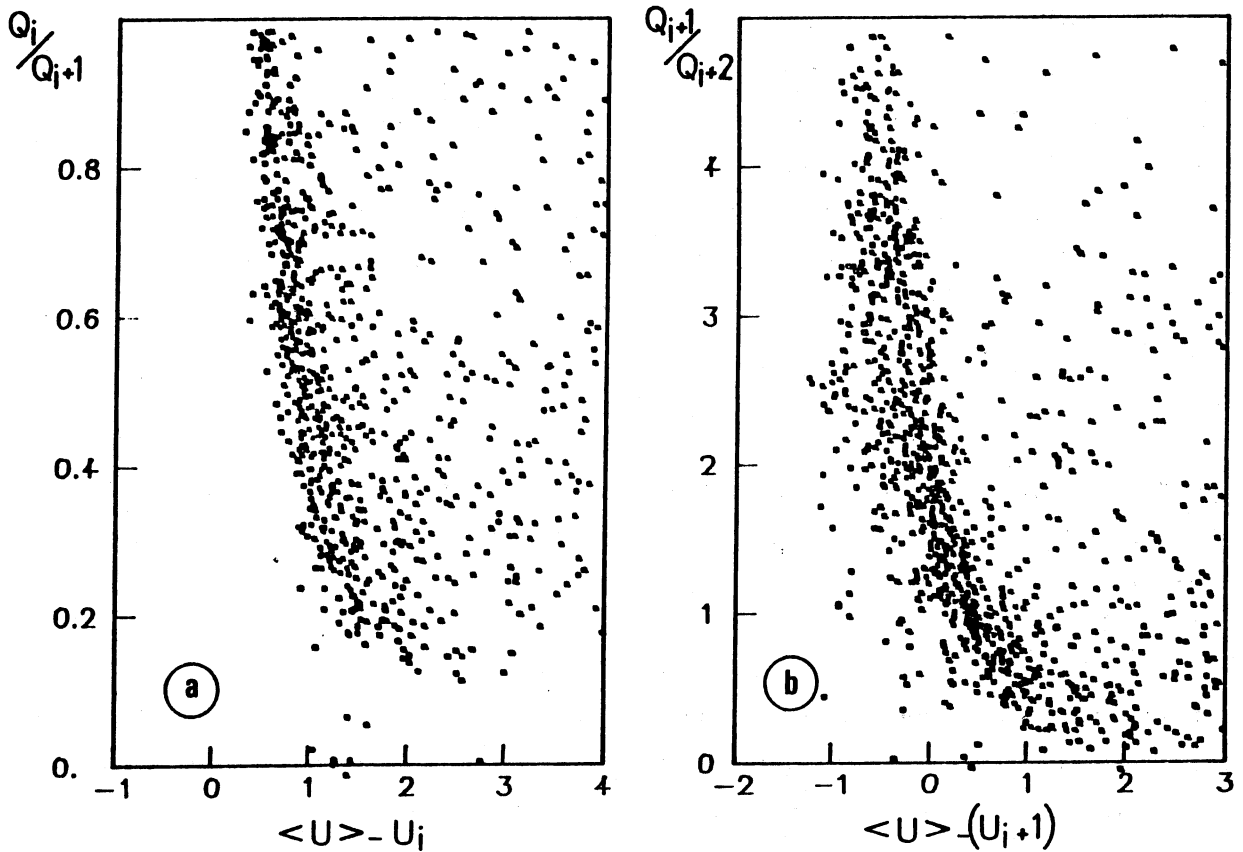


Fig. 69 : Fonctions de correction utilisées pour séparer les clusters multiples, déterminés avec les données $\bar{p}p$;
a) $g_{\text{sys}} (Q_2/Q_1)$, b) $g_{\text{sys}} (Q_3/Q_2)$

c) si $0,9 \leq \sigma \leq 3$, le programme compare le cluster avec la distribution de charge mesurée pour les rayons cosmiques et corrigée, en fonction de σ (fig. 68), pour tenir compte de l'angle (la distribution à 90° est élargie et on introduit un plateau (fig. 70)).

Si le χ^2 obtenu de cette comparaison est bon, le programme traite le cluster normalement ; l'angle obtenu d'une façon approximative à partir de σ , peut éventuellement être utilisé dans la suite de l'analyse ;

d) si σ est très grand, $\sigma \geq 3$, si le cluster est asymétrique ou si le χ^2 est mauvais le programme cherche à séparer les clusters superposés. Pour faire cela il utilise les pentes à droite et à gauche pour calculer les 2 barycentres, utilisant les fonctions de correction montrées sur les figures 60 et 69. Si la différence entre le barycentre de gauche et le barycentre de droite est grande (> 1 bande), le programme sous-traite du cluster initial deux distributions, symétriques par rapport aux deux barycentres calculés.

Si la somme des charges résiduelles est beaucoup plus petite que zéro, la séparation des clusters n'a pas marché, et le programme traite le cluster initial normalement ; si la charge résiduelle est environ zéro ($\sum |Q_{ires}|/Q_{TOT} \leq 15\%$) le programme utilise les deux clusters obtenus dans la reconstruction des traces. Si par contre la charge résiduelle est beaucoup plus grande que zéro, le programme la traite comme un troisième cluster simple.

Le programme obtient donc du cluster initial un, deux ou trois clusters, selon les cas. Il est évident qu'on peut rencontrer des cas plus compliqués mais pour des raisons de simplicité on se contente de la déconvolution en 3 clusters au maximum.

Cette routine est actuellement testée. La figure 71 montre son fonctionnement dans le cas d'un cluster réel. Dans ce cas la séparation de deux distributions qui étaient superposées a été bien effectuée ; la charge résiduelle est petite par rapport à la charge totale.

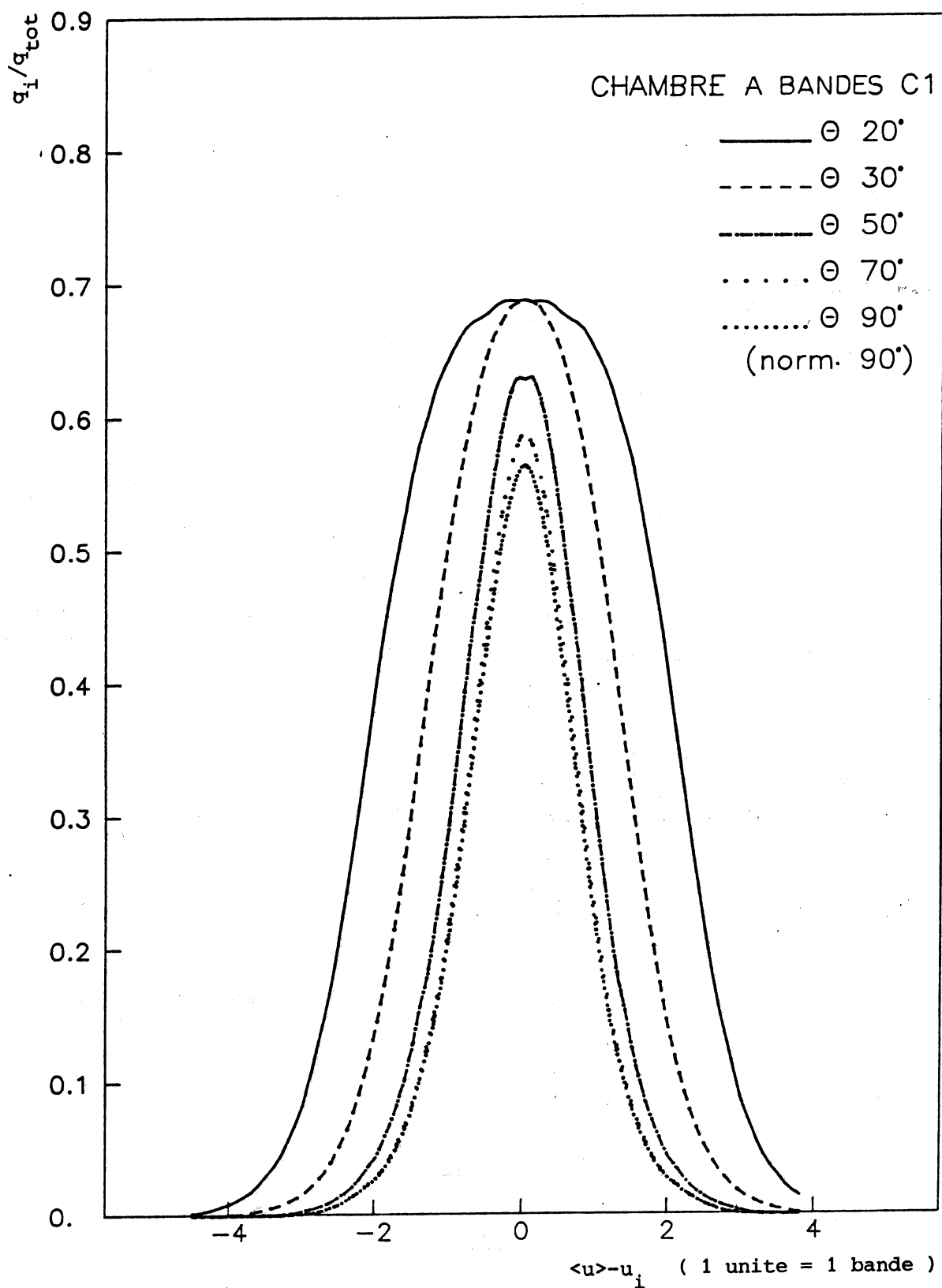
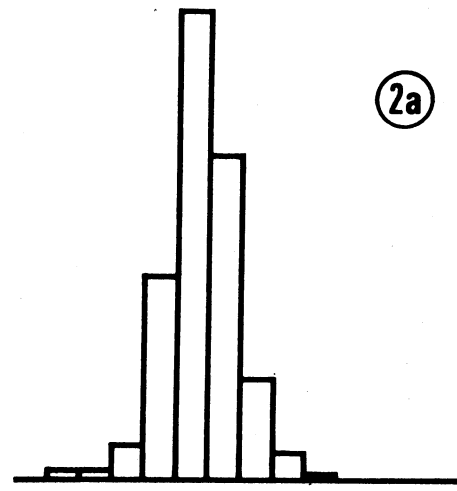
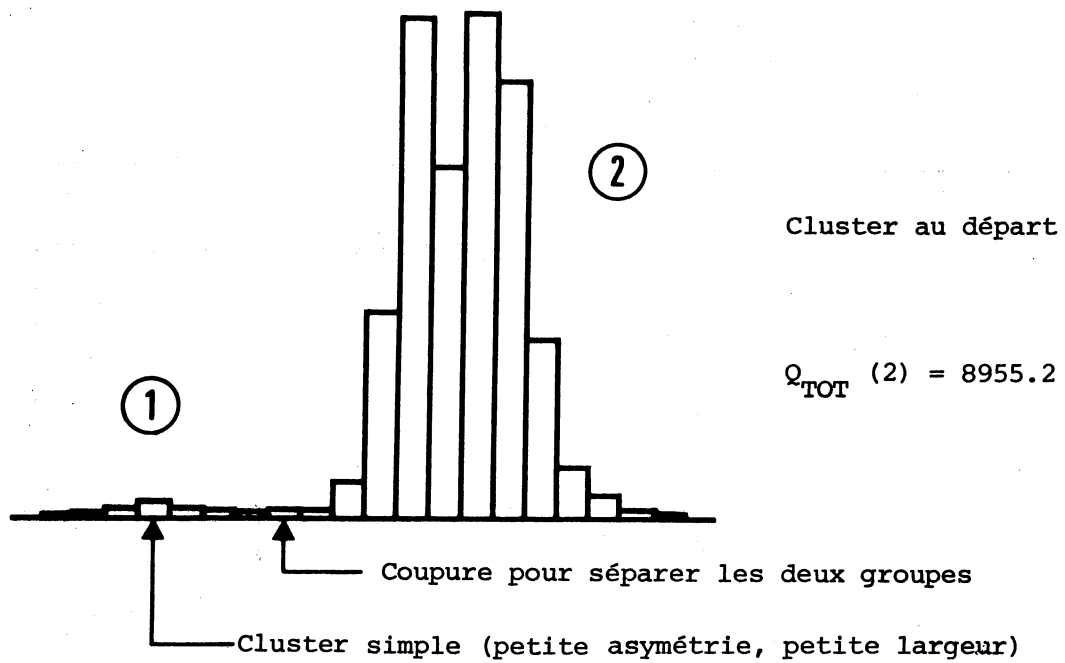


Fig. 70 : Distribution de charge en fonction de l'angle formé par la trace (simulation obtenue avec la convolution de la distribution mesurée pour $\theta = 90^\circ$)



Après le calcul du barycentre avec les queues, et la soustraction

$$Q_{TOT} (2a) = 4693.2$$

$$Q_{TOT} (2b) = 4269.5$$

$$Q_{RES} = - 13$$

$$\Sigma |Q_{i_{RES}}| = 1035$$

$$\frac{\Sigma |Q_{i_{RES}}|}{Q_{TOT} (2)} = 11 \%$$

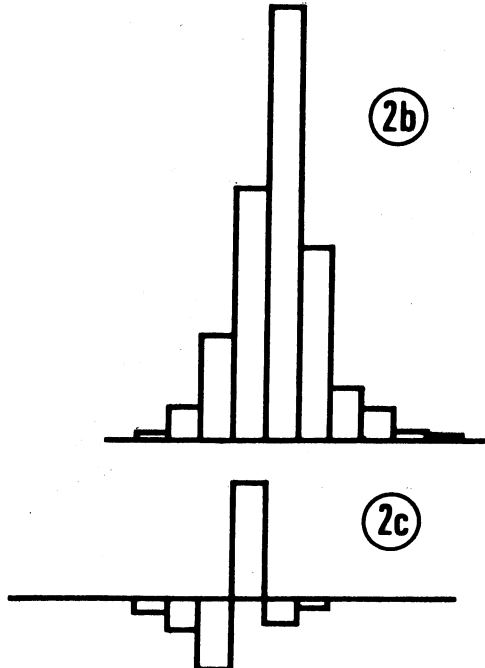


Fig. 71 : Fonctionnement de la routine de déclustérisation

Le cas le plus difficile à résoudre correspond au cluster donné par des traces inclinées ; dans ce cas, la méthode du calcul du barycentre qui utilise les pentes marche mal. La façon de résoudre sans doute le problème consiste dans l'utilisation de la fonction montrée sur la figure 69 b, qui utilise le rapport des charges qui sont plus voisines au maximum de la distribution.

Il est important d'observer que ce type d'analyse peut être effectué seulement si les gains des ADC sont connus avec précision ; en fait les erreurs sur les gains sont amplifiées si on utilise seulement les charges des pentes dans le calcul du barycentre. Au contraire cette méthode n'est pas particulièrement sensible aux déformations des bandes car elle est basée sur la bonne précision "locale" des chambres. En fait, une déformation des bandes affecte le barycentre de la même façon quelle que soit la méthode utilisée pour calculer le barycentre (avec 7 bandes ou avec les pentes).

CONCLUSION

L'étude des performances des chambres proportionnelles cylindriques à lecture cathodique et anodique construites à Orsay a donné les résultats suivants :

a) le gain varie de moins d'un facteur 2 d'un point à un autre d'une chambre. Les déformations radiales des coques sont donc

$$\sigma_R \approx 240 \text{ } \mu\text{m} ;$$

b) les déformations des bandes causent une erreur systématique moyenne d'environ $\pm 160 \text{ } \mu\text{m}$ dans la mesure des coordonnées. Cette erreur peut être corrigée en utilisant les rayons cosmiques ;

c) les angles entre les bandes et les fils diffèrent de ceux prévus dans le projet de moins de 3 mrad ;

d) la précision "locale" des chambres est très bonne, $\sigma_{R\phi} \approx 100 \text{ } \mu\text{m}$ et σ_Z du même ordre, probablement $\sigma_Z < 100 \text{ } \mu\text{m}$, en accord avec les résultats qu'on trouve dans la littérature.

Dans la thèse est exposée une méthode pour le calcul du barycentre qui utilise seulement les deux bandes qui ont recueilli les charges les plus grandes ; cette méthode permet une réduction du bruit et une amélioration de la précision. J'ai montré qu'il est possible avec cette méthode d'atteindre la précision limite de ce type de détecteur même si le bruit électronique est important.

Le problème de la résolution des clusters multiples a été étudié ; j'ai montré qu'il est possible, grâce à la haute précision "locale" des chambres, de séparer deux ou plusieurs clusters qui se chevauchent.

Ces chambres proportionnelles peuvent donc bien contribuer à la reconstruction des traces avec l'aide des chambres du type "jet" ; connaissant les gains à $\pm 1\%$ et si on corrige les déformations des bandes avec les cosmiques, on peut atteindre et même dépasser la précision du projet ($200 \text{ } \mu\text{m}$) sur toute la surface des chambres, et on peut aussi séparer dans une grande partie des cas, les clusters multiples.

REFERENCES

- (1) - C. Rubbia, P. Mc Intyre, D. Cline in Proceeding of the International Neutrino Conference, Aachen, 1976, H. Faissner, H. Reithler and P. Zerwas, editors p. 683 ;
- (2) - M. Banner et al. CERN/SPSC/78-8 SPSC/p93 January 1978
M. Banner et al. CERN/SPSC/78-54 SPSC/p.93 Add1 - May 1978
- (3) - R. Battiston et al. CERN/SPSC/79-10 SPSC/p114/add1 - February 1979
- (4) - R. Battiston et al. CERN/SPSC/78-105 SPSC/p114 - October 1979
- (5) - S. Van der Meer CERN/PS/AA/80/12
- (6) - G. Garron et al. Phys. Lett. 77B (1978) 353
- (7) - S. Van der Meer IEEF Trans. on Nucl. Scie. NS-28,3, 1981
- (8) - R. Feynman, M. Gell-Man, Phys. Rev. 109, 193 (1958)
R.E. Marshak, E.C.G. Sudarshan, 109, 1860 (1958)
J.J. Sakurai, Nuovo Cimento, 7, 649 (1958)
- (9) - E. Fermi, Z. Physik 88, 161 (1934)
- (10) - O. Klein, Nature 161, 897 (1948),
G. Puppi, Nuovo Cimento 6, 194 (1949)
J. Tionno, J.A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 153 (1949)
- (11) - T.D. Lee, M. Rosenbluth, C.N. Yang, Phys. Rev 75, 9905 (1949)
- (12) - T.D. Lee, CERN Report 61-30 (1961)
- (13) - H. Weyl, Zeit. Phys. 56, 330 (1929)
- (14) - P.W Higgs, Phys. Rev. 13, 508, (1964)
P.W Higgs, Phys. Rev. 145, 1156 (1966)
T.W.B Kibble, Phys. Rev. 155 (1967)
- (15) - C. Bromberg et al., Phys. Rev. Lett. 38, 1447 (1977)
- (16) - P. Langacker et al., COO-3071-243
I. Liede, M. Roos, HU-TFT-79-27
- (17) - S.L Glashow, I. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2, 1285 (1970)
- (18) - M. Kobayashi, K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 652 (1973)

- (19) - N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963)
- (20) - Mc Cusker, Phys. Rep. 20, (1975), 229
- (21) - C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 44, 297 (1977)
- (22) - R.D Field, R.P Feynman, Phys. Rev. D15, 2590 (1977)
- (23) - A. Salam, J.C Ward, Phys. Lett 13, 168 (1964)
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium 1968
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967)
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 27, 1688 (1971)
- (24) - R. Horgan and M. Jacob, Nucl. Phys. 179B 441 (1981)
- (25) - C. Bromberg et al., Phys. Rev. Letters 38 1447 (1977)
- (26) - H. Ali et al., Proc. 1960 Rochester Conference p.829
Brasil Japan E.C.C. Proceeding Hobart Conference on Cosmic
Radiation (1971) 2773
C.K.J Report 13, Tokyo (1974)
- (27) - V.S Aseikin et al., Proc. Moscow Conf. on Cosmic Radiation
(October 1974)
- (28) - G. Bellettini et al., Phys. Lett. 14 164 (1965)
- (29) - U. Amaldi et al. Phys. Letters 66B, 390 (1977)
- (30) - Cf. parexemple, U. Amaldi, M. Jacob, G. Matthiae, Ann.
Rev. Nucl. Sci., 26 385 (1976)
K. Winter, in Proceeding of European Conf. of Particle Phys.,
Budapest, 55 (1977)
- (31) - M. Jacob, Comm. Nucl. & Part. Phys. 6 231 (1974)
- (32) - L. Van Hove, S. Pokorski, Nucl. Phys. 86B, 243 (1975)
F.E Low, Phys. Rev. D12, 163 (1976)
S. Nussinov, Phys. Rev. D14, 246 (1976)
- (33) - "The measurement of elastic scattering and total cross-section
at the pp collider", CERN/SPSC/78-11, SPSC/I 100 (1978)
- (34) - UA4 Collaboration CERN/SPSC/80-14, SPSC/P-114 Add.2 (11.3 1980) .

- (35) - G. Cocconi et al., Phys. Lett. 62B, 460 (1976)
- (36) - C. Rubbia CERN pp⁻ Note 38 (1977)
- (37) - U. Amaldi et al. Phys. Lett. 43B (1973) 231
- (38) - S.R Amendolia et al. Nuovo Cimento 17A, 735 (1973)
- (39) - A. Bechini et al., In proc. of Wire Chamber Conference, Vienne (1978)
- (40) - F. Carbonara et al., CERN Preprint EP/79-121, Oct. 1979
- (41) - B. Koene et al., (soumis à Nucl. Instr. & Methods)
- (42) - E.N Tsyganov, communication privée
N.A Filatova et al., Nucl. Instr. & Methods 143, 17 (1977)
- (43) - W.R Kuhlman et al., Nucl. Instr. & Methods 40, 118 (1966)
- (44) - G. Charpak, F. Sauli, Nucl. Instr. & Methods 80, 13 (1970)
- (45) - G. Charpak, J. Phys. 30, 86 C2 (1969)
- (46) - G. Charpak, F. Sauli, Nucl. Instr. & Methods 162, 405 (1979)
- (47) - F. Sauli. Yellow Report, CERN 77-09 3 May 1977
- (48) - W. Price, Nuclear Radiation Detection (Mc Graw-Hill, New York - 1958)
- (49) - G. Charpak et al. I.E.E.E. Trans. Nucl. Scie. NS-25, 122 (1978)
J. Fisher et al., Nucl. Instr. & Methods 151, 451 (1978)
- (50) - G. Charpak et al. J. d P. 39, C3 (1978)
- (51) - G. Charpak et al., Nucl. Instr. & Methods 148, 471 (1978)
- (52) - R. Bouclier et al., Nucl. Instr. & Methods 88, 149 (1970)
- (53) - G. Charpak et al., Nucl. Instr. & Methods 108, 413 (1973)
- (54) - A. Hrisoho, K. Truong, LAL-RT/79-4 (Oct. 1979)
- (55) - Les chambres du type "jet" du détecteur de UA2 sont décrites
dans le thèse de N. Prévot, LAL 82/13 (Mai 1982)

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur Le Professeur J. Perez Y Jorba de m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je remercie Monsieur Le Professeur G. Charpak pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie Monsieur Le Professeur P.L. Braccini pour avoir accepté de faire partie de mon jury et pour m'avoir permis, en m'envoyant en France, d'effectuer ce travail.

Je remercie tous les physiciens du groupe UA2 d'Orsay pour la disponibilité qu'ils ont manifestée depuis mon arrivée dans le groupe. En particulier je remercie Monsieur J.M. Gaillard pour m'avoir fait confiance : sans son aide cette thèse n'existerait pas.

Monsieur G. SAUVAGE a dirigé cette thèse. Ses conseils, sa clarté et sa patience au moment des corrections m'ont été d'une grande aide pour terminer ce travail. Je voudrais lui exprimer ici toute ma reconnaissance.

Avec Monsieur J. Repellin je suis parti à la découverte des secrets des chambres proportionnelles. Sa grande expérience et ses conseils ont su corriger mon enthousiasme et m'indiquer le chemin à suivre. J'ai appris beaucoup à son contact et je l'en remercie sincèrement.

Je remercie Monsieur Le Professeur G. Parrour pour l'intérêt qu'il m'a accordé au DEA et qu'il a continué à me manifester par la suite. Je remercie Madame H. Plochow, Messieurs J.C. Chollet et B. Merkel pour la disponibilité qu'ils ont toujours montrée à mon égard.

Je remercie particulièrement les jeunes du groupe avec lesquels chaque jour passé au laboratoire était aussi plaisant qu'une soirée au cinéma. Je remercie Monsieur D. Froidevaux pour m'avoir obligé à

m'inscrire au DEA et pour tous les paris qu'il a faits avec moi. Je remercie Monsieur N. Prévot pour m'avoir ouvert la voie en écrivant une thèse sur les chambres à jets. Pour Monsieur L. Fayard c'est difficile de trouver les mots décrivant le plaisir que j'ai eu à faire sa connaissance ; je le remercie pour son esprit de compétition qui m'a toujours très amusé. J'espère qu'un jour nous nous retrouverons pour travailler ensemble.

La construction de ces chambres n'a pu être menée à bien que par le travail continu et très soutenu des ingénieurs et techniciens du groupe CERN : que soit d'abord remercié Monsieur J. Forget pour la qualité du travail qu'il a effectué et pour sa bonne humeur qui lui a permis de résister à plus d'un fil cassé. Avec lui que soient remerciés Messieurs M. Dialinas, D. Geoffroy, Ph. Jean et G. Lissilour. Je remercie Madame COACHE pour tous les câbles correctement soudés (il y en a beaucoup !).

Je remercie également les électroniciens du groupe dirigé par Monsieur A. Hrisoho : Messieurs K. Truong, C. Becam et J. Delanghe qui ont toujours volontiers répondu à mes questions.

Je remercie enfin l'ensemble du secrétariat scientifique dirigé par Madame N. Mathieu pour l'efficacité et la rapidité avec laquelle la réalisation de la thèse a été effectuée. Je remercie particulièrement Mademoiselle A. Pottier qui a assuré avec célérité et beaucoup de gentillesse la frappe et la correction de mon manuscrit. Les tables ont été réalisées par Madame M. Dempuré. Les dessins ont été réalisés par Monsieur D. Jourde. La reprographie a été effectuée par Messieurs A. Coueslan, R. François et J. Pennec. Qu'ils en soient tous remerciés.