

AB



EX 9810

9

30 NOV. 1987

CERN LIBRARIES, GENEVA



ORSAY

n° d'ordre

CM-P00051563

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ès SCIENCES de l'UNIVERSITE PARIS XI (arrêté du (5/7/84)

SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE ET CORPUSCULAIRE

PAR

Monsieur Denis BERNARD

SUJET: La mesure de la partie réelle de l'amplitude nucléaire élastique
proton-antiproton à une énergie dans le centre de masse de 546 GeV.

soutenue le 25 juin 1987 devant la commission d'examen

Thesis-1987-Bernard

EASE
KE A
OCOPY
ck out as
RMAL
DAN

MM J.C. BIZOT

B. DIU

J. LEFRANCOIS

M. HAGUENAUER

J. MEYER

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier ici ceux qui m'ont aidé tout au long de ces trois années de "physique douce":

- tout d'abord M. HAGUENAUER, maître du "hard" de UA4 et qui dirigea cette thèse,

- les physiciens et les techniciens de l'expérience UA4 pour leur collaboration,

- MM P. FAUGERAS et A. FAUGIER grâce à qui les synchrotrons ont pour moi moins de mystères,

- MM B. DIU, M. FROISSART, P. GAURON, A. MARTIN, B. NICOLESCU, T. TRUONG qui m'ont aidé à découvrir les implications théoriques de notre mesure,

- et enfin M. BACHELERIE, F. ESCHENBRENNER et M. MARCHAND pour la réalisation matérielle de cette thèse.

CHAPITRE 1

LA PARTIE REELLE DE L'AMPLITUDE NUCLEAIRE

A) INTRODUCTION

A haute énergie et à petite impulsion transférée, l'amplitude de la diffusion élastique de deux hadrons, reflet diffractif des canaux inélastiques, est principalement imaginaire. La partie imaginaire de l'amplitude est obtenue à partir de la section efficace totale en utilisant le théorème optique .

Nous déterminons expérimentalement la partie réelle de l'amplitude en mesurant le terme d'interférence avec l'amplitude Coulombienne .

Nous pouvons alors prédire le comportement de la section efficace totale aux plus hautes énergies en utilisant les relations de dispersion .

B) LA SECTION EFFICACE ELASTIQUE DIFFERENTIELLE

1) La paramétrisation de la section efficace différentielle

Nous étudions la réaction élastique :

$$\begin{array}{ccc} \bar{p} & p & \rightarrow \bar{p} & p \\ 1 & 2 & 3 & 4 \end{array}$$

Notant les quadri-impulsions dans le centre de masse p_1, p_2, p_3, p_4 , nous définissons les variables invariantes de Lorentz :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = 4 E^2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = -2 p^2 (1 - \cos\theta)$$

où θ est l'angle de diffusion et E l'énergie de chaque particule. s est ici le carré de l'énergie totale dans le centre de masse et t est le carré de la quadri-impulsion transférée entre le proton et l'antiproton.

Une amplitude invariante $F(s,t)$ décrit alors toute la dynamique de la diffusion élastique :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi |F(s,t)|^2}{s^2}$$

,et le théorème optique relie la partie imaginaire de l'amplitude à transfert t nul à la section efficace totale :

$$4 \pi s \sigma_t = \text{Im } F(s,0)$$

La diffusion élastique est dominée par les contributions de l'interaction électromagnétique, souvent appelée interaction Coulombienne, et de l'interaction forte, ou interaction nucléaire. Nous paramétrisons l'amplitude Coulombienne :

$$F_C(s,t) = \pm \frac{2 \alpha s G^2(t) e^{\pm i\alpha\theta}}{|t|}$$

où α est la constante de structure fine, et le signe supérieur (resp. inférieur) concerne les interactions pp (resp. $\bar{p}p$). Cette amplitude est le produit de l'amplitude d'interaction ponctuelle, d'un facteur de forme $G(t)$, et d'un facteur de phase. Le facteur de forme est la transformée de Fourier de la distribution spatiale de la charge électrique du proton; pour une distribution exponentielle, il s'écrit [1] :

$$G(t) = \frac{\lambda^2}{(\lambda + |t|)^2} \quad \text{avec } \lambda = 0.71 \text{ GeV}^2$$

Le terme de phase décrit l'échange de plusieurs photons, la polarisation du vide, et l'excitation éventuelle d'états hadroniques; il a été calculé au premier ordre par D.R. YENNIE [2] :

$$\alpha \Phi = \alpha \left(\ln\left(\frac{0.1}{|t|}\right) - 0.577 \right)$$

et ne dépasse pas 0.025 dans notre plage en t .

Aux valeurs moyennes de $|t|$ la contribution nucléaire domine et montre un pic diffractif bien décrit par une chute exponentielle [3] (fig.1):

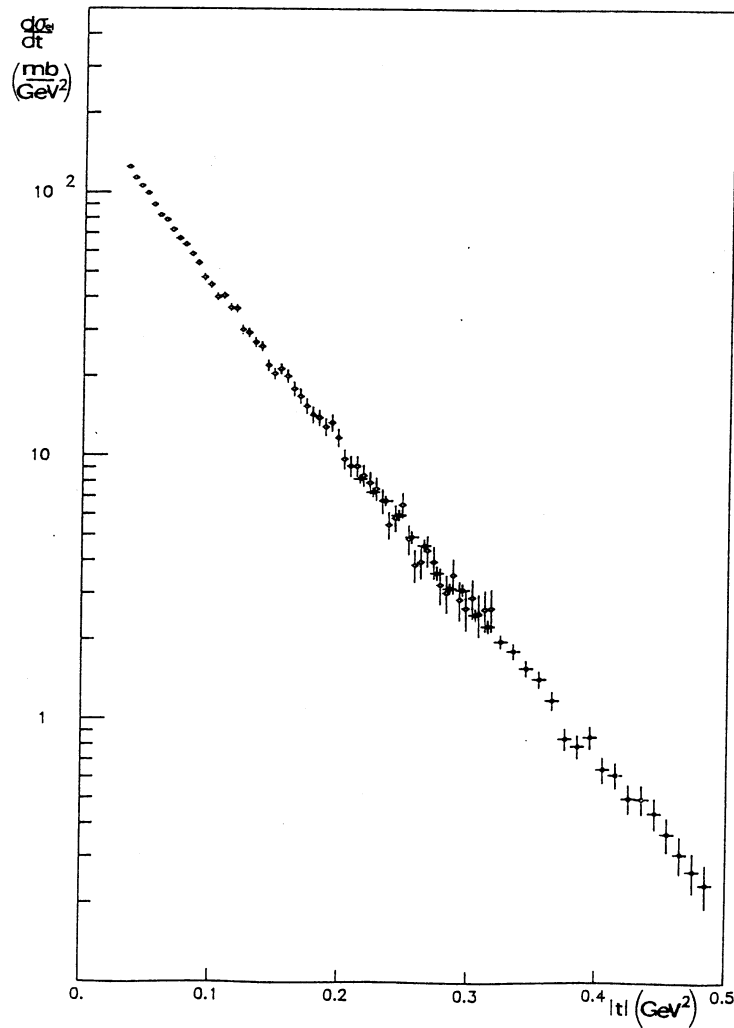


Figure 1 : Distribution en t des événements élastiques .

Nous paramétrisons alors l'amplitude nucléaire de la façon suivante :

$$F_N(s,t) = \frac{s \sigma_t (i+\rho) e^{-b|t|/2}}{4 \pi}$$

Nous suivons ici l'hypothèse que le rapport ρ de la partie réelle de F_n et de sa partie imaginaire est indépendant de $|t|$ à petit $|t|$, ce qui est confirmé par les données expérimentales de plus basse énergie. D'autre part nous négligeons ici les effets de spin [4] .

Nous obtenons alors une paramétrisation de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi \alpha^2 G^4(t)}{|t|^2} \pm \frac{\sigma_t \alpha (\rho \pm \alpha\Phi) G^2(t) e^{-b|t|/2}}{|t|} + \frac{(1+\rho^2) \sigma_t^2 e^{-b|t|}}{16\pi}$$

2) L'interférence entre les amplitudes Coulombienne et nucléaire

Nous distinguons trois termes dans l'expression de $d\sigma/dt$:

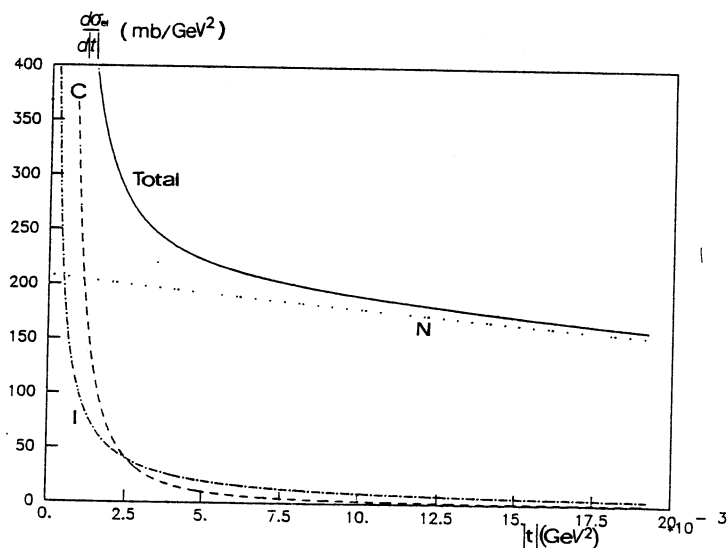


Figure 2 : La section efficace différentielle à petit $|t|$.

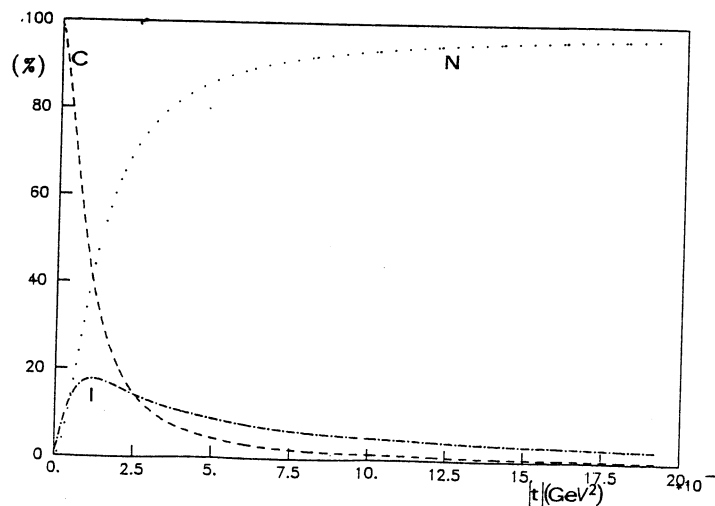


Figure 3 : Les différentes contributions de la section efficace élastique différentielle

- le premier terme est dû uniquement à l'interaction Coulombienne; il décroît comme $1/|t|^2$ et domine à très petit $|t|$ ($|t| < 10^{-3} \text{ GeV}^2$).

- le troisième terme est dû uniquement à l'interaction nucléaire; il varie peu à petit $|t|$ et domine lorsque $|t|$ est supérieur à 10^{-3} GeV^2 .

- le second terme décrit l'interférence entre les deux amplitudes; il est proportionnel à $\rho - \alpha\Phi$ et il est positif à haute énergie pour des interactions $\bar{p}p$.

Nous mesurons la valeur de ρ en estimant la contribution de cette interférence constructive entre les deux amplitudes. Celle ci atteint son maximum lorsque la norme des deux amplitudes sont égales; la valeur de $|t|$ est alors approximativement égale à :

$$|t_0| = (\hbar c)^2 \frac{8\pi\alpha}{\sigma_t}$$

,soit pour $(\hbar c)^2 = 0.387 \text{ mb} \cdot \text{GeV}^2$ et $\sigma_t = 61.9 \pm 1.5 \text{ mb}$

$$|t_0| = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$$

CHAPITRE II

LE MONTAGE EXPERIMENTAL

A) LE FAISCEAU : OPTIQUE A TRES GRAND β

1) INTRODUCTION

Nous voulons observer des diffusions élastiques dans la région d'interférence et donc, à des angles de diffusion très petits; ceci rend nécessaire l'emploi d'une optique spéciale caractérisée par une très faible divergence angulaire au point de croisement et que nous allons décrire ici.

Nous présentons tout d'abord rapidement le formalisme classique [5] décrivant l'optique d'un synchrotron. Nous montrons ensuite que la mesure de très petits angles de diffusion à une luminosité raisonnable contraint fortement le choix de l'optique utilisée.

Nous décrivons enfin l'optique très particulière qui fut conçue pour notre mesure.

2) OPTIQUE D'UN ANNEAU DE COLLISION

a) Introduction

Les paramètres des faisceaux au point de croisement dépendent de l'optique générale de la "machine". Dans le collisionneur, des groupes de particules de charge opposée décrivent en sens inverse des trajectoires identiques; nous les contrôlons à l'aide de champs magnétiques. Après avoir choisi un système de coordonnées, nous écrivons les équations du mouvement;

celles-ci se résolvent dans le cadre du formalisme pseudo-harmonique, et nous pouvons alors calculer les paramètres de nos faisceaux au point de collision.

b) Le système de coordonnées curviligne

Une particule progressant dans l'anneau traverse successivement des aimants à champ dipolaire qui courbent sa trajectoire, et des aimants à champs quadrupolaires qui la focalisent.

L'action successive des quadrupôles simule un puits de potentiel "transverse", dans lequel la particule est piégée. Nous définissons la trajectoire de référence comme celle d'une particule qui reste au fond de ce puits de potentiel (fig. 4).

Une particule dont l' "énergie transverse" n'est pas minimale décrit des oscillations appelées oscillations bétatroniques autour de la trajectoire de référence.

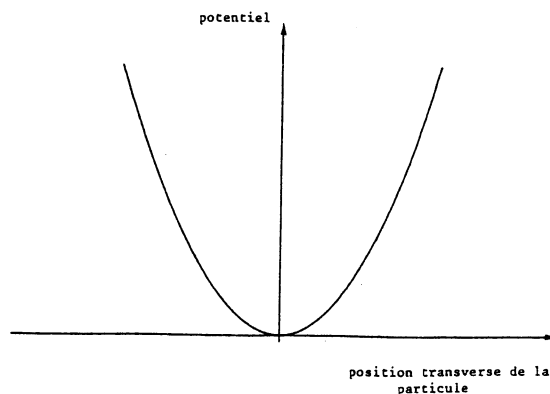


Figure 4 : Puits de potentiel simulé par le système de focalisation

Ces oscillations sont calculées aisément dans un référentiel lié à la trajectoire de référence; le vecteur $\vec{s}$ est colinéaire à la vitesse, $\vec{y}$ est

colinéaire à l'accélération et de signe contraire, et $\vec{x}$, orthogonal aux deux premiers, complète le système orthonormé direct $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{s}\}$ (figure 5).

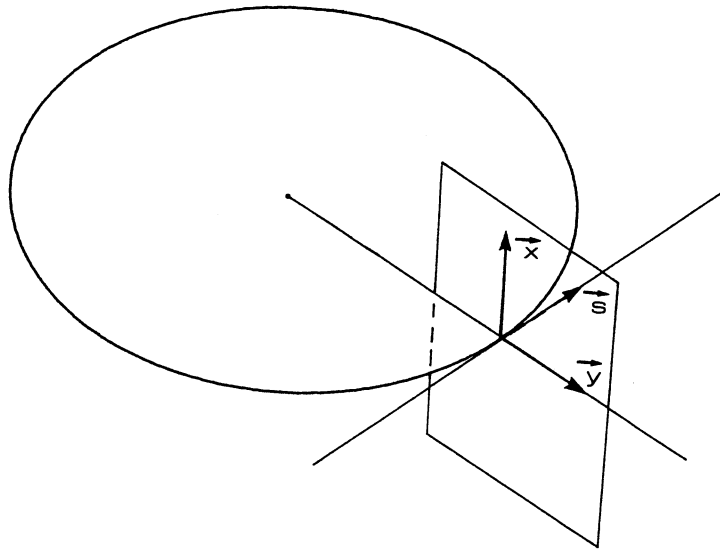


Figure 5 : *Système de coordonnées curviligne*

c) L'équation du mouvement

Nous pouvons maintenant exprimer simplement les propriétés de symétrie du champ magnétique par rapport au plan osculateur:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_x(x) \underset{x \rightarrow 0}{\sim} B_x(-x) \\ B_y(x) \underset{x \rightarrow 0}{\sim} -B_y(-x) \\ B_s(x) \underset{x \rightarrow 0}{\sim} -B_s(-x) \end{array} \right.$$

Nous développons alors l'expression du champ magnétique pour une trajectoire

proche de la trajectoire de référence:

$$\begin{cases} B_x = \frac{p}{e} (h + ky) \\ B_y = \frac{p}{e} (kx) \end{cases}$$

avec

$$\begin{cases} h = \frac{e}{p} B_x(y=0, x=0) = - \frac{1}{R} \text{ (dipôle)} \\ k = \frac{e}{p} \frac{\partial B_x}{\partial y}(y=0, x=0) \text{ (quadrupôle)} \end{cases}$$

où R est le rayon de courbure de la trajectoire dans le dipôle et k est la force de focalisation du quadrupôle.

Ecrivant les équations du mouvement, nous obtenons:

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{ds^2} + kx = 0 \\ \frac{d^2y}{ds^2} - \left(k - \frac{1}{R^2}\right) y = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p_0} \end{cases}$$

où $\Delta p/p_0$ est la largeur de la distribution de l'impulsion des particules.

d) La solution générale

Le système ci-dessus est un système découplé de 2 équations différentielles du second ordre. Nous présentons tout d'abord la solution générale de l'équation différentielle pour l'une ou l'autre des 2 variables x et y décrite ici par la variable z .

L'étude du cas particulier d'un champ constant conduit ensuite naturellement à introduire le formalisme quasi-harmonique.

Soit donc à résoudre l'équation:

$$\frac{d^2 z(s)}{ds^2} + K z(s) = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p_0}$$

où K décrit la force de rappel que subit la particule :

$$\begin{cases} K = k & (\text{coordonnée } x) \\ K = -(k - 1/R^2) & (\text{coordonnée } y) \end{cases}$$

La solution générale de cette équation s'écrit

$$z = C z_0 + S z'_0 + D \frac{\Delta p}{p_0}$$

où $z_0 = z(s_0)$ et $z'_0 = dz/ds(s_0)$ sont les conditions initiales en $s = s_0$, où $C(s)$ et $S(s)$ sont deux solutions indépendantes du système homogène avec les conditions initiales :

$$\begin{pmatrix} C_0 & S_0 \\ C'_0 & S'_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

et où $D(s)$ est une solution particulière de l'équation inhomogène pour $\Delta p/p_0 = 1$.

C , S et D sont appelées trajectoires principales de type cosinus, sinus et dispersion.

Dans les secteurs de l'anneau où le champ est constant ($B(s) = c^{st}$), par exemple dans un aimant, C et S sont les solutions de l'oscillateur harmonique:

$$\begin{aligned}
& \begin{pmatrix} \cos \varphi & \frac{s}{\varphi} \sin \varphi \\ -\frac{\varphi}{s} \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} & K > 0, \text{ focalisant} \\
\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix} = & \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} & K = 0 \\
& \begin{pmatrix} \cosh \varphi & \frac{s}{\varphi} \sinh \varphi \\ \varphi & \cosh \varphi \end{pmatrix} & K < 0 \text{ défocalisant} \\
\text{avec } \varphi = s\sqrt{|K|} & &
\end{aligned}$$

Lorsque le champ constant est focalisant, les oscillations bétatroniques sont sinusoïdales.

e) Le formalisme quasi-harmonique

Dans le cas le plus général, nous paramétrisons la trajectoire par analogie avec la solution de l'oscillateur harmonique:

$$z(s) = \sqrt{\xi \cdot \beta(s)} \cos(\Phi(s) - \Phi_0) \quad , \quad z = x, y$$

où ξ est une constante de la trajectoire appelée émittance de la particule.

L' "amplitude" $\sqrt{\xi\beta}$ dépend maintenant de la coordonnée curviligne s . De même la "longueur d'onde" de l'oscillation, $2\pi\beta$ varie le long de l'anneau. Nous obtenons β en différentiant l'expression de z et en utilisant l'équation du mouvement:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{d\Phi}{ds}$$

Au SPS, la valeur de β varie de quelques mètres à quelques centaines de

mètres. L'angle de la trajectoire s'écrit alors:

$$z'(s) = \sqrt{\xi / \beta} \left(-\sin(\Phi - \Phi_0) + \frac{1}{2} \beta' \cos(\Phi - \Phi_0) \right)$$

f) La description dans l'espace des phases

Plaçons nous en un point de l'anneau s_0 . A chaque révolution, nous voyons passer une particule d'émittance ξ . Le nombre Q d'oscillations bétatroniques par tour s'écrit comme la variation de phase sur 1 tour:

$$Q = \frac{1}{2\pi} \int_{1 \text{ tour}} \Phi \, ds = \frac{1}{2\pi} \int_{1 \text{ tour}} \frac{1}{\beta(s)} \, ds$$

La distribution des valeurs de Q des particules d'un paquet au SPS est très étroite: sa largeur est de quelques pour mille. Sa valeur moyenne n'est proche ni d'un entier, ni d'un rapport de deux "petits" entiers, de façon à garder un faisceau stable.

La phase $\Phi(s_0)$ réduite à $[0, 2\pi]$ décrit donc cet intervalle au fil des tours avec une densité de probabilité constante.

Les coordonnées (z, z') dans l'espace des phases sont donc différentes à chaque tour; en éliminant les facteurs de phase, nous obtenons une équation liant z et z' :

$$\gamma z^2 + 2\alpha z z' + \beta z'^2 = \xi$$

avec $\alpha = -\frac{1}{2} \frac{d\beta}{ds}$ et $\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}$

la particule décrit donc une ellipse dans l'espace des phases (fig. 6)

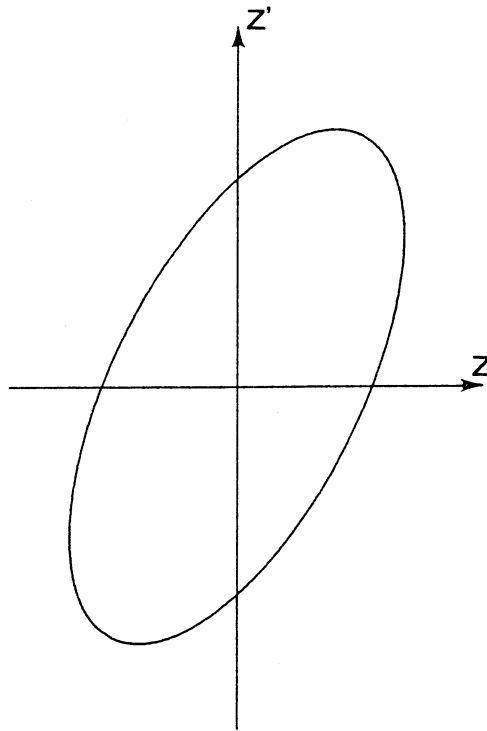


Figure 6 : Ellipse décrite par la particule dans l'espace des phases en un point donné de l'anneau

Lorsque nous nous déplaçons le long de l'anneau, l'ellipse se déforme mais garde une aire constante égale à $\pi \xi$. En un point où β s'annule, β est extrémal et l'ellipse est droite; la position transverse de la particule et l'angle de sa trajectoire sont alors décorrélés.

g) L'émittance du faisceau

Pour définir une émittance ϵ du faisceau, nous choisissons une ellipse extérieure contenant une partie importante de celui-ci. Cette limite est conventionnellement fixée à 95% pour un faisceau de protons, soit, pour un profil gaussien:

$$\epsilon = \frac{(2 \sigma)^2}{\beta}$$

la largeur du faisceau s'écrit donc:

$$\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon \beta}$$

et lorsque β est extrémal, sa divergence angulaire s'écrit:

$$\tilde{\sigma} = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon / \beta}$$

pour des valeurs typiques de l'émittance ($8 \cdot 10^{-6}$ m rad) et de la fonction bétatronique (10m), il vient $\sigma = 0.45\text{mm}$; $\tilde{\sigma} = 45 \mu\text{rad}$.

Nous allons maintenant décrire les contraintes que notre objectif, la mesure de ρ , exerce sur l'optique employée.

3) LES CONTRAINTES SUR L'OPTIQUE POUR LA MESURE DE ρ

a) Introduction

Pour mesurer ρ , nous devons observer des événements élastiques dans la région d'interférence (Cf I), à des angles de diffusion très petits.

Nous sommes alors conduits à choisir une optique spéciale caractérisée par une valeur de la fonction bétatronique horizontale au point d'interaction très élevée. La taille des faisceaux au point de croisement augmente alors comme $\sqrt{\beta}$ et nous perdons en luminosité quand nous gagnons en angle minimal.

Le choix de l'optique résulte d'un compromis entre ces deux contraintes.

b) Le calcul de l'angle minimal de diffusion à atteindre

Au point d'interaction ($\beta = \beta^*$, $s = 0$), un proton et un antiproton subissent une collision élastique, échangent un quadrimoment de carré t ; leur trajectoire est déviée d'un angle ϑ :

$$t = - 2 p^2 (1 - \cos \vartheta)$$

où $p = 273 \text{ GeV/c}$ est l'impulsion des faisceaux. ϑ étant ici petit, il vient:

$$t = - p^2 \vartheta^2 ,$$

Nous voulons observer des événements dont la valeur de $|t|$ est proche de 10^{-3} GeV^2 , nous devons donc atteindre des angles de diffusion de l'ordre de $120 \text{ } \mu\text{rad}$.

c) L'impact dans les détecteurs

Suivons une particule juste après la collision; elle est toujours au point de croisement, mais l'angle de sa trajectoire est maintenant très grand par rapport à celui de ses voisines du faisceau.

Sa phase est donc devenue $\Phi = - \pi/2$; d'autre part son émittance est devenue très élevée:

$$\xi = \vartheta^2 \beta^*$$

Cette particule heurte donc le détecteur à une distance y du faisceau: (fig. 7)

$$y = \sqrt{\xi \beta} \cdot \cos \left(- \frac{\pi}{2} + \Delta\Phi \right)$$

où $\Delta\Phi$ est la différence de phase entre le détecteur et le point d'interaction.

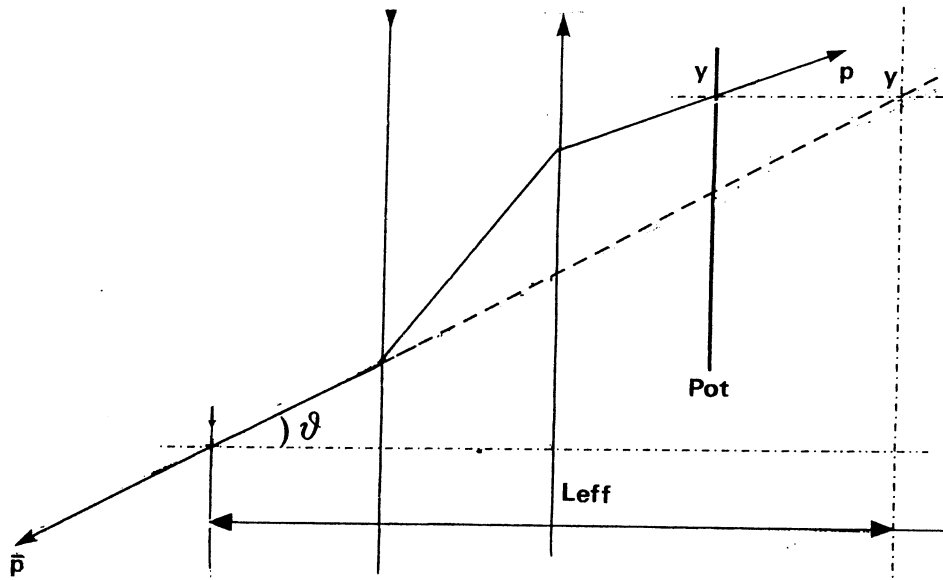


Figure 7 : Impact dans les détecteurs

y est alors proportionnel à θ :

$$y = \theta \sqrt{\beta\beta^*} \sin(\Delta\Phi) = L_{\text{eff}} \cdot \theta$$

où l'on a défini la longueur efficace:

$$L_{\text{eff}} = \frac{y}{\theta} = \sqrt{\beta\beta^*} \sin(\Delta\Phi)$$

d) La position extrême des détecteurs

Approchant nos compteurs au plus près du faisceau, nous notons un accroissement très rapide du taux de comptage: le détecteur rabote le halo du faisceau, ce qui nous oblige à arrêter notre approche.

Nous avons comparé la taille h de ce halo et la largeur σ du noyau du faisceau pour différentes optiques et une règle empirique se dégage:

$$h = n \sigma, \text{ avec } n \approx 14 \text{ (Fig. 8)}$$

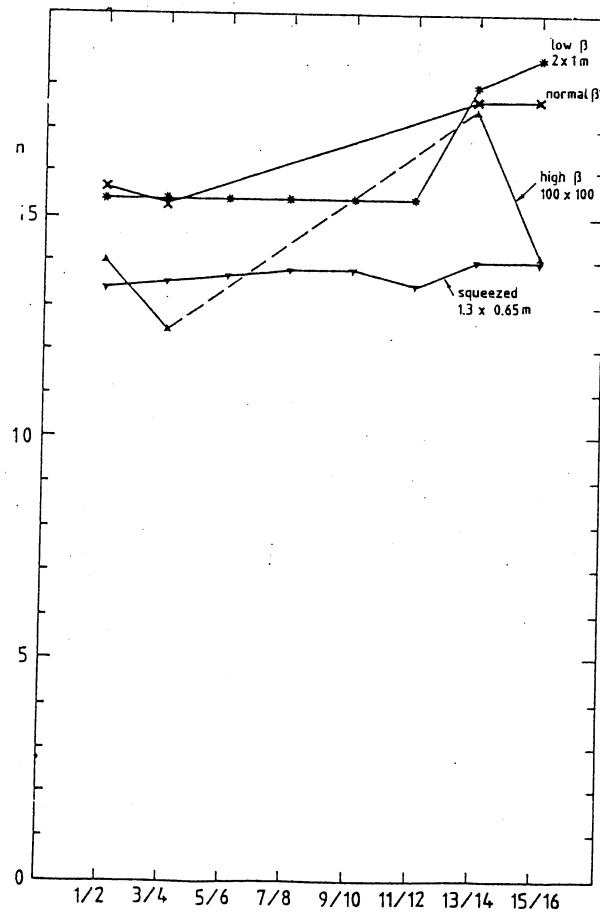


Figure 8 : Le rapport n de la taille du halo du faisceau d'un synchrotron à protons et de la largeur de son noyau pour différentes positions des détecteurs et pour différentes optiques.

Le faisceau a un noyau dont le profil est gaussien, et un halo non gaussien qui s'étend jusqu'à environ 14σ .

La distance minimale au faisceau s'écrit alors:

$$y_{\min} = n \sigma = \frac{n}{2} \sqrt{\epsilon \beta}$$

et nous détectons des événements jusqu'à un angle de diffusion minimal $\theta_{\min}$:

$$\vartheta_{\min} = \frac{y_{\min}}{L_{\text{eff}}}$$

$$\vartheta_{\min} = \frac{n \sqrt{\epsilon \beta}}{2 \sqrt{\beta \beta^*} \sin(\Delta\Phi)}$$

$$\vartheta_{\min} = \frac{n}{2 \sin(\Delta\Phi)} \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta^*}}$$

voulant minimiser $\vartheta_{\min}$, nous plaçons nos détecteurs là où $\Delta\Phi$ est proche de $\pm \pi/2$, et nous choisissons une valeur de β^* aussi forte que possible;

$$\beta^* \sin^2(\Delta\Phi) > \epsilon \cdot \left(\frac{n}{2 \vartheta_{\min}} \right)^2$$

L'émittance des faisceaux du SPS étant proche de $8 \cdot 10^{-8}$ m.rad, il vient pour $\vartheta_{\min} = 100 \mu\text{rad}$:

$$\beta^* \sin^2(\Delta\Phi) > 400 \text{ m}$$

L'optique choisie présente une valeur de β^* de 1087m, et une valeur de $\sin(\Delta\Phi)$ de 0.9, et nous obtenons une valeur théorique $\vartheta_{\min} = 70 \mu\text{rad}$, ce qui laisse une marge pour l'espace mort du fond de notre détecteur.

e) La luminosité

La luminosité de la machine au point d'interaction s'écrit:

$$\mathcal{L} = \frac{f_o}{\pi} \sum_{\text{paquets AX, BZ, CY}} \frac{N_{pi} N_{pi}^-}{(\sigma_{Hp}^2 + \sigma_{Hp}^{2-})^{1/2} \times (\sigma_{vp}^2 + \sigma_{vp}^{2-})^{1/2}}$$

où f_o est la fréquence de révolution : $f_o = 43,375 \text{ kHz}$

N_{pi} est le nombre de protons du paquet i : $N_{pi} = N_p \# 9 \cdot 10^{10}$

N_{pi}^- est le nombre d'antiprotons du paquet i : $N_{pi}^- = N_p^- \# 0,5 \cdot 10^{10}$

Nous appelons A,B,C (resp. X,Y,Z) les paquets de protons (resp. antiprotons)

Les émittances et le nombre des particules des 6 paquets étant proches, il vient:

$$\mathcal{L} = \frac{3 f_o N_p N_{pi}^-}{2\pi \sigma_H \cdot \sigma_V} \quad \text{d'où}$$

$$\mathcal{L} = \frac{6 f_o N_p N_p^-}{\pi \sqrt{\epsilon_H \epsilon_V \beta_H^* \beta_V^*}}$$

La luminosité décroît avec l'augmentation des valeurs de β horizontale et verticale au point de croisement. Avec les valeurs choisies de $\beta_H = 1087$ m, $\beta_V = 22$ m, nous obtenons :

$$\mathcal{L} = 3,0 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

la section efficace élastique observée dans l'appareillage est proche de 2,5mb et nous obtenons un taux de comptage de $0,75 \text{ sec}^{-1}$ soit 70 000 événements/jour.

f) La divergence angulaire

En comparant la largeur angulaire $\tilde{\sigma}$ des faisceaux au point d'interaction et l'angle minimum $\vartheta_{\min}$ il apparaît une relation simple:

$$\vartheta_{\min} = \frac{n}{\sin(\Delta\Phi)} \tilde{\sigma}$$

La contrainte sur $\vartheta_{\min}$ s'accompagne donc d'une faible contribution de la largeur angulaire du faisceau à l'incertitude sur la mesure de l'angle de déflexion horizontal $\delta\vartheta_H = \sqrt{2} \tilde{\sigma}_H = 6 \text{ } \mu\text{rad}$.

L'incertitude correspondante sur l'angle de déflexion vertical est plus élevée à cause de la valeur de β^* plus faible:

$$\delta\theta_V = \sqrt{2} \hat{\sigma}_V = 42 \text{ } \mu\text{rad}$$

Nous verrons (cf. III) que la résolution des détecteurs et la fluctuation de la position longitudinale du point de collision contribuent à l'erreur sur l'angle de déflexion de façon non négligeable.

4) L'OPTIQUE A GRAND β : UNE OPTIQUE TRES PARTICULIERE

a) Introduction

Nous présentons rapidement le SPS et son optique habituelle, périodique. Celle-ci ne permet pas d'obtenir la valeur élevée de β qui nous est nécessaire. Nous montrons alors comment obtenir une insertion à grand β .

b) Le SPS

Le SPS est un anneau à gradient alterné, constitué d'un réseau de 108 mailles. Chaque maille, d'une longueur de 64m, contient une paire de quadrupôles, l'un focalisant, l'autre défocalisant (fig. 9). L'espace restant est essentiellement rempli par les dipôles qui courbent les trajectoires, sauf en 6 régions appelées sections droites.

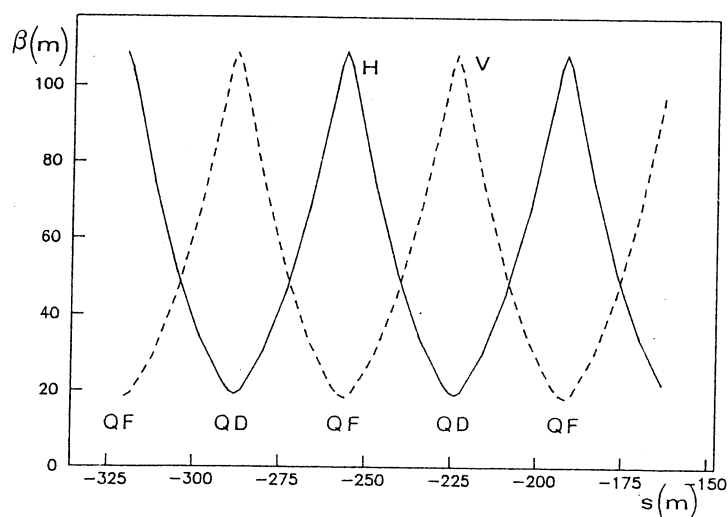
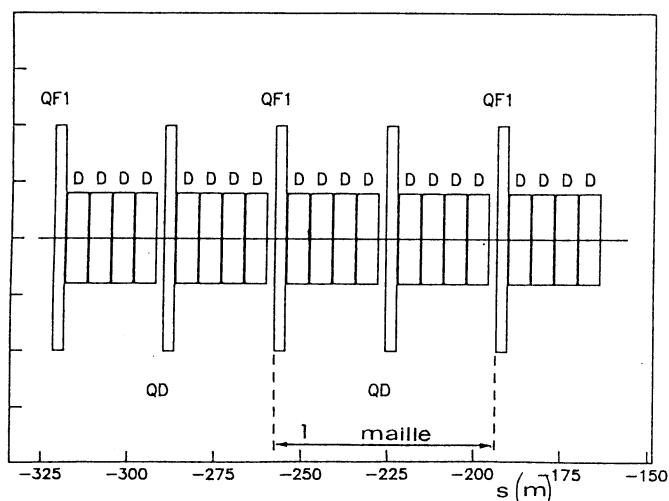


Figure 9 : Une maille du SPS Figure 10 : La fonction bétatronique

dans l'optique périodique

Les protons et les antiprotons, particules lourdes, perdent peu d'énergie par rayonnement dans le SPS, et les cavités d'accélération haute

fréquence sont logées facilement dans une section droite.

c) L'optique périodique

L'optique habituelle du SPS est périodique: les 108 paires de quadrupôles sont régulièrement espacées, leurs alimentations électriques sont identiques, et lorsque la machine est réglée, les valeurs des fonctions bétatroniques dans un plan donné (horizontal ou vertical) sont les mêmes dans tous les quadrupôles focalisants (β_F) d'une part et défocalisants (β_D) d'autre part (fig. 10).

Cependant il est difficile de dépasser une valeur de 100m pour β_F avec une optique périodique: les composantes d'ordre élevé du champ magnétique (sextupolaire, ...) augmentent alors sans pouvoir être corrigées [6].

Il a donc fallu briser la périodicité du réseau.

d) L'insertion à très grand β

Celle-ci a été conçue par Paul FAUGERAS , André FAUGIER et Alain HILAIRE [6].

La section droite dont nous disposons est présentée dans la figure 11. les quadrupôles dont le numéro est pair sont focalisant (resp. défocalisant) dans le plan horizontal (resp. vertical); les quadrupôles de numéro impair leur sont opposés.

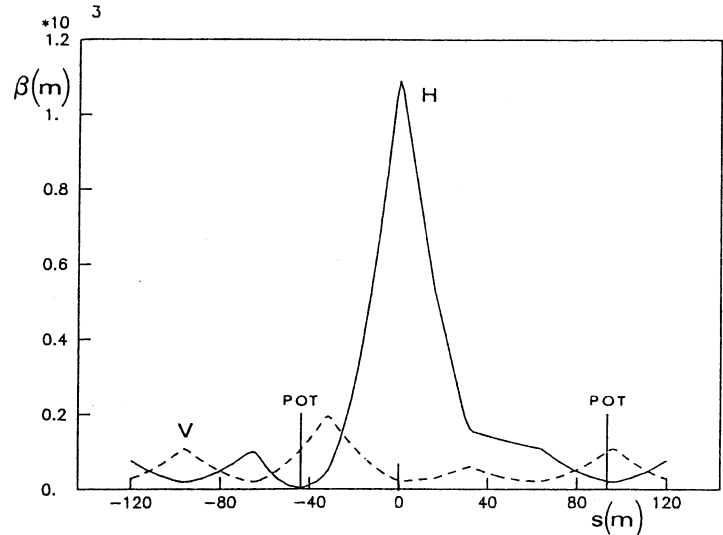
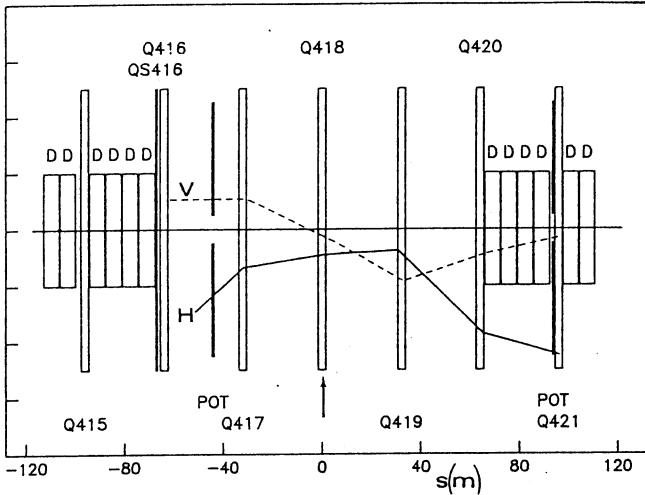


Figure 11 : Section droite LSS4; **Figure 12** : Fonctions b tratoniques
les trajectoires verticale et
horizontale d'une particule sont
indiquées dans l'insertion à grand β

La section droite proprement dite s'étend entre les quadrupôles Q416 et Q420; l'absence de dipôle permet d'y modifier l'optique sans affecter la dispersion trop fortement.

Nous ajustons alors le point de croisement au milieu de la section droite, c'est- dire au centre du quadrupôle Q418, où β_H est maximal. Cet ajustement longitudinal, acquis lors de l'injection des faisceaux, n'exerce aucune contrainte supplémentaire sur l'optique de l'insertion. Le quadrupôle Q416, environ un quart de longueur d'onde en amont (pour un proton) de Q418 est alors poussé à son maximum, et un petit quadrupôle de 70cm de longueur et de même force lui est ajouté. β_H augmente fortement au centre du quadrupôle Q418 (figure 12) et atteint 1087m. la perturbation est récupérée un quart de longueur d'onde en aval de Q418 : l'alimentation du quadrupôle Q420 est réduite à 40% de sa valeur dans l'optique périodique.

Lors de l'ajustement final, les alimentations des 6 quadrupôles qui suivent Q416 sont modifiées de quelques pour mille à quelques pour cent pour satisfaire les 6 contraintes suivantes:

- la dispersion et sa dérivée,
- les fonctions bétatroniques verticale et horizontale, ainsi que leur dérivée à la sortie de l'insertion,

doivent être égales à leurs valeurs au même point dans l'optique périodique. La valeur de β_v est alors 22m au centre du quadrupôle Q418.

e) La dispersion

La dispersion décrit la variation de la position radiale de l'orbite d'équilibre du faisceau en fonction de son impulsion:

$$d = p \frac{dy}{dp} \quad \text{avec ici } p = 273 \text{ GeV/C}$$

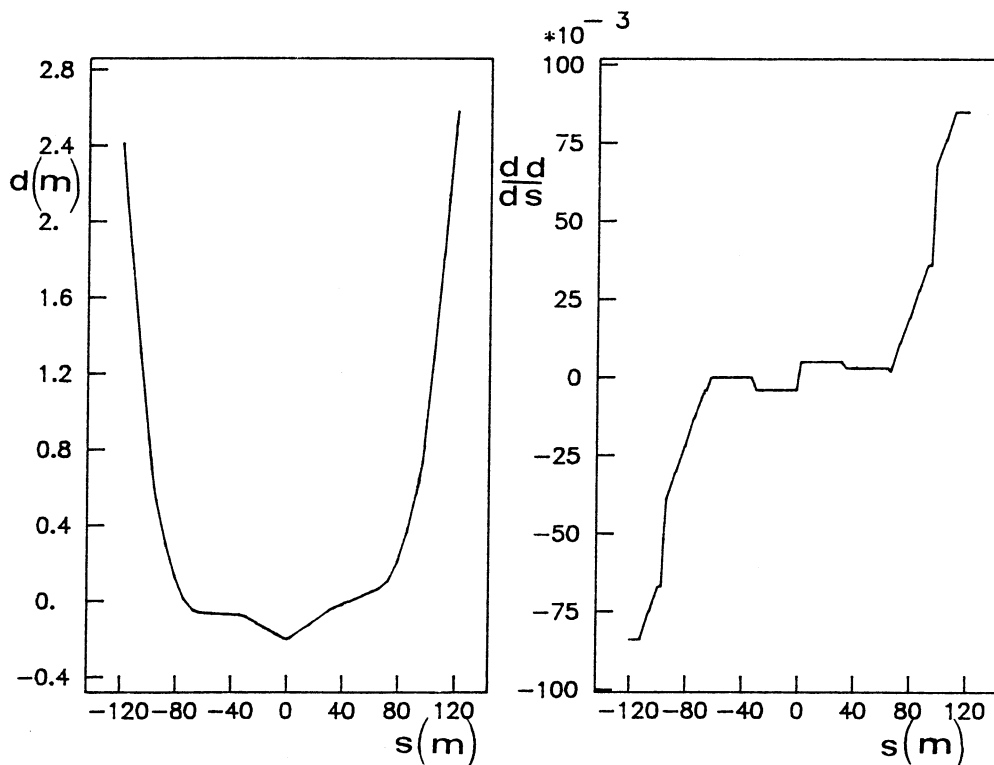


Figure 13 : La dispersion et sa dérivée dans l'insertion à grand β

La dispersion reste faible (figure 13) dans la zone comprise entre nos détecteurs gauche et droit. Au point d'interaction, elle vaut:

$$d = - 22\text{cm},$$

$$\text{soit } \Delta y = d \times \Delta p/p \quad \Delta y = - 130 \text{ } \mu\text{m}, \quad \text{avec } \Delta p/p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ [7]}$$

L'élargissement du faisceau au point d'interaction dû à la dispersion en impulsion reste donc faible par rapport à sa largeur naturelle (4,3 mm).

f) La position des détecteurs sur l'anneau

Nos détecteurs sont placés dans des parties mobiles de la chambre à vide appelées pots Romains. Leur position le long de l'anneau est optimale lorsque $|\sin(\Delta\Phi)|$ est proche de 1 dans le plan horizontal (cf. 3,d).

Du côté "sortie antiproton", appelée côté gauche, nous avons vu que le quadrupôle Q416 est "sur-focalisant". β_H passe alors par un minimum proche de zéro juste après Q416. La phase Φ avance donc très vite dans cette région ($\Phi = \int 1/\beta(s) \, ds$), et la zone optimale pour placer un détecteur se situe entre Q416 et Q417, c'est-à-dire dans la section droite (figure 11).

Nous avons donc la place d'insérer deux pots, à 43m avant le point d'intersection; ils sont distants de 61cm, ce qui fournit un assez bon bras de levier pour la sélection des particules provenant du point d'interaction. $\sin(\Delta\Phi)$ vaut 0,9 proche de l'optimum (fig. 14)

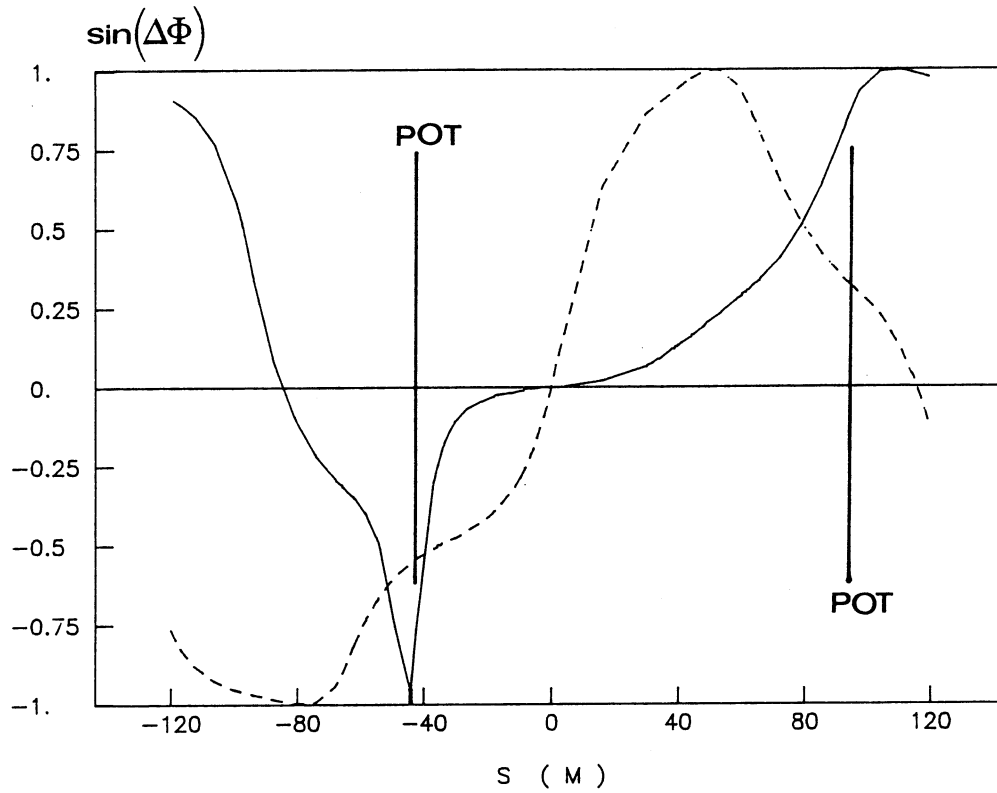


Figure 14 : *Variation de $\sin(\Delta\Phi)$*

Du côté "sortie proton", ou côté droit, il nous faut rattraper l'avance que la phase a prise dans la partie gauche de la section droite. β reste donc élevé et Φ avance lentement. La zone optimale se situe donc en aval de Q420, c'est-à-dire à l'extérieur de la section droite. Nous trouvons de la place pour un seul détecteur devant Q421 après le premier bloc de dipôles de courbure. Ce détecteur est à 93m du point d'interaction et $|\sin(\Delta\Phi)|$ vaut 0,84.

B) L'APPAREILLAGE

Nous décrivons tout d'abord les détecteurs utilisés et l'électronique qui leur est associée.

1) Introduction

Pour cette mesure de la partie réelle, nous utilisons l'appareillage habituel de l'expérience UA4 [8] dans une configuration nouvelle, et avec une optique spéciale (cf. A).

L'expérience UA4 a étudié la section efficace totale et la physique des collisions "douces", élastique ou diffractive, de protons et d'antiprotons dans le collisionneur SPS du CERN.

Un appareillage complet, "pots romains", chambres à fil, compteurs [9] a été développé à cet effet, et utilisé avec succès [10].

Nous ajoutons un hodoscope en silicium pour améliorer la résolution dans la coordonnée transverse. Celui-ci n'a pas pu être utilisé dans les conditions de bruit de fond électronique difficiles rencontrées très près (8 mm) du faisceau.

2) Le cahier des charges

Nous voulons détecter des interactions élastiques $\bar{p}p$ à très petit angle de diffusion et mesurer celui-ci. Pour cela nous souhaitons que notre appareillage satisfasse le cahier des charges suivant:

(i) assurer le déclenchement de l'acquisition des données lors d'une diffusion élastique.

(ii) mesurer les positions verticale x et horizontale y des impacts des deux particules diffusées dans les détecteurs.

(iii) permettre l'étalonnage des détecteurs.

(iv) mesurer précisément l'instant du passage des particules, référence en temps nécessaire à l'utilisation de chambres à dérive. La connaissance des temps de vol permet de plus de calculer la position longitudinale moyenne du point d'interaction.

(v) Atteindre l'angle de diffusion le plus faible possible; l'optique utilisée et l'abscisse curviligne des détecteurs étant maintenant fixés, la position extrême des pots l'est aussi (Cf.A3d) , il nous faut minimiser la zone morte séparant la partie sensible des détecteurs du fond du pot.

(vi) retirer nos détecteurs lors de l'injection des faisceaux ou lorsque le bruit de fond est élevé, par exemple pendant les rabotages (scrapping) qui nettoient le halo.

Nous montrons dans la suite comment l'appareillage de UA4 satisfait ce cahier des charges.

3) Le choix et le montage des détecteurs

Nous montons nos détecteurs dans une partie mobile à soufflet du tube à vide appelée "pot romain". Ces pots sont montés dans le plan de la machine de chaque côté de l'anneau (Fig. 15).

Nous les approchons du faisceau dès que celui-ci est stable et propre (vi).

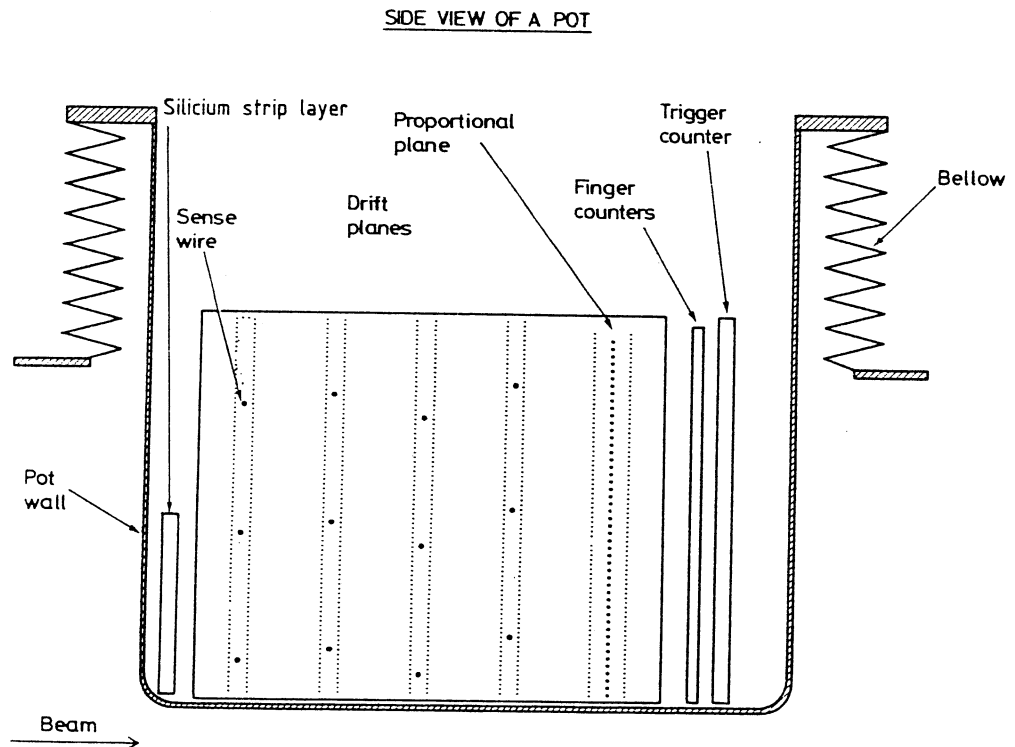


Figure 15 : Coupe transversale d'un pot

Un empilement de plans de chambre à dérive est particulièrement indiqué pour la mesure de la coordonnée horizontale: nous obtenons une mesure très précise de la position (ii) sur une région assez grande, quelques centaines de cm^2 , et le nombre de canaux d'électronique reste faible .

Il n'est pas possible d'utiliser une chambre à dérive pour mesurer la coordonnée verticale. En effet les fils seraient orthogonaux au fond du pot et la structure mécanique nécessaire à leur mise en tension créerait une zone morte trop importante (v). Nous ajoutons donc une chambre à fils proportionnels à lecture par division de charge (ii). L'ensemble des plans de fils est rassemblé dans une chambre alimentée en argon(50%)-éthane(50%).

Un hodoscope de compteurs à scintillation, placé derrière la chambre, permet l'étalonnage du plan à division de charge (iii). Un compteur à scintillation déclenche l'acquisition (i) et fournit une mesure de l'instant de passage (iv).

La chambre à fils et le bâti portant les compteurs sont montés dans le pot, (fig. 16) guidés par des axes de précision, et vissés.

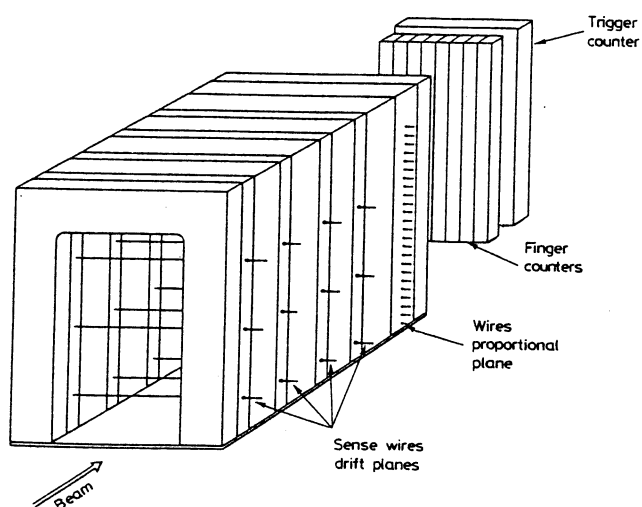


Figure 16 : *Montage des détecteurs*

4) Les pots Romains

La construction mécanique d'une paire de pots est décrite dans la figure 17. Chaque pot est cylindrique et a une fenêtre d'acier de $100\ \mu\text{m}$ à l'entrée et à la sortie des particules, de façon à minimiser la diffusion multiple dans les parois.

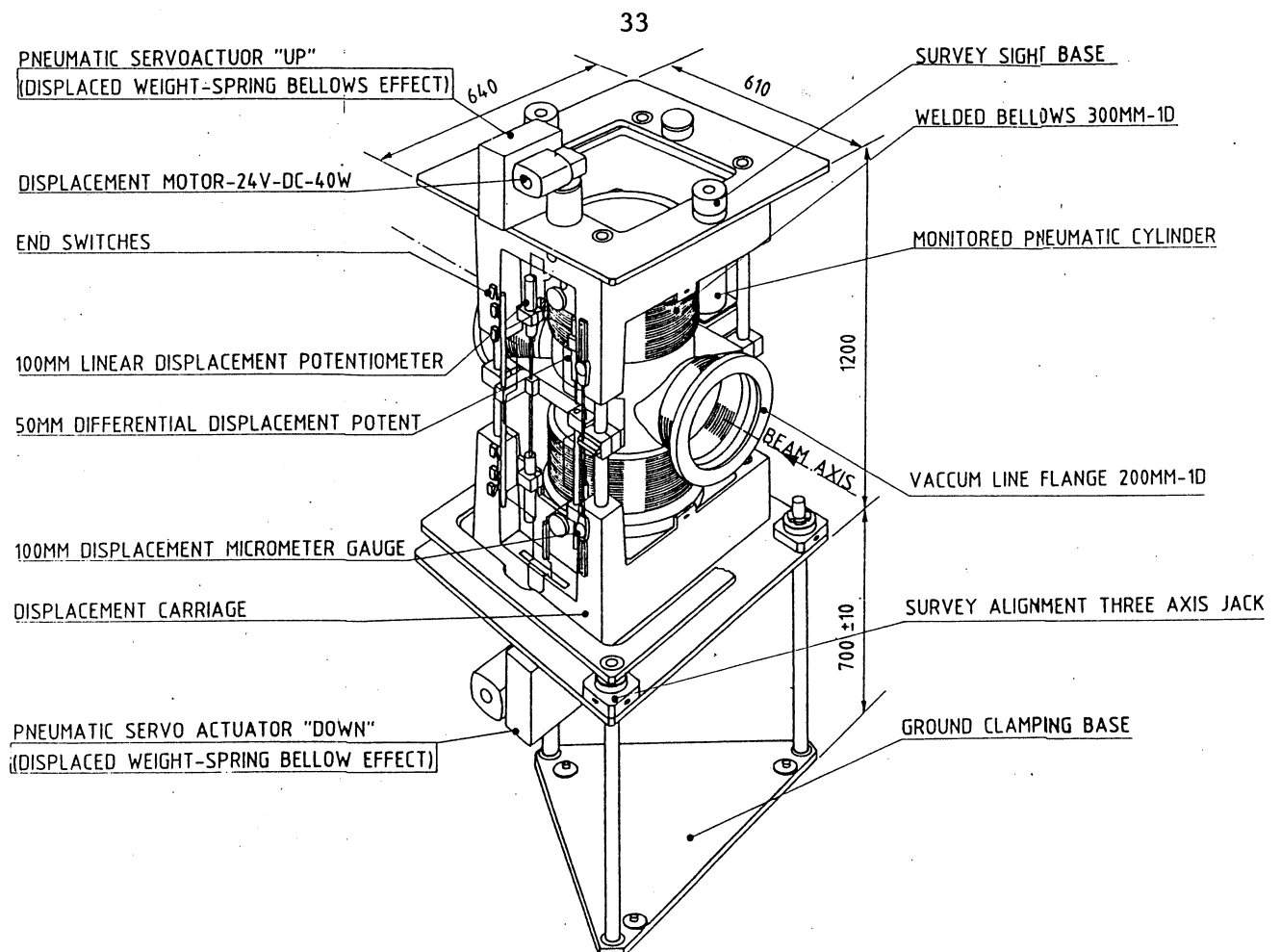


Figure 17 : Un "pot romain"

Lors de cette expérience les pots sont orientés horizontalement

De même le fond est équipé d'une fenêtre d'acier de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur. Le pot a un rebord circulaire fixé à la chambre à vide par un soufflet de 30cm de diamètre. La pression atmosphérique est compensée par un système pneumatique; ainsi un moteur électrique de faible puissance suffit à déplacer l'ensemble.

La position de chaque pot le long de l'axe horizontal est mesurée par un micromètre à sortie digitale, avec une précision meilleure que 25 μm . Leur position absolue est mesurée par les géomètres du SPS à mieux que 100 μm .

Chaque pot est relié électriquement aux tubes à vide amont et aval de l'anneau de façon à limiter les effets d'antenne pour les composantes de haute fréquence des ondes électromagnétiques créées par le passage du faisceau.

5) Les plans de chambre à dérive

Une particule chargée ionise les atomes et molécules du gaz de la chambre. Le temps de dérive des électrons vers l'anode fournit une mesure de la position de la trajectoire.

Chaque plan contient 3 cellules de dérive de 6mm d'épaisseur et de 42mm de hauteur. Au centre de chaque cellule, un fil sensible anodique en tungstène doré d'un diamètre de 20 μm et d'une longueur de 82 mm est porté à la haute tension (+ 2,7 kV). Un plan de fils cathodiques en Cu/Be, d'un diamètre de 50 μm , portés à une potentiel graduellement variable et espacés de 2mm établissent un champ électrique uniforme.

En chaque point, celui-ci est parallèle à $\vec{y}$, de façon à obtenir une vitesse de dérive uniforme. pour cela, un réseau de résistances fournit à chaque fil la tension négative correspondant à sa position. Deux fils au même espacement de 2mm séparent deux cellules successives du même plan. Ils sont au même potentiel que les fils qui leur sont adjacents.

Les plans ,empilés à l'espacement de 3 cm (4 plans à dérive, 1 plan proportionnel) sont séparés électriquement par une grille, plan supplémentaire de fils au pas de 2mm, connectés à la masse et à une distance de 12mm des plans cathodiques voisins.

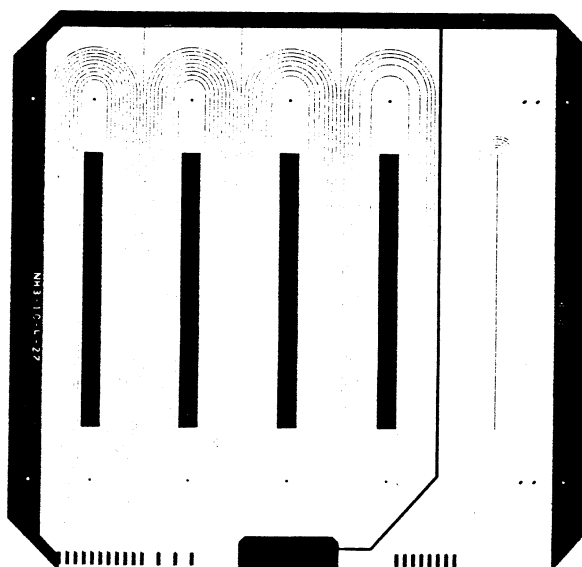


Figure 18 : *Circuit imprimé de la plaque du fond*

Le décalage des fils des plans successifs et la redondance de l'information permet la résolution de l'ambiguïté gauche-droite et l'autocalibration de l'origine en temps de la chambre et de la vitesse de dérive. Au fond du pot, 3 plans sur 4 ont une cellule tronquée à cause du décalage. Un circuit imprimé placé au fond de la chambre porte des bandes de cuivre doré de 6mm de large et de $17.5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et un réseau de bandes de $200\ \mu\text{m}$ de large qui contrôle la descente du potentiel entre le plan cathodique et la grille (figure 18).

L'ensemble simule le potentiel d'une cellule entière et le champ électrique n'est pas affecté par la troncature, et ce jusqu'au plus près du fond de la chambre.

Les fils sensibles sont connectés à la haute tension par des câbles blindés; ceux-ci suppriment les phénomènes d'influence entre câbles voisins (cross talk). Ils sont lus à travers une capacité, puis amplifiés et discriminés dans un module proche de l'unité N4190 du CERN. Le seuil de ce module de 12 canaux, réglable de 4 à $20\ \mu\text{A}$ sur $50\ \Omega$, est ajusté à l'oscilloscope de façon à limiter les déclenchements accidentels à un taux

de quelques sec^{-1} par canal.

Le signal "remonte" ensuite en salle d'acquisition, où il est digitisé par un convertisseur temps-numérique (TDC 11 bits [11] réglé au pas de 1.5 ns et avec une capacité de 14 coups par canal).

6) Le plan de chambre à fils proportionnels

La coordonnée verticale x est obtenue comme la position de l'injection de la charge déposée par la trace sur un fil résistif vertical. Le fil est lu à ses deux extrémités et la répartition des charges Q_L et Q_R déposées à gauche et à droite détermine le point d'impact. Un plan proportionnel contient 24 fils de NiCr 80/20 de $15\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, de longueur $\ell = 64\text{mm}$, et espacés de 4mm .

Leur résistance linéique r est constante et vaut $57.8\text{ }\Omega\text{ cm}^{-1}$. Ces fils sont soudés sur un circuit imprimé; l'extrémité de leur partie résistive est déterminée très précisément: le centre électrique du fil diffère de son centre géométrique de plus de 200 microns pour seulement 5% des fils.

Le plan de fils résistifs est porté à une tension électrique nulle; deux plans de fils cathodiques reliés à la haute tension négative (-1700 V) l'encadrent à une distance de 6 mm et établissent le champ électrique.

Deux préamplificateurs (figure 19) recueillent la charge à chaque extrémité du fil, l'amplifient et fournissent en sortie une tension qui lui est proportionnelle.

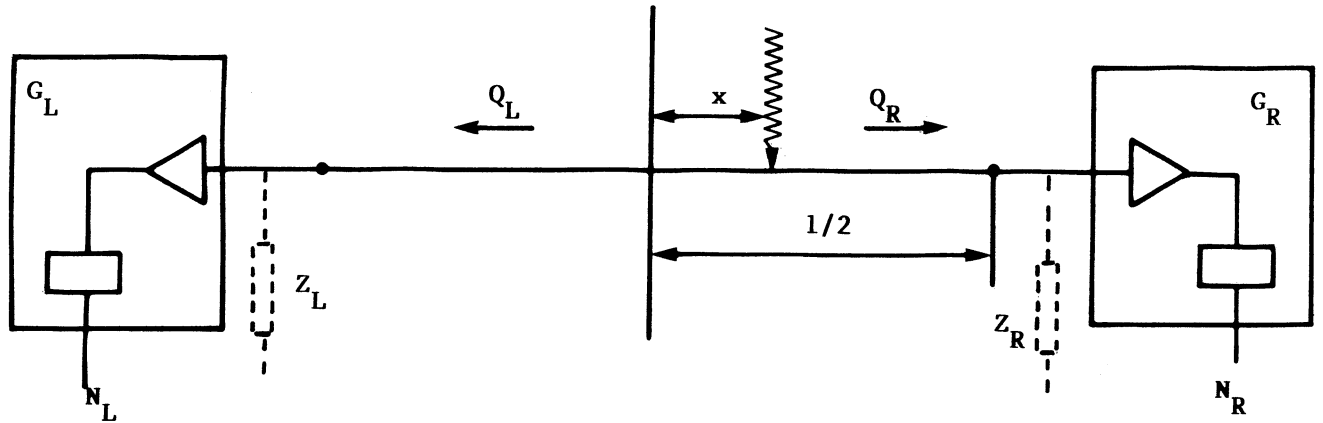


Figure 19 : Schéma de l'électronique associée à un fil du plan proportionnel.

le rapport des courants lus à gauche et à droite s'écrit alors grâce à la loi d'Ohm:

$$\frac{Q_R}{Q_L} = \frac{(\ell/2 + x) r + Z_L}{(\ell/2 - x) r + Z_R}$$

où $Z_{L,R}$ sont les impédances d'entrée des préamplificateurs gauche et droite. Nous choisissons des préamplificateurs rapides ($\tau_r = 5\text{ns}$) à haut gain et très basse impédance d'entrée ($Z_{im} = 30\Omega$), petite par rapport à la résistance du fil (370Ω). Ainsi la méthode employée atteint une sensibilité optimale sur la plage centrale du fil.

Le signal "remonte" ensuite dans la salle d'acquisition des données par une paire torsadée et blindée et est reçu par un circuit appelé "shaping amplifier" [12] qui l'intègre, le met en forme, et l'amplifie.

Enfin un convertisseur analogique-digital de 12 bits (peak ADC) [13] mesure la hauteur maximale du signal.

7) Les compteurs à scintillation

Huit compteurs à scintillation horizontaux d'une largeur de 5.5 mm, accolés, forment un hodoscope (fig. 16). Celui-ci couvre la région sensible des chambres $|x| < 2.2\text{cm}$, et fournit la calibration absolue des fils proportionnels.

Un compteur d'une largeur de 45mm, suit l'hodoscope. Nous obtenons une réponse uniforme en recueillant la lumière du scintillateur par deux guides de lumière qui alimentent deux photomultiplicateurs indépendants. Le signal total, somme analogique des deux côtés, est amplifié, discriminé, puis il participe au déclenchement, et il fournit une mesure de l'instant de passage de la particule grâce à un convertisseur temps-digital [11].

C) L'ACQUISITION DES DONNEES

Nous présentons tout d'abord le déclenchement sélectif sur des événements élastiques. Nous décrivons ensuite le système d'acquisition.

1) Le déclenchement

Le taux d'événements élastiques observé lors de notre mesure, tout à fait raisonnable, est proche de 1 sec^{-1} (cf. A). Cependant le taux de comptage dans nos compteurs reste élevé, de 1 à $10 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$, à cause d'interactions parasites de particules du faisceau avec le gaz ou le tube à vide.

Il nous faut donc sélectionner les événements élastiques. Pour cela nous disposons d'une référence en temps très précise, obtenue par la mesure de l'influence du paquet de protons sur un capteur à l'entrée de la section droite. Nous disposons aussi des signaux de nos compteurs.

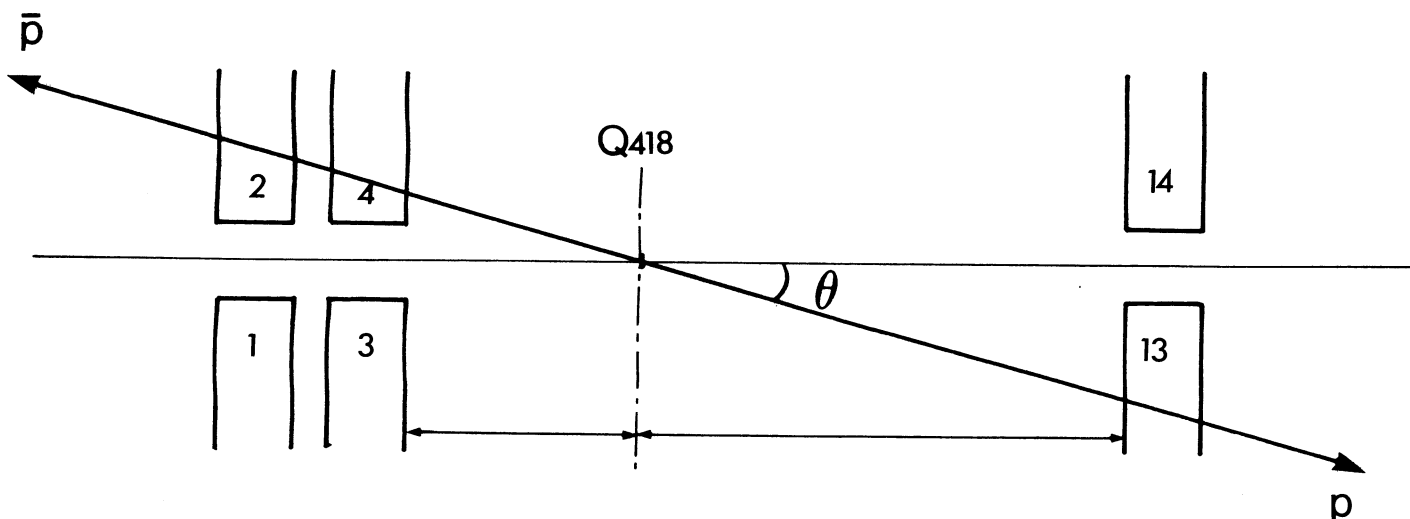


Figure 20 : Numérotation des détecteurs

Lorsqu'un événement élastique est détecté, les particules sortantes traversent l'une des deux combinaisons de pots 1,3,14 ("up) ou 2,4,13 ("down"); les noms des combinaisons furent choisis lors d'autres mesures pour lesquelles les pots étaient placés verticalement. Nous formons alors les triples coïncidences des signaux de leurs compteurs:

$$UP = 1 \times 3 \times 14$$

$$DOWN = 2 \times 4 \times 13$$

et obtenons un signal de déclenchement $T\emptyset$ en demandant la coïncidence de l'une ou l'autre des combinaisons avec le signal de la machine. Nous demandons de plus que l'ordinateur d'acquisition soit prêt, et il vient:

$$T\emptyset = \overline{BUSY} \times RF \times (UP + DOWN)$$

Nous avons visualisé en ligne des événements sélectionnés par le déclenchement $T\emptyset$: quelques pour cent d'entre eux apparaissent être des événements élastiques.

Nous diminuons la contamination des événements inélastiques en rejetant ceux qui présentent un signal formé de la quadruple coïncidence:

$$SPLASH = 1 \times 2 \times 3 \times 4$$

le déclenchement finalement utilisé est alors (fig. 21)

$$T = \overline{SPLASH} \times \overline{BUSY} \times RF \times (UP + DOWN)$$

soit :

$$T = \overline{1 \times 2 \times 3 \times 4} \times \overline{BUSY} \times RF \times (1 \times 3 \times 14 + 2 \times 4 \times 13)$$

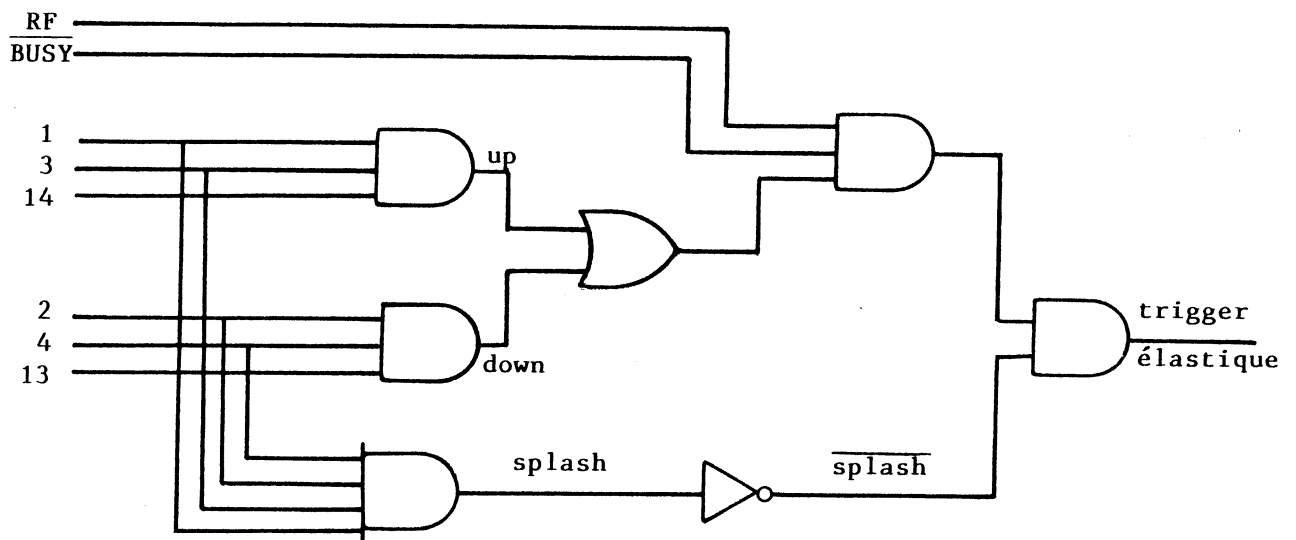


Figure 21 : Schéma de l'électronique de déclenchement

850 000 événements ont été sélectionnés, déclenchant sur T; parmi eux 110.000 sont des événements élastiques, soit 13%.

2) Le système d'acquisition

Nous enregistrons les signaux provenant des détecteurs à l'aide d'un système proche du standard CAMAC et appelé REMUS.

Nous obtenons un signal, RF, synchrone avec le croisement des faisceaux toutes les 7,7 μ s, grâce à des capteurs.

Retardé et élargi, celui-ci fournit la porte des ADC's, associés aux plans proportionnels. De plus il arrête les TDC's associés aux compteurs et aux chambres à dérive. La fenêtre en temps est ajustée de façon à accepter, dans les compteurs, à la fois les particules entrantes, se déplaçant vers le

point de croisement et les particules sortantes, qui s'en éloignent. De plus elle recouvre la plage des temps de dérive possibles dans une cellule.

Les TDC's utilisés sont réglés au pas de 1.5 ns et peuvent enregistrer jusqu'à 14 coups par canal. La multiplicité des coups par canal restant faible (0 ou 1 pour un événement élastique propre), cette capacité est largement suffisante.

Lorsqu'aucun déclenchement ne survient (cf. 1) tous les canaux sont remis à zéro environ 2 μ s après le croisement.

Quand un déclenchement T survient, quelques centaines de nanosecondes après le croisement, la conversion des données démarre et un signal "BUSY" est généré, prévenant la remise à zéro. Un signal d'interruption est envoyé à l'ordinateur PDP11 chargé de l'acquisition. Celui-ci lit les données et les écrit sur une bande magnétique. Un programme tournant en temps réel permet de visualiser les événements et de surveiller l'appareillage; travaillant en parasite du programme d'acquisition, il ne perturbe pas celle-ci.

D) LA PROCEDURE EXPERIMENTALE

1) L'opération du SPS

Dans le SPS, trois paquets de protons et trois paquets d'antiprotons orbitent en sens contraire. A chaque tour, une partie des particules est perdue par interaction ou s'échappe du système de confinement électromagnétique du paquet. La durée de vie de l'intensité des faisceaux est de plusieurs dizaines d'heures. La luminosité de l'accélérateur diminue alors avec le temps, et sa durée de vie est proche de un jour.

Pendant ce temps le synchrotron à protons (PS) produit des antiprotons au taux de $5 \cdot 10^9/h$; ceux-ci sont refroidis et stockés dans l'accumulateur

d'antiprotons (AA) (fig. 22)

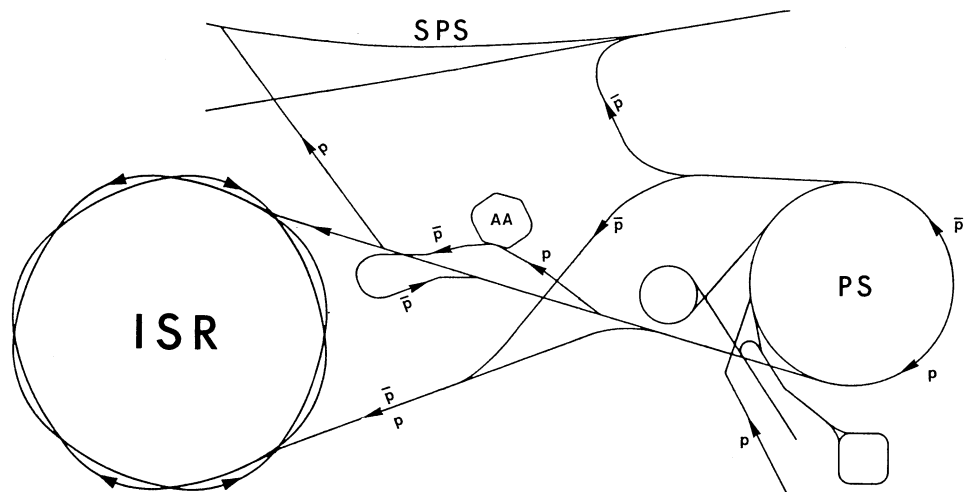


Figure 22 : Le complexe du collisionneur SPS du CERN

Voulant maximiser la luminosité moyenne, nous devons optimiser la fréquence des remplissages du SPS. Assez curieusement ce calcul purement rationnel est affecté par des appréciations météorologiques hasardeuses.

En effet les orages sont fréquents l'été en fin d'après-midi et ils perturbent fortement le SPS: assez souvent les faisceaux sont perdus. par contre le AA reste stable, grâce à sa plus grande ouverture.

Habituellement, le SPS est donc rempli tous les soirs. Nous appelons stack l'ensemble des données prises avec un même remplissage.

2) Le remplissage de l'anneau

Un premier tir appelé pilote permet de vérifier que le AA, le SPS et

les lignes de transfert sont en ordre. Le nombre d'antiprotons utilisé ici est très faible.

Ensuite les protons, puis les antiprotons, sont chargés dans le SPS. Des collimateurs approchés à 3 ou 4 écarts-type du faisceau, nettoient le halo.

Nous pouvons maintenant approcher lentement les pots du faisceau. Nous cessons l'approche d'un pot au contact du halo, lorsque le taux de comptage du scintillateur atteint 10^4 sec^{-1} . Les chambres à fils sont alors alimentées en haute tension, et la prise de données peut commencer.

CHAPITRE III

L'ANALYSE DES DONNEES

A) L'ETALONNAGE DES DETECTEURS

1) L'étalonnage des chambres à dérive

Nous obtenons une estimation de la coordonnée horizontale y d'une particule traversant un détecteur en mesurant le temps de dérive vers le fil des électrons déposés dans le gaz (cf. II B-5):

$$|y-y_0| = v(t-t_0)$$

,où y_0 est la position du fil , et v la vitesse de dérive . Le décalage des fils des 4 plans successifs permet de résoudre l'ambiguïté gauche/droite (figure 23).

La position y_0 du fil est connue avec une excellente précision, de l'ordre de $10\mu\text{m}$, grâce à une mécanique appropriée [9], et a été contrôlée lors de tests.

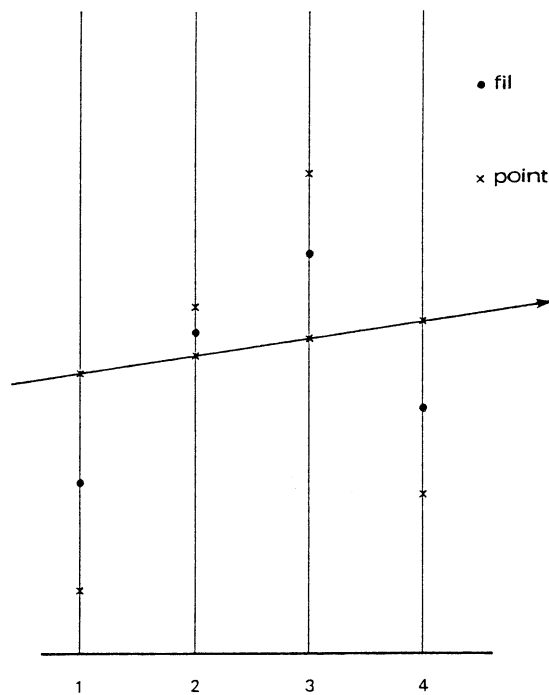


Figure 23 : Une trajectoire dans une chambre à dérive

Il nous faut étalonner l'origine des temps de dérive t_0 et la vitesse v de dérive pour chaque fil. Pour cela nous utilisons les données elles-mêmes; nous reconstruisons tout d'abord les trajectoires à l'intérieur d'une chambre (cf. C); nous sélectionnons les événements pour lesquels elle contient une trajectoire et une seule.

Voulant étalonner un fil du plan i , ($i=1, 4$), nous ajustons une droite sur les points des 3 autres plans. Nous comparons alors la valeur y_{pred} prédite par l'ajustement dans le plan i avec la valeur observée y_i en formant le résidu :

$$r_i = y_i - y_{\text{pred}}$$

Traçant les valeurs du résidu en fonction de la position y_{pred} , une erreur sur l'origine du temps de dérive apparaît comme une discontinuité, (figure 24a) alors qu'une erreur sur la vitesse de dérive apparaît comme un changement de pente (figure 24b).

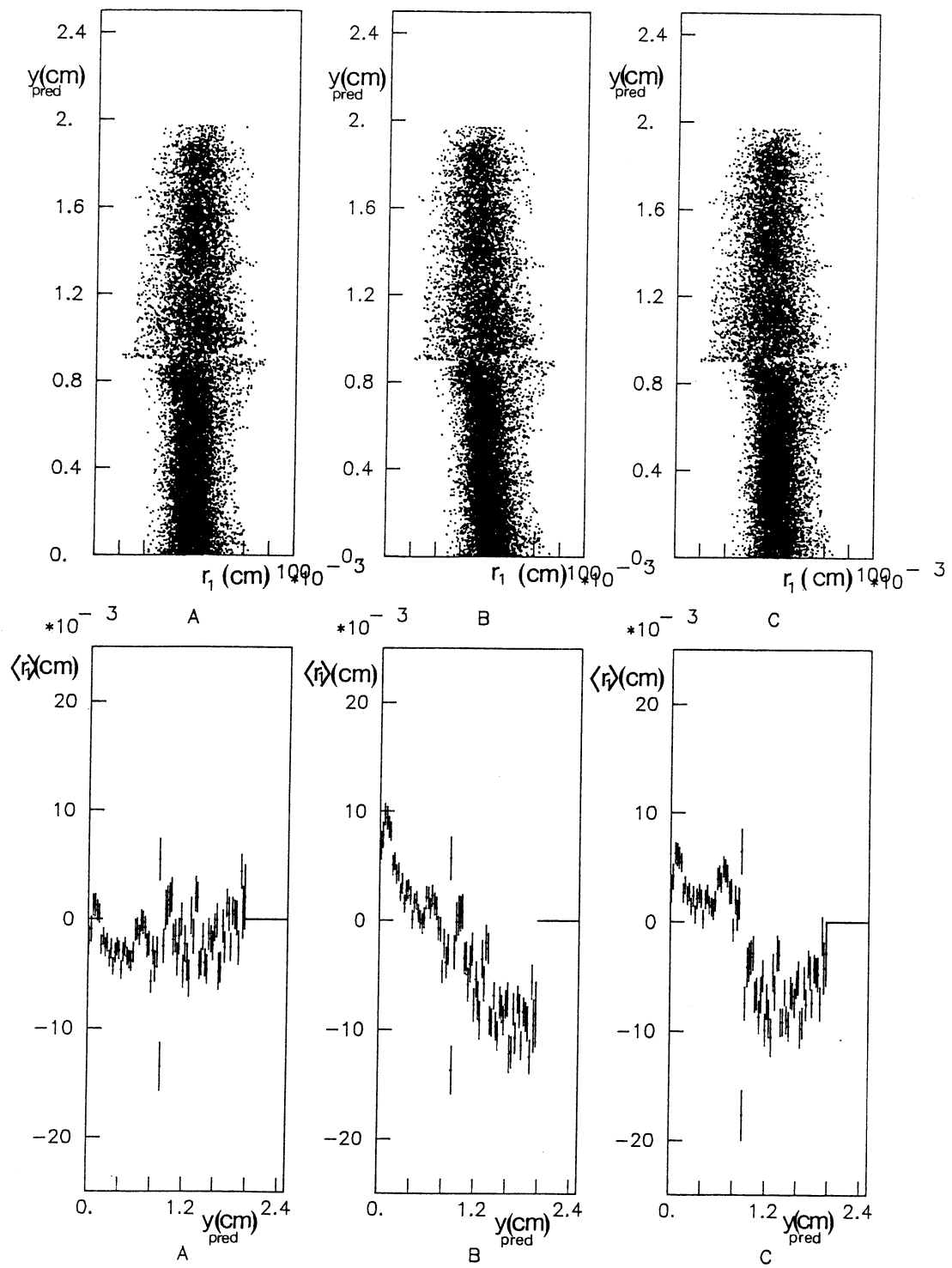


Figure 24 Les résidus du plan 1 en fonction de la position de la trajectoire

a) paramètres ajustés

b) effet d'une erreur de 0.5% sur la vitesse de dérive

c) effet d'une erreur de 1 ns sur la valeur de t_0

Nous ajustons t_0 et v "à l'oeil" de façon à éliminer ces biais. La vitesse de dérive, proche de $52 \mu\text{m/ns}$, est à peu près uniforme .

L'incertitude sur cette mesure de t_0 est alors inférieure à 1 ns , et sa contribution à l'erreur systématique sur la mesure de position est inférieure à $50 \mu\text{m}$.

La vitesse de dérive est connue à mieux que 5‰ , soit une erreur systématique de $100 \mu\text{m}$ sur une distance de 2cm .

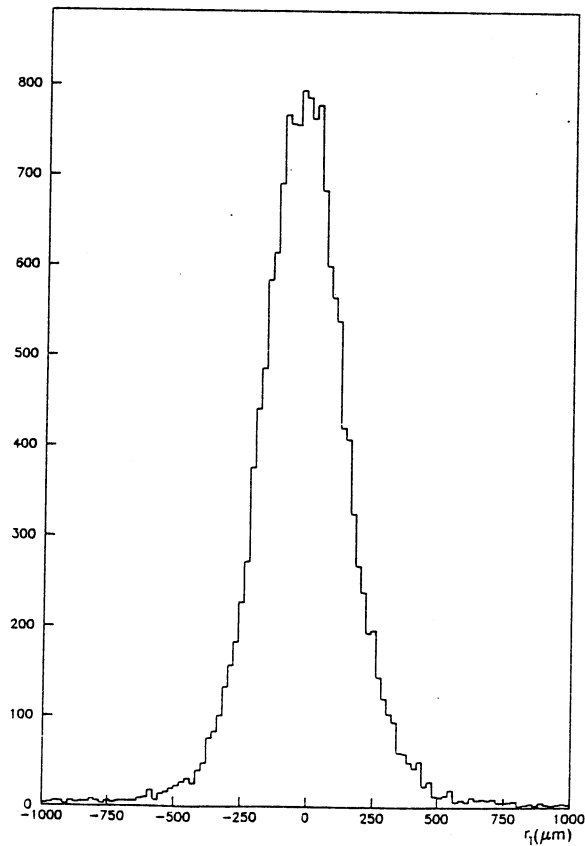


Figure 25 : *Distribution des résidus
d'un plan de dérive
(fil 1, plan 1, chambre, stack 6)*

La distribution des résidus (figure 25) a une largeur de $150 \mu\text{m}$. Nous

obtenons la précision R_y d'un plan de fils, en déconvoluant l'incertitude de la mesure de y_{pred} :

$$R_y = \sqrt{\frac{3}{4}} \times 150 = 130 \text{ } \mu\text{m}$$

La précision d'une chambre à dérive est alors de 65 μm .

2) L'étalonnage des plans proportionnels

a) Introduction

Nous présentons tout d'abord l'étalonnage de l'électronique associée aux plans proportionnels en absence de faisceau.

Nous étudions ensuite l'influence du passage de celui-ci à proximité des détecteurs. Les piédestaux des ADC's sont modifiés ce qui dégrade très fortement la précision spatiale.

Nous corrigeons alors ces piédestaux en comparant notre mesure de position à celle de l'hodoscope de scintillateurs. Ce faisant, nous observons un décalage entre certaines chambres et leur hodoscope. Après correction, l'ajustement final permet d'obtenir une précision raisonnable, inférieure à 1 mm.

b) Le calcul de la position de la trajectoire

Nous calculons la position verticale x d'une trajectoire, connaissant les charges Q_R et Q_L déposées aux extrémités droite et gauche d'un fil proportionnel (cf. II B-6).

$$x = \frac{1}{c} \frac{Q_R - Q_L}{Q_R + Q_L}$$

$$\text{où } \frac{1}{c} = \frac{r}{r \frac{\ell}{2} + Z} = 35.6 \text{ mm} \quad \text{est une constante}$$

$$\text{et } Q_{L,R} = \frac{1}{G_{L,R}} (M_{L,R} - P_{L,R})$$

G est le gain de la chaîne d'amplification, de mise en forme

et de digitisation

M est le nombre fourni par l'ADC, $M \in [0, 4095]$

P est le piédestal de l'ADC

il vient alors

$$x = \frac{1}{c} \frac{(M_R - P_R) - \alpha (M_L - P_L)}{(M_R - P_R) + \alpha (M_L - P_L)}$$

où α est le rapport des gains $\alpha = \sigma_R/\sigma_L$. Nous devons maintenant étalonner pour chaque fil les piédestaux P_L et P_R et le rapport α .

c) L'étalonnage en absence du faisceau

Les piédestaux dits "piédestaux de test" sont mesurés simplement en déclenchant artificiellement l'acquisition alors que l'anneau ne fonctionne pas. Nous mesurons alors le rapport α en envoyant une même impulsion aux entrées des amplificateurs gauche et droit. Pour chaque événement i , nous définissons α_i :

$$\alpha_i = \frac{M_{Ri} - P_R}{M_{Li} - P_L}$$

La valeur moyenne $\langle \alpha \rangle$ des α_i est une estimation de α . Leur écart type est proche de 1% et l'erreur statistique sur α est très petite, $3 \cdot 10^{-4}$ pour un échantillon de 1000 événements (figure 26).

Echangeant les 2 voies du générateur d'impulsions, nous notons une variation $\Delta\alpha = (5 \pm 3) \cdot 10^{-3}$, indépendante du fil étudié (figure 27). Nous éliminons le biais du générateur en utilisant la valeur moyenne $\bar{\alpha}$ des deux mesures.

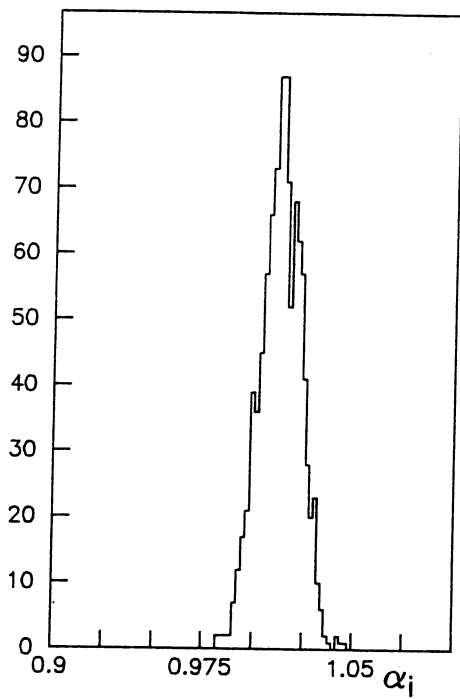


Figure 26 :

*Distribution des valeurs de α_i
d'un échantillon de 1000 événements*

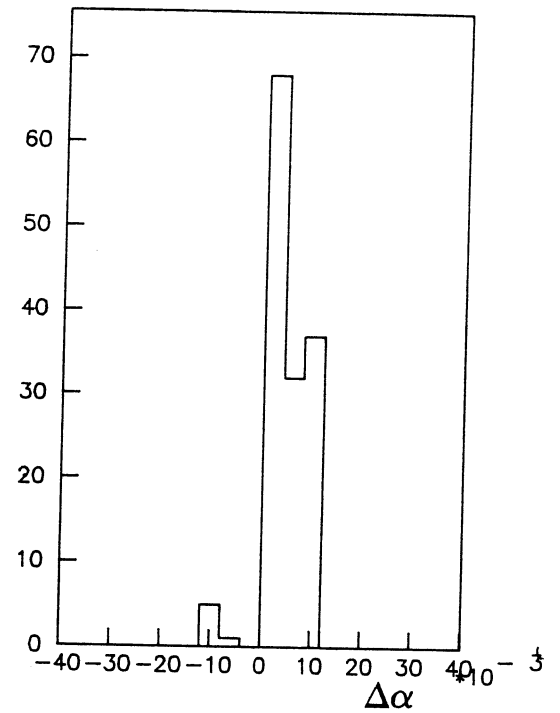


Figure 27

*Distribution des valeurs de $\Delta\alpha$
pour les 144 fils proportionnels*

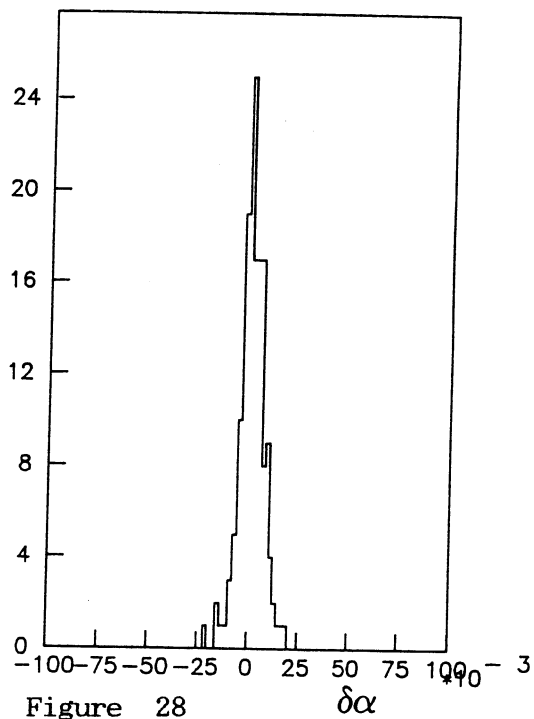


Figure 28

Distribution des valeurs de $\delta\alpha$

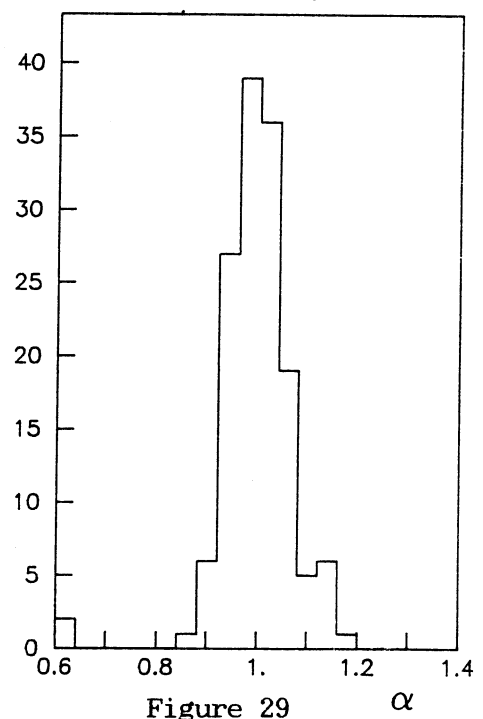


Figure 29

*Distribution des valeurs du rapport
des gains α . Centrée sur 1, elle a
un écart-type de 6%.*

Nous étudions la non-linéarité de notre mesure en doublant l'amplitude de l'impulsion. La distribution de la différence des valeurs de $\bar{\alpha}$ obtenues

$$s\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(M = 1500) - \bar{\alpha}(M = 3000)$$

centrée sur zéro, a un écart-type de $5 \cdot 10^{-3}$ (figure 28). La valeur la plus probable de M associée à une trajectoire étant proche de 1000, nous utilisons $\bar{\alpha}(M = 1500)$ comme estimation de α (figure 29).

Nous obtenons une mesure du rapport des gains avec une grande précision, meilleure que 5 pour mille; la contribution de l'erreur sur α à l'incertitude sur la position, de l'ordre de $50 \mu\text{m}$, est négligeable comparée à la précision.

d) L'influence du faisceau

Nous utilisons maintenant les constantes d'étalonnage mesurées en absence de faisceau pour une première analyse des données.

Nous constatons rapidement que la précision des plans proportionnels les plus proches du faisceau est très mauvaise (figure. 30 a). Les rapports des gains des amplificateurs étant des constantes intangibles, nous suspectons une variation des piédestaux.

Nous mesurons ceux-ci sur les données elles-mêmes, en sélectionnant les événements pour lesquels l'hodoscope suivant un plan de fil donné n'a reçu aucun coup. Effectivement les piédestaux sont plus élevés lorsque le faisceau est présent; l'effet est accentué pour les fils les plus proches de celui-ci (figure 31).

Nous notons d'autre part une séparation des 24 fils d'un plan en deux blocs de 12, similaire à la structure de la carte qui porte les amplificateurs; l'effet d'influence sur l'électronique d'acquisition se confirme.

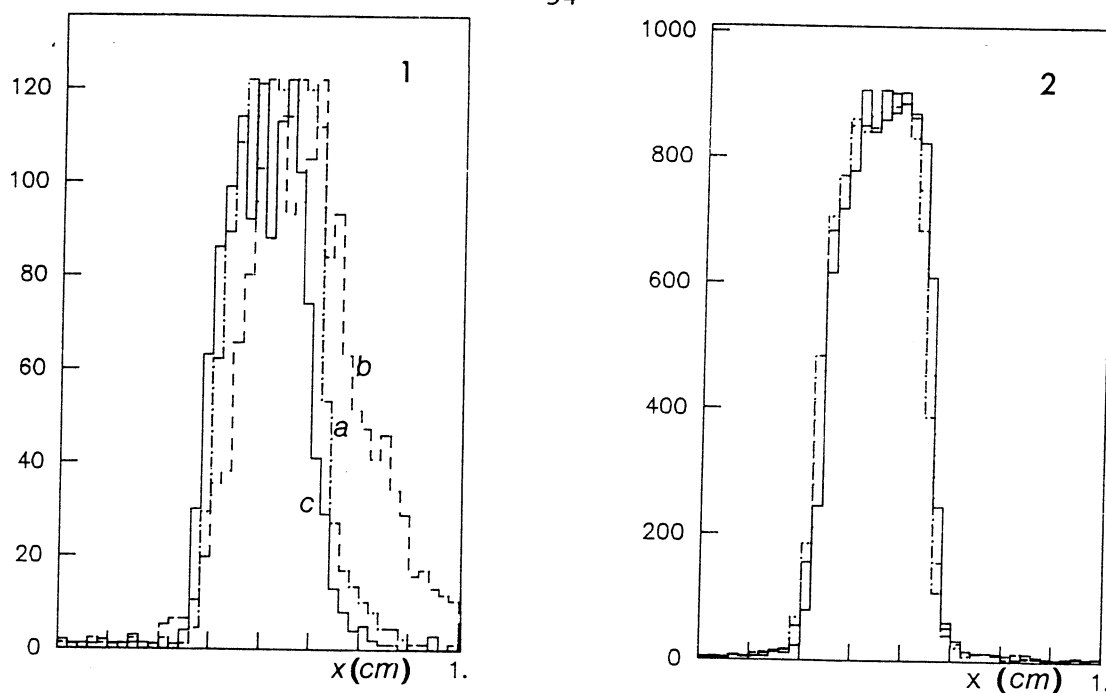


Figure 30

Distribution de la position x mesurée dans le plan proportionnel (fil 1) des événements qui touchent le doigt 3 de l'hodoscope

- 1 la chambre 1, très proche (8 mm) du faisceau
- 2 la chambre 13 plus éloignée (13 mm)
- a piédestaux de test
- b piédestaux mesurés pendant la prise de données
- c piédestaux ajustés

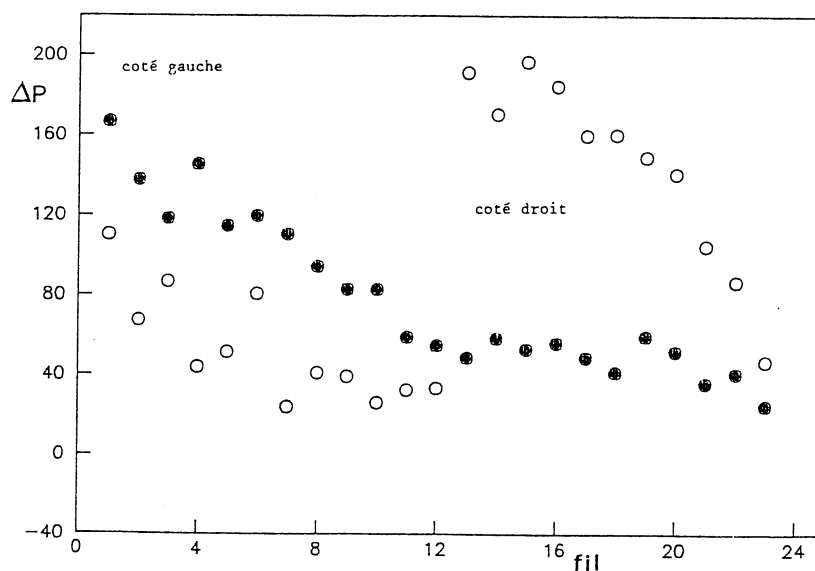


Figure 31

Différence entre les piédestaux de la prise de données et les piédestaux de tests des 24 fils de la chambre 3.

Un phénomène d'influence du faisceau apparaît ici clairement. Dans une deuxième analyse, nous utilisons les piédestaux mesurés pendant la période de prise de données. La précision alors obtenue est pire que la première (figure 30 b). Il nous faut donc travailler encore un peu; nous allons utiliser maintenant l'information donnée par l'hodoscope.

e) Ajustement des piédestaux utilisant l'hodoscope de compteurs

Chaque chambre est fixée sur le rebord du pot ainsi que l'hodoscope qui lui est associé. La liaison mécanique par goupilles assure que leurs positions respectives sont fixes. Pour chaque stack, nous allons maximiser le recouvrement spatial de la chambre et de l'hodoscope.

Pour cela nous sélectionnons des événements "propres", contenant une trajectoire et une seule, en demandant qu'un fil et un seul de la chambre soit touché (ici $M_R + M_L > 1000$), ainsi qu'un doigt et un seul de l'hodoscope. Nous numérotions les doigts ($i = 1, 8$) et les frontières les séparant ($i = 1, 7$)

Nous comparons alors la distribution en x des événements touchant un doigt donné à la géométrie de ce doigt (fig. 30). Autour d'une frontière i se rassemblent les "mauvais événements" des deux doigts voisins i et $i-1$ (figure 32). Leur distribution en x est centrée sur la position $f(i)$ de la frontière lorsque les piédestaux employés pour l'analyse sont justes.

Dans le cas contraire, la valeur moyenne est $m(i)$ et $m(i)-f(i)$ est une fonction affine de $f(i)$ (figure 33). La pente a et l'ordonnée à l'origine b de la droite $\mathcal{D}$ sont reliées aisément aux erreurs sur les piédestaux ΔP_L et ΔP_R : si l'on suppose en première approximation que le rapport des gains α vaut 1, il vient :

$$x = \frac{1}{c} \frac{[(M_R - P_R) - (M_L - P_L)] - \Delta D}{[(M_R - P_R) + (M_L - P_L)] - \Delta S}$$

où $\Delta D = \Delta P_R - \Delta P_L$
 $\Delta S = \Delta P_R + \Delta P_L$

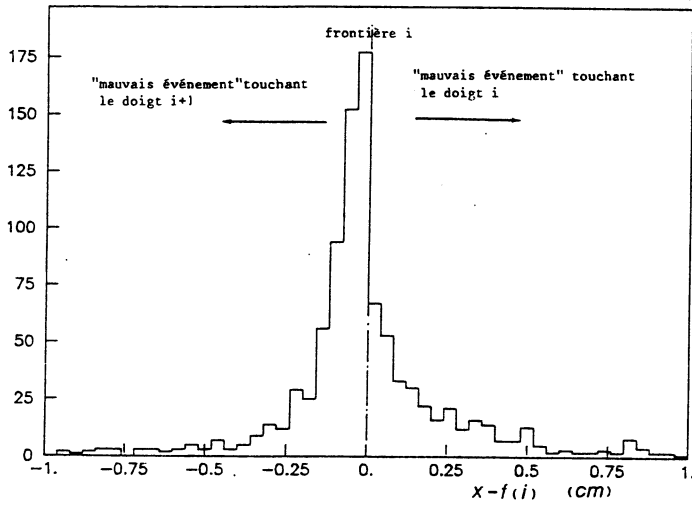


Figure 32 Distribution des "mauvais" événements près de la frontière i

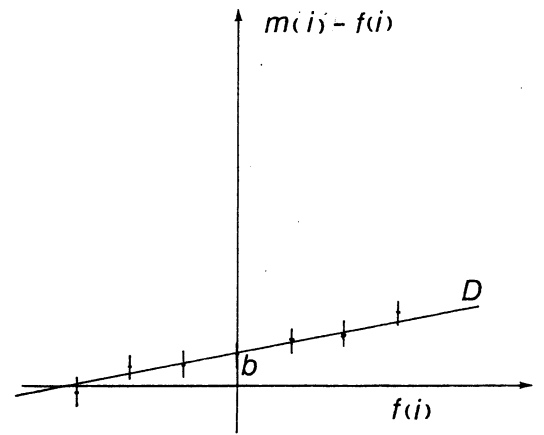


Figure 33 Centrage des "mauvais" événements

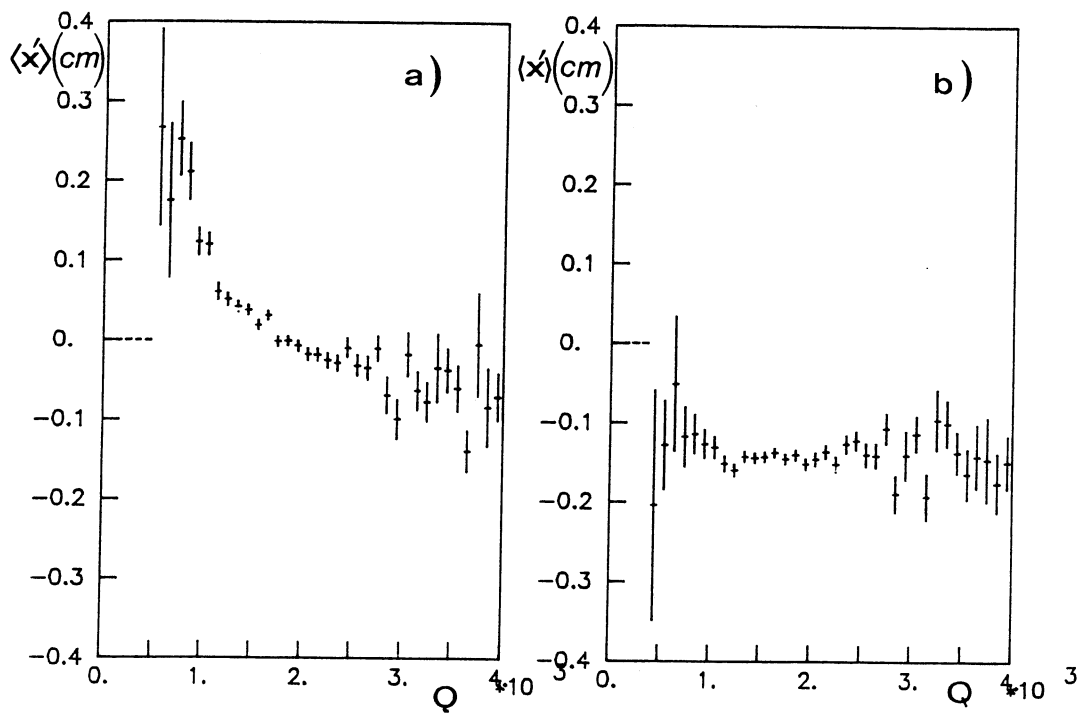


Figure 34 la valeur moyenne de la distribution en x rapportée au centre du doigt touché en fonction de la charge déposée.

supposons grossièrement que la charge moyenne lue dans les ADC's :

$$M = (M_R - P_R) + (M_L - P_L)$$

est constante. Il vient alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial \Delta S} &\# \frac{x}{M} & \text{d'où} \quad a &= \frac{\Delta S}{M} & (\text{effet d'homothétie}) \\ \frac{\partial x}{\partial \Delta D} &\# - \frac{1}{c.M} & b &= - \frac{\Delta D}{c.M} & (\text{effet de décalage}) \end{aligned}$$

Le calcul des corrections des piédestaux est ici direct. En l'absence d'approximations, nous estimons une première valeur des piédestaux en utilisant les formules approchées, puis nous itérons; l'ajustement ($|a| < 10^{-3}$, $|b| < 10 \mu\text{m}$) est atteint après quelques itérations.

f) Effets systématiques

L'expression de la position x d'une trajectoire (cf. b) est invariante par un changement de la charge déposée sur le fil, c'est-à-dire par une multiplication de $(M_R - P_R)$ et $(M_L - P_L)$ par un même facteur. Nous étudions alors la distribution en x rapportée au centre du doigt touché: $x' = x - \text{centre (i)}$, en fonction de M (fig. 34 a). Nous notons une forte variation de la valeur moyenne $\langle x' \rangle$ en fonction de M ; due à un décalage δ entre la chambre proportionnelle et l'hodoscope. Les piédestaux compensent ce décalage et l'ajustement (cf. e) est alors faux.

Nous ajustons δ de façon à éliminer la dépendance de $\langle x' \rangle$ en fonction de M (fig. 34 b). La correction δ obtenue (table 1) est appliquée aux données et les piédestaux sont ajustés une dernière fois.

Table 1 : Valeurs du décalage

Chambre	1	2	3	4	13	14
$s(\text{mm})$	0.0	-0.8	-0.7	0.3	-1.3	-0.2

Nous obtenons un bon recouvrement de la chambre et de l'hodoscope (fig. 35) et la précision est maintenant raisonnable (fig. 30 c). Nous allons la calculer plus précisément.

g) La précision

i) Première méthode

Nous estimons la précision en comparant la coordonnée x mesurée dans deux chambres successives. la largeur σ_x de la distribution de leur différence est liée la précision R_x moyenne des chambres.

$$\sigma_x = \sqrt{2} \cdot R_x$$

ii) Deuxième méthode

Après l'ajustement des piédestaux (cf. e) la distribution de la figure 32 est centrée sur la frontière entre les deux doigts. Son écart-type ℓ est proportionnel à la précision de la chambre:

$$\ell = R_x d$$

Le coefficient d est estimé par Monte-Carlo, égal à 0.75. Nous pouvons alors calculer la valeur de σ_x pour un couple de chambres et comparer avec la première méthode (table 3).

Table 2
Résolutions (mm) des fils proportionnels (2^{ème} méthode)

Fil	Distance du fil au fond de la chambre (mm)	numéro de la chambre					
		1	2	3	4	13	14
1	4	1.8	0.9	2.1	1.8	0.8	0.6
2	8	0.7	0.6	1.6	1.3	0.5	0.4
3	12	0.5	0.5	1.0	0.5	0.4	0.3
4	16	0.5	0.4	0.9	1.0	0.3	0.4
5	20	0.4	0.5	0.7	0.9	0.3	0.4

Table 3
Comparaison des deux méthodes de calcul de la précision (mm)

Fil	1 ^{ère} méthode $\frac{\sigma_x}{\sqrt{2}}$		2 ^{ème} méthode $\frac{\sqrt{(R^2_{xa} + R^2_{xb})}}{2}$	
	Chambres 1/3	2/4	a/b = 1/3 2/4	
1	1.8	1.1	2.0	1.4
2	1.1	0.7	1.2	1.0
3	0.8	0.5	0.8	0.5
4	0.8	0.5	0.7	0.8
5	0.5	0.6	0.6	0.7

Les deux méthodes fournissent des résultats semblables, ce qui valide l'excellente précision (environ 400 μm) des chambres 13 et 14. Du côté gauche les performances sont moins bonnes, la précision dépassant même 1 mm au fond des chambres.

B) LA POSITION LONGITUDINALE DU POINT D'INTERACTION

1) Le réglage de la position moyenne lors de la prise de données

Nous ajustons la position longitudinale moyenne $\bar{Z}$ du point de croisement au centre du quadrupole Q418, où la valeur de β_H atteint son maximum (cf. II A-4).

La synchronisation de l'injection des paquets de protons et d'antiprotons est réglée lors de tirs pilotes. Chaque paquet est alors contenu dans l'un des puits de potentiel du système d'accélération et la position du point de croisement est pratiquement fixée. Il est seulement possible de le déplacer à l'intérieur du puits, d'une largeur de 5ns. Nous mesurons l'instant de passage des particules produites lors d'interactions inélastiques grâce à une paire de scintillateurs disposés de part et d'autre du point d'interaction; les signaux lumineux sont amplifiés, discriminés, et le temps de passage est histogrammé en ligne avec une précision meilleure que 1 ns.

Nous déterminons alors une valeur approchée de $\bar{Z}$; celle-ci est transmise à l'opérateur du SPS qui corrige la mise en temps à l'injection des faisceaux. La synchronisation est obtenue après quelques essais; elle reste fixe pour toute la prise de données.

Lors d'un événement élastique, la longueur du quadrupole traversée par les particules défléchies varie avec la valeur de Z , et leur trajectoire en est fortement affectée .

Nous étudions la distribution des valeurs de Z pour éliminer ce biais, déterminant successivement sa valeur moyenne $\bar{Z}$ et son écart-type σ_Z .

2) La mesure précise de la position moyenne en cours d'analyse

a) La méthode

Nous estimons la valeur de $\bar{Z}$ pour chaque stack, utilisant les mesures de temps de vol (fig. 36) fournies par les compteurs servant au déclenchement (cf. II B-7).

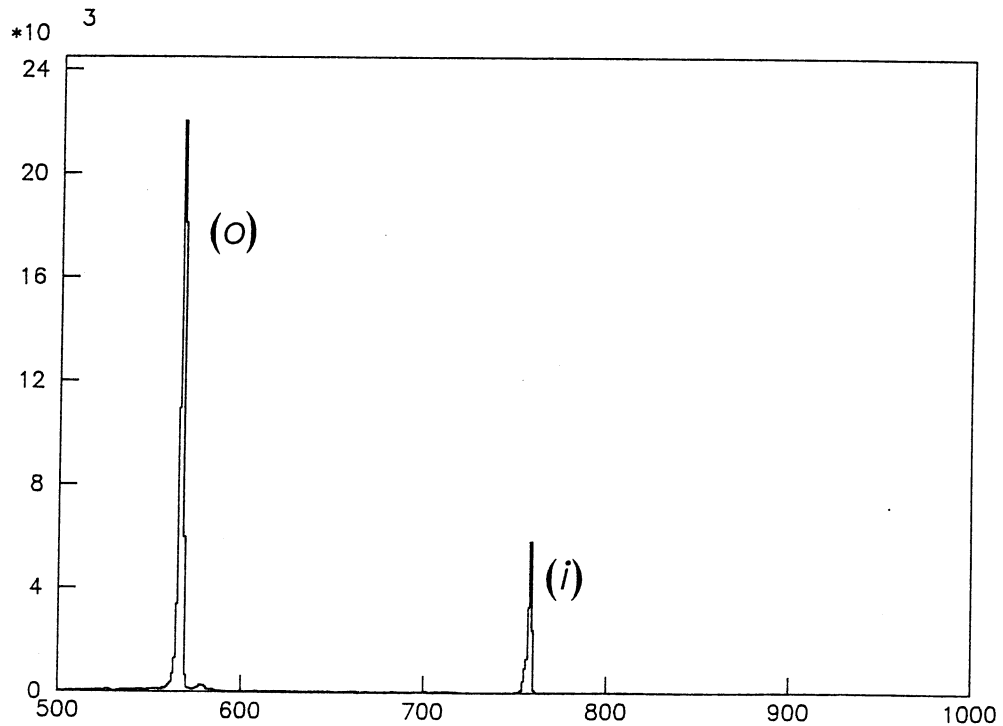


Figure 36

Distribution en temps des coups reçus par le compteur de la chambre 14

Les TDC des compteurs décomptent le temps sous une horloge unique, et un signal unique, dérivé du RF, les arrête simultanément; la quantité t lue dans chaque TDC s'exprime alors en fonction de la position $Z_{r,\ell}$ des compteurs, de la constante d'horloge a et de l'origine en temps $\Delta_{r,\ell}$ du TDC

$$t_{o\ell} = \Delta_{\ell} + (Z_{\ell} - Z)/a$$

$$t_{ir} = \Delta_r + (Z_r - Z)/a$$

pour une particule se déplaçant de la droite vers la gauche. on a distingué les compteurs gauches (ℓ) et droit (r), et les particules entrantes (i) et sortantes (o).

De même, il vient :

$$t_{i\ell} = \Delta_\ell - (Z_\ell - Z)/a$$

$$t_{or} = \Delta_r - (Z_r - Z)/a$$

d'où

$$\delta_\ell = t_{i\ell} - t_{o\ell} = -2 (Z_\ell - Z)/a$$

$$\delta_r = t_{ir} - t_{or} = 2 (Z_r - Z)/a$$

et

$$a = 2 \frac{Z_r - Z_\ell}{\delta_r + \delta_\ell}$$

$$Z = \frac{\delta_\ell \cdot Z_r + \delta_r \cdot Z_\ell}{\delta_r + \delta_\ell}$$

b) L'analyse

Nous définissons pour chaque compteur deux fenêtres encadrant respectivement le pic entrant et le pic sortant; nous sélectionnons les événements comportant un seul coup dans une fenêtre; le pic est ensuite coupé à trois écarts-type et sa valeur moyenne est mesurée (fig. 37).

La mesure simultanée de la constante d'horloge dans les 2 bras montre que la valeur de a est connue avec une précision de quelques 10^{-4} . Sa valeur moyenne (fig. 38) fluctue légèrement, de quelques 10^{-3} au début de la prise de données, puis reste remarquablement stable sur l'ensemble des 4 derniers stacks rassemblant 8/10 de la statistique. Elle reste proche de 44,90 cm/canal, soit 1 canal TDC = 1,498 ns.

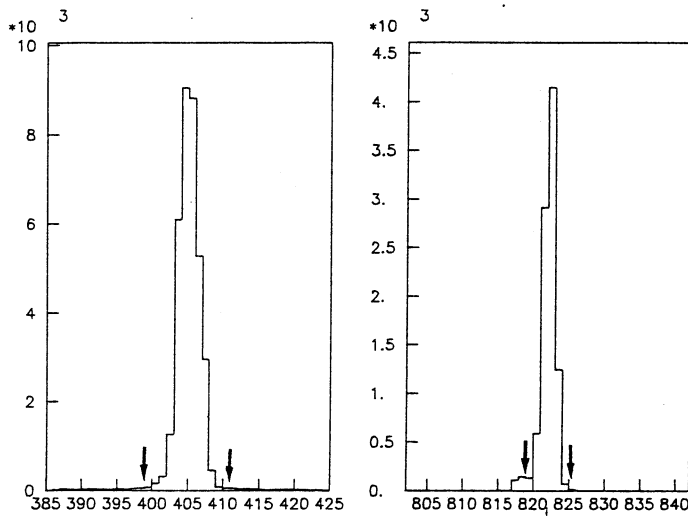


Figure 37 Mesure de la valeur moyenne des pics de la distribution en temps
a) des particules entrantes
b) des particules sortantes
les flèches indiquent la position des coupes

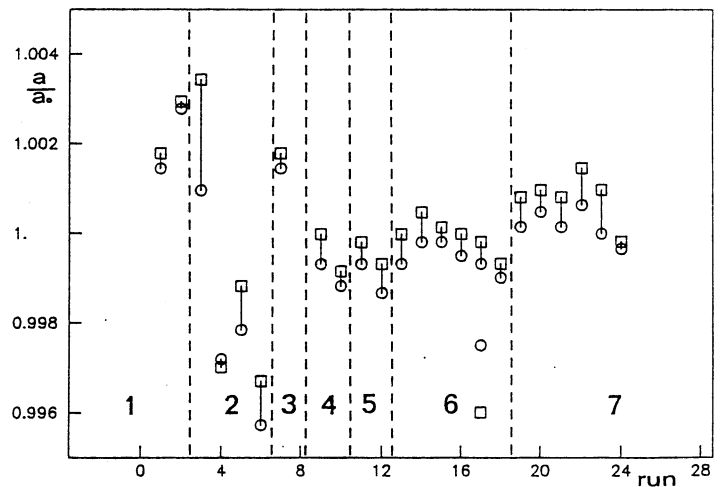


Figure 38 La variation de la constante d'horloge pour les 7 stacks

c) Les erreurs de la mesure de la position moyenne

Les valeurs de Z_L et de Z_R sont connues avec une précision meilleure que le centimètre ($Z_L = -4290$ cm, $Z_R = 9356$ cm), cette erreur est ici négligeable. L'erreur due à l'incertitude sur la mesure des temps de vol s'écrit:

$$\frac{\Delta \bar{Z}}{\Delta \delta_L} = 15 \text{ cm}$$

$$\frac{\Delta \bar{Z}}{\Delta \delta_R} = 7 \text{ cm}$$

L'erreur statistique sur la position des pics des TDC's varie entre un centième et un dixième de canal, et sa contribution ne dépasse guère le centimètre.

La coupe à trois écarts sur une variable entière dont l'écart-type vaut 1 à 2 canaux, et en présence de bruit de fond, introduit une erreur systématique dominante estimée à quelques dixièmes de canaux, soit quelques centimètres.

d) Les résultats

Les valeurs de $\bar{Z}$ obtenues, proche de la valeur nulle nominale, confirment la qualité de l'ajustement initial et la reproductibilité du réglage après l'injection .

La position du point de croisement reste stable (fig. 39), avec une légère dérive dans le stack 2 où l'une des cavités RF a présenté quelques problèmes. Le calcul de l'erreur statistique, négligeable, est ici confirmé.

La différence entre les valeurs de $\bar{Z}$ fournies par les deux bras (fig. 40), constante et proche de 5cm, confirme l'ordre de grandeur de l'erreur systématique.

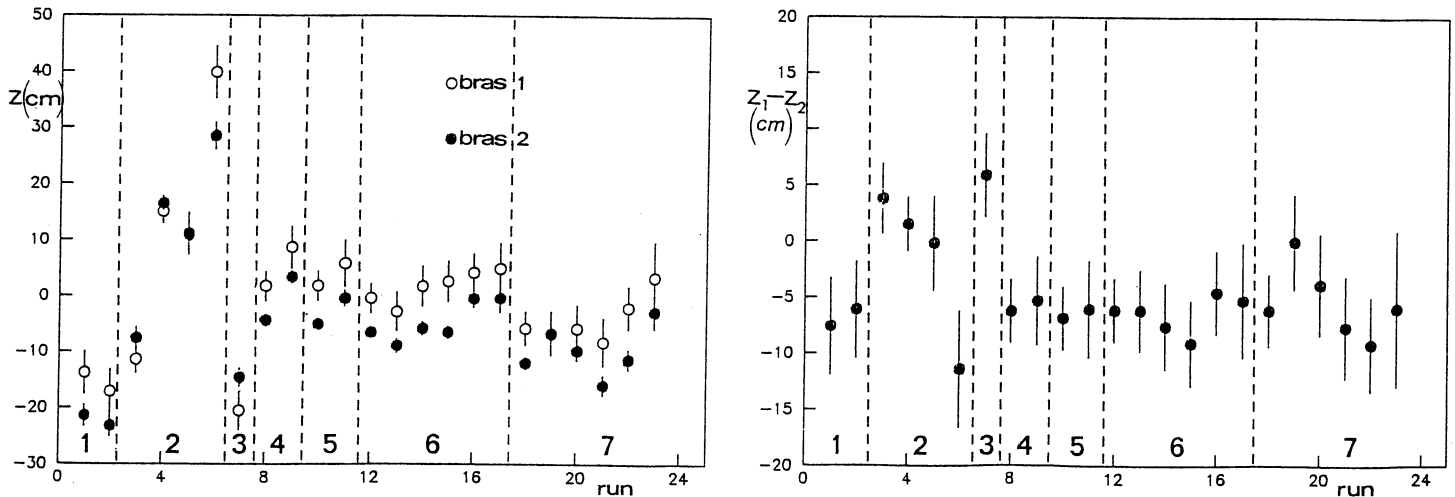


Figure 39 Variation dans le temps de la position longitudinale du point de croisement

Figure 40 Différence entre les valeurs de Z fournies par les deux bras

Nous calculons la valeur moyenne des deux bras et obtenons pour chaque stack une mesure de $\bar{Z}$ avec une précision meilleure que 5 cm .

3) La mesure de l'écart type

L'opération du système d'accélération du synchrotron rend nécessaire la surveillance de la structure longitudinale des paquets de particules. Pour cela les opérateurs disposent de capteurs sensibles à l'onde électromagnétique créée par le passage du paquet.

La largeur de la distribution temporelle à la base des tangentes aux points d'inflexion est alors mesurée à l'oscilloscope (fig. 41).

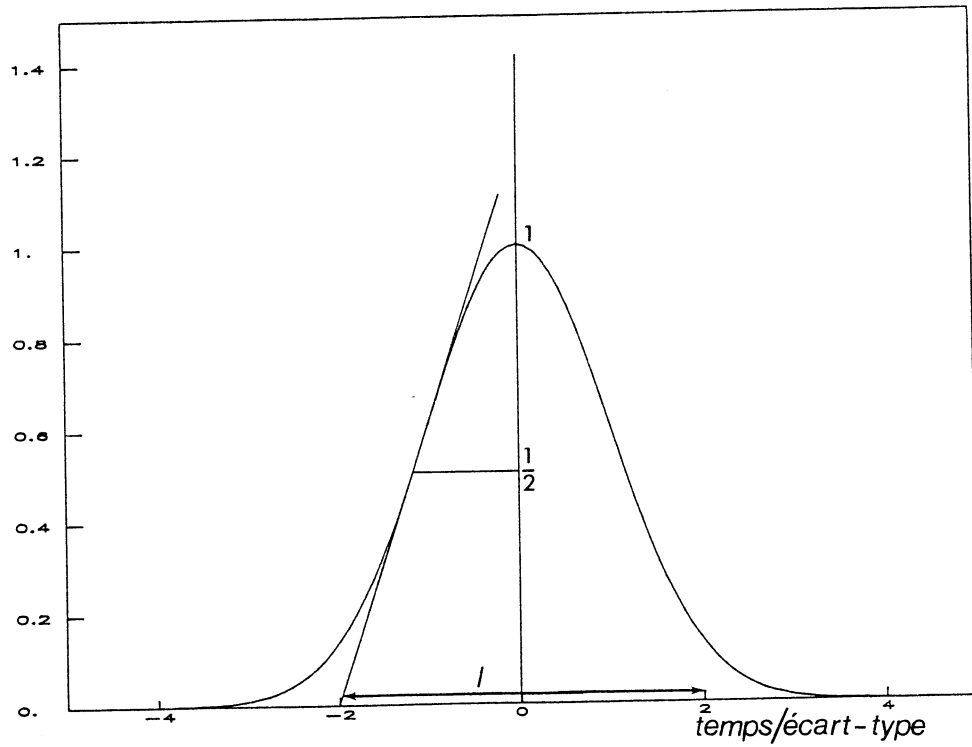


Figure 41

Mesure de la largeur de la distribution temporelle d'un paquet

En supposant le profil gaussien, l'écart-type est égal au quart de la largeur mesurée, 3,5 ns; nous obtenons alors:

$$\sigma_Z = \frac{30. \quad 3.5}{4 \sqrt{2}}$$

soit :

$$\sigma_Z = 18 \text{ cm}$$

C) LA RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

1) Le compactage et la reconstruction

Nous lisons les 64 bandes magnétiques de densité 1600 BPI portant nos données sur l'IBM central du CERN. l'ensemble de l'information concernant chaque événement est décodé et stocké dans une banque.

De plus nous calculons les coordonnées spatiales des points détectés dans les chambres grâce aux tables d'étalonnage (cf. III-A). Nous reconstruisons les trajectoires horizontales à partir des points des chambres à dérive. Nous associons chaque trajectoire à un fil proportionnel et obtenons sa position verticale.

Toute l'information est copiée sur une bande magnétique de densité 6250 BPI et appelée DST (pour Data Summary Tape). Nous obtenons alors 24 DST.

2) La reconstruction des trajectoires

a) La procédure

Nous appelons télescope un ensemble de détecteurs successifs traversés par une même particule (table 4). Du côté gauche, un télescope est formé de 2 pots éloignés de 61cm, et comporte $n = 8$ plans de dérive; du côté droit, un télescope est un pot et contient 4 plans.

Télescope	Coté	Pots	Nombre de plans à dérive n	Nombre minimal de points par trajectoire m	Erreur sur la mesure de l'angle de D (mrd)	Coupe sur l'angle de D (mrd)
1	Gauche	1 et 3	8	5	0, 3	10
2	Gauche	2 et 4	8	5	0, 3	10
3	Droit	13	4	2	2 à 6	50
4	Droit	14	4	2	2 à 6	50

Table 4

Liste des télescopes utilisés

Nous reconstruisons les trajectoires dans le cadre d'un télescope. Nous appelons trajectoire l'alignement d'au moins $m = 5$ (resp. 2) points pour les télescopes gauches (resp. droit); nous obtenons ainsi une efficacité proche de 1 (fig. 42).

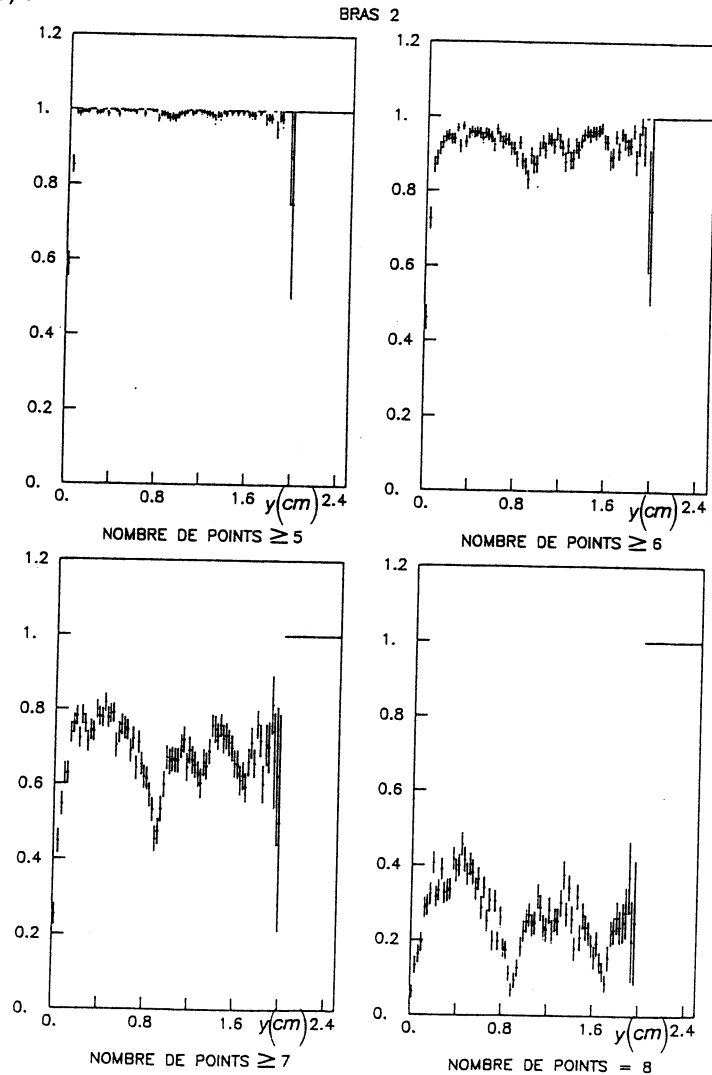
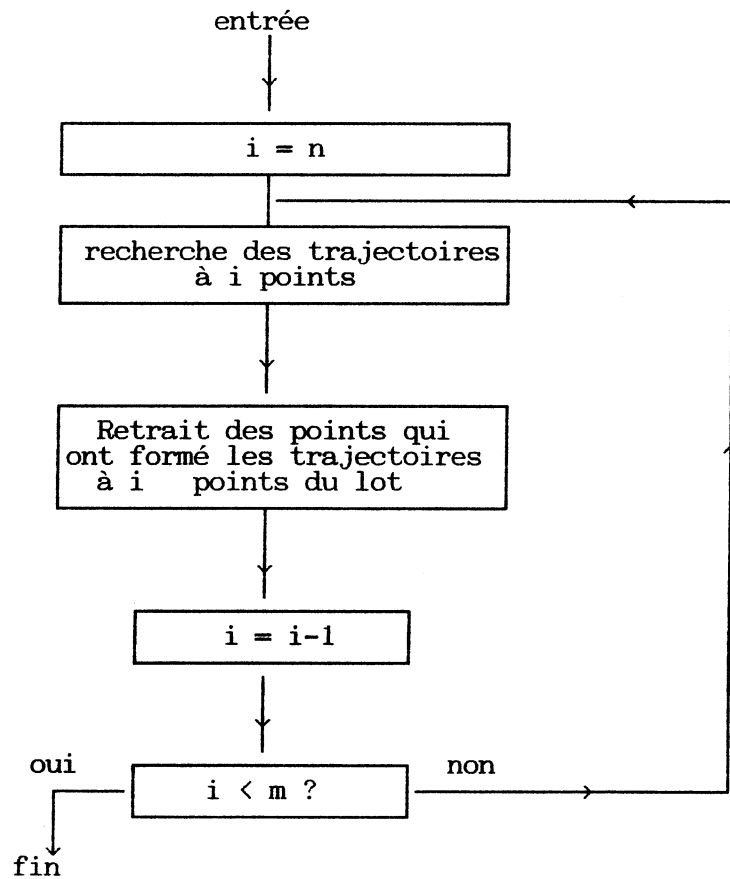


Figure 42 : *Efficacité en fonction du nombre minimal m de plans touchés (côté gauche)*

Une trajectoire contenant n points (côté gauche) génère alors n trajectoires reconstruites à $(n-1)$ points, $n(n-1)/2$ trajectoires reconstruites à $(n-2)$ points, etc... ce qui est inacceptable. Nous pallions cette avalanche en employant la procédure suivante :



b) La reconstruction d'une trajectoire à i points

Nous recherchons tout d'abord les deux pivots ou extrémités de la trajectoire (fig.43).

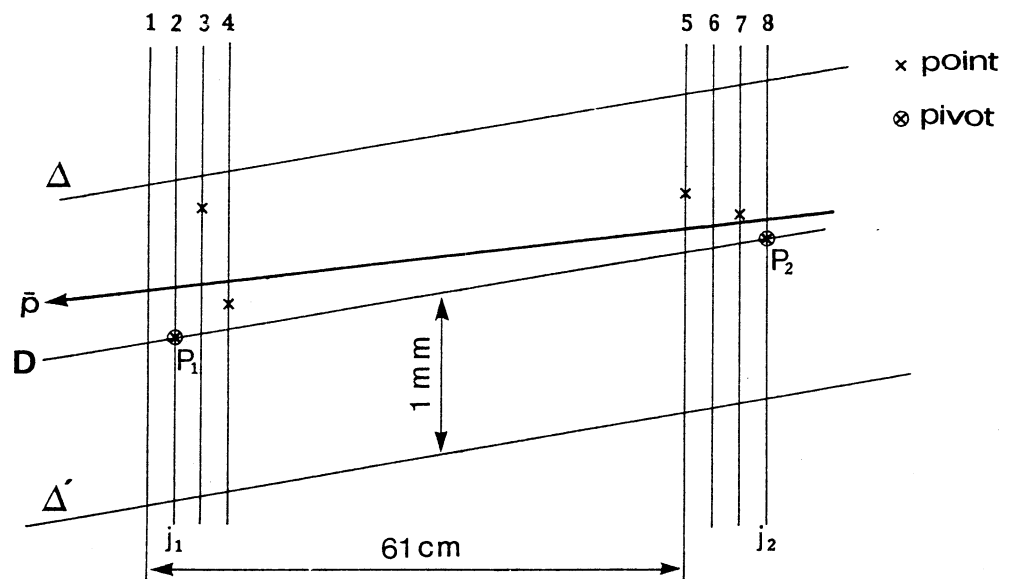


Figure 43 : Reconstruction d'une trajectoire
(côté gauche)

Pour cela nous étudions tous les couples de points P_1 (plan j_1) et P_2 (plan j_2) susceptibles d'être les pivots d'une trajectoire à i points.

Nous formons la droite D qui les joint et les droites Δ et Δ' , parallèles à D et à une distance de 1 mm de D . Une coupe large (table 4) sur l'angle de D avec l'horizontale élimine une grande part des trajectoires de bruit de fond inélastique ou combinatoire, sans affecter les trajectoires élastiques. Nous cherchons alors les points des plans compris entre j_1 et j_2 et qui appartiennent à la route définie par (Δ, Δ') .

Lorsque deux points sont candidats dans un même plan, le plus proche de D est retenu.

Lorsque la recherche d'une trajectoire à i points est couronnée de succès, les paramètres de celle-ci sont stockés dans une banque et la recherche continue jusqu'à épuisement des candidats pivots.

3) L'association au plan proportionnel

Nous ajustons une droite aux points de chaque trajectoire reconstruite;

nous obtenons alors par extrapolation une estimation du numéro du fil proportionnel touché, et nous associons la valeur de la position verticale x mesurée sur ce fil à la trajectoire. Nous utilisons aussi les deux fils voisins pour parer l'incertitude de l'extrapolation.

Les 3 valeurs de x et les 6 valeurs des ADC's correspondantes sont stockées dans la banque de la trajectoire, puis écrites sur la DST.

D) LA SELECTION DES EVENEMENTS ELASTIQUES

1) Introduction

Nous allons maintenant sélectionner les événements élastiques parmi le lot d'événements écrits sur les DST.

Après quelques coupes simples sur la configuration de l'événement, nous recherchons une combinaison d'une trajectoire dans un télescope gauche, et une trajectoire dans un télescope droit, qui soit compatible avec une interaction élastique. Nous demandons que les deux trajectoires soient colinéaires dans les deux plans horizontaux et verticaux, et que la trajectoire du côté gauche pointe sur la position du point d'interaction.

2) La configuration de l'événement

Un événement élastique présente deux trajectoires sortantes dans une combinaison de télescopes et nous demandons qu'elles soient détectées dans les compteurs avec un temps de vol correct.

D'autre part nous rejetons tout événement présentant une trajectoire entrante détectée par un compteur. En effet celle-ci peut aussi traverser le détecteur opposé, et un empilage avec une trajectoire de bruit de fond provoque le déclenchement et simule un événement élastique; notons toutefois qu'une trajectoire entrante dans un détecteur n'est pas reconstruite comme telle grâce au décalage des fils; en effet l'origine du temps de dérive est

ici erronée de plusieurs centaines de nanosecondes, ce qui décale la position calculée vers l'extérieur de la cellule de dérive de 15 mm (resp. 32 mm) pour le côté gauche (resp. droit). Néanmoins elle augmente le bruit de fond combinatoire lors de la reconstruction.

Cette coupe rejette environ 20% du bruit de fond et affecte peu les événements élastiques.

Nous demandons enfin qu'aucune trajectoire ne soit reconstruite dans l'autre télescope du côté gauche et au plus 3 du côté droit.

3) La recherche d'une combinaison de trajectoires élastique

Nous reconstruisons tout d'abord l'angle et l'intercept de chaque trajectoire au point d'intersection, puis nous introduisons les coupes élastiques.

a) L'extrapolation d'une trajectoire au point de croisement

Nous relient la position horizontale y et l'angle θ_y de la trajectoire mesurés dans le pot à sa position y_0 et son angle θ_{0y} au point de croisement en utilisant le formalisme de l'optique matricielle:

$$\begin{pmatrix} y \\ \theta_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{y}^{11} & a_{y}^{12} \\ a_{y}^{21} & a_{y}^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ \theta_{0y} \end{pmatrix}$$

Nous calculons classiquement les éléments de la matrice de transfert dans le plan horizontal a_y à partir des paramètres des quadrupoles.

Nous ne résolvons pas ce système pour calculer θ_{0y} ; en effet la mesure de l'angle θ_y dans le plan horizontal est peu précise. Elle introduit dans la mesure de θ_{0y} une erreur importante, supérieure à celles dues à la taille du faisceau et à l'erreur sur y . Nous estimons alors θ_{0y} grâce à la seule position y :

$$\vartheta_{oy} = \frac{y}{a_y^{12}}$$

où nous retrouvons la longueur efficace $L_{eff} = a_y^{12}$.

Nous résolvons alors pour y_o :

$$y_o = a_y^{22} y - a_y^{12} \vartheta_y$$

la distribution de l'intercept à gauche $y_{o\ell}$ est gaussienne (fig. 44) et sa largeur est dominée par la contribution de l'erreur de la mesure de ϑ_y (table 5).

Dans le plan vertical, nous ne disposons d'aucune mesure de ϑ_x ; le calcul de ϑ_{ox} est identique à celui de ϑ_{oy} .

b) Les coupes élastiques

Nous demandons tout d'abord que l'antiproton sortant (côté gauche) provienne du point d'interaction.

Nous calculons ensuite l'acolinéarité dans les plans horizontaux et verticaux; différence entre la mesure de ϑ_o du côté gauche et du côté droit:

$$\left\{ \begin{array}{l} d\vartheta_{oy} = \vartheta_{oy\ell} - \vartheta_{oyr} \\ d\vartheta_{ox} = \vartheta_{ox\ell} - \vartheta_{oxr} \end{array} \right.$$

La distribution de l'acolinéarité des événements élastiques est gaussienne, et sa largeur est dominée par la divergence angulaire du faisceau (table 5).

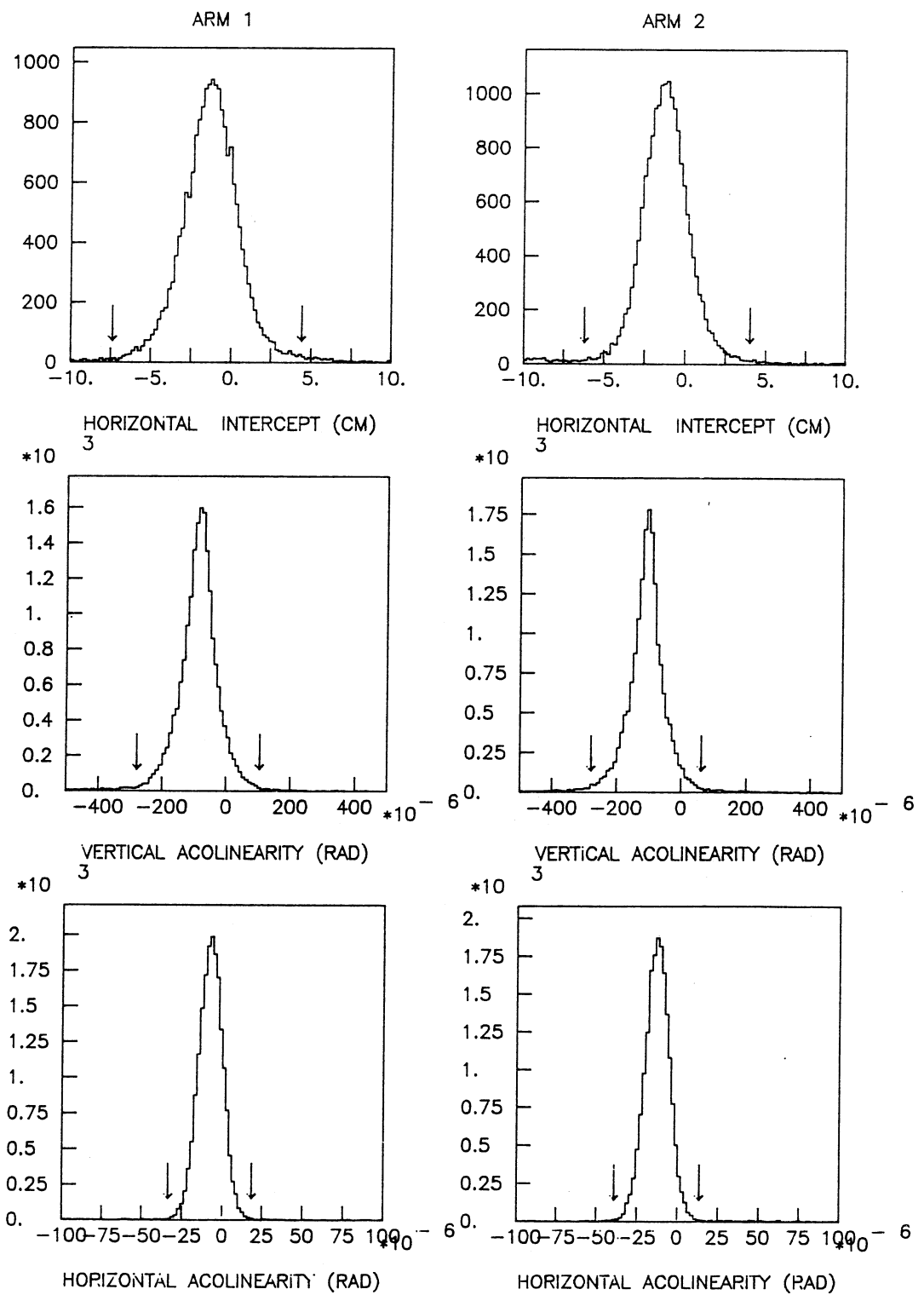


Figure 44 *Distributions des acolinéarités et de l'intercept gauche.*

Contribution écart-type	$d\theta_{oy}$ (μrad)	$d\theta_g$ (μrad)	y_{0g} (cm)
de la taille du faisceau	3.8	27	
de l'étalement longitudinal du point d'interaction	0	2	
de la largeur angulaire des faisceaux	6.1	42	
de la résolution	1.9	30	
Total	7.4	58	
Valeur mesurée bras 1	7.7	57	1.7
bras 2	7.9	50	1.5

Table 5

Ecart-type des acolinéarités et de l'intercept gauche

Nous coupons alors à 3.5 écarts-type sur les acolinéarités $d\theta_{oy}$ et $d\theta_{ox}$ et sur l'intercept gauche y_{0g} (fig. 44).

Nous estimons le bruit de fond restant, inférieur au pourcent, en relâchant l'une des coupes, $d\theta_{oy}$, et en mesurant le taux d'événements à l'extérieur du pic.

E) LE CALCUL DE LA QUADRI-IMPULSION TRANSFEREE t

1) La position latérale du point d'interaction

Nous calculons pour chaque événement la position latérale y_o du point d'interaction (fig. 45), proportionnelle à l'acolinéarité (fig 46):

$$\begin{cases} y_\ell = a_{y_\ell}^{11} \cdot y_o + a_{y_\ell}^{12} \cdot \theta_{oy} \\ y_r = a_{y_r}^{11} \cdot y_o + a_{y_r}^{12} \cdot \theta_{oy} \end{cases}$$

d'où

$$y_o = \frac{a_{y_r}^{12} y_\ell - a_{y_\ell}^{12} y_r}{a_{y_\ell}^{11} a_{y_r}^{12} - a_{y_r}^{12} a_{y_\ell}^{11}} = d\theta_{oy} \frac{a_{y_\ell}^{12} a_{y_r}^{12}}{a_{y_\ell}^{11} a_{y_r}^{12} - a_{y_r}^{12} a_{y_\ell}^{11}}$$

Le calcul est identique dans le plan vertical.

La taille naturelle du faisceau est petite par rapport à la largeur de la distribution de y_o due à l'imprécision de la mesure (table 6); la valeur moyennée pour chaque événement le meilleur estimateur de la position latérale du point d'interaction.

2) Le calcul de l'angle de déflexion $\hat{\theta}$

Nous obtenons deux estimateurs de l'angle θ_o utilisant les deux côtés:

$$\theta_{o\ell,r} = \frac{1}{a_{y_{\ell,r}}^{12}} (y_{\ell,r} - a_{y_{\ell,r}}^{11} y_B)$$

Nous formons alors la quantité $\theta_o \lambda$:

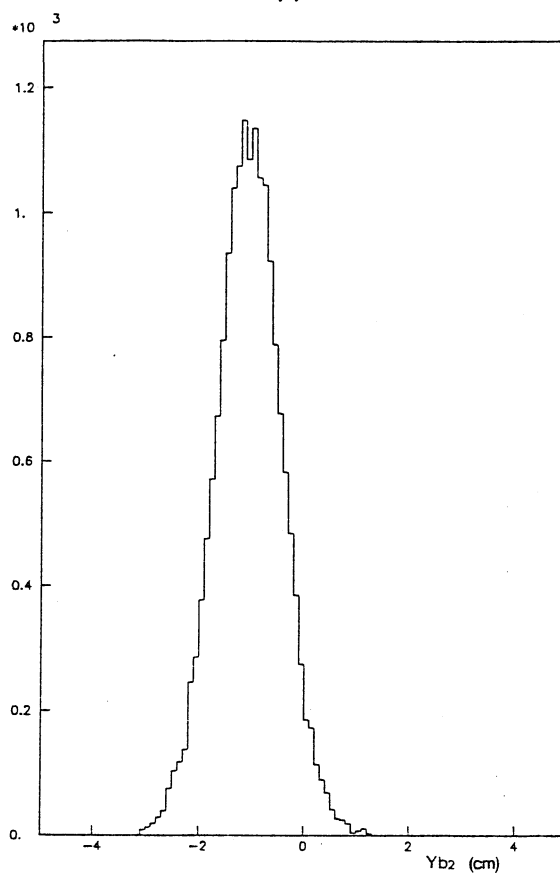


Figure 45 La distribution de la position latérale du point d'interaction

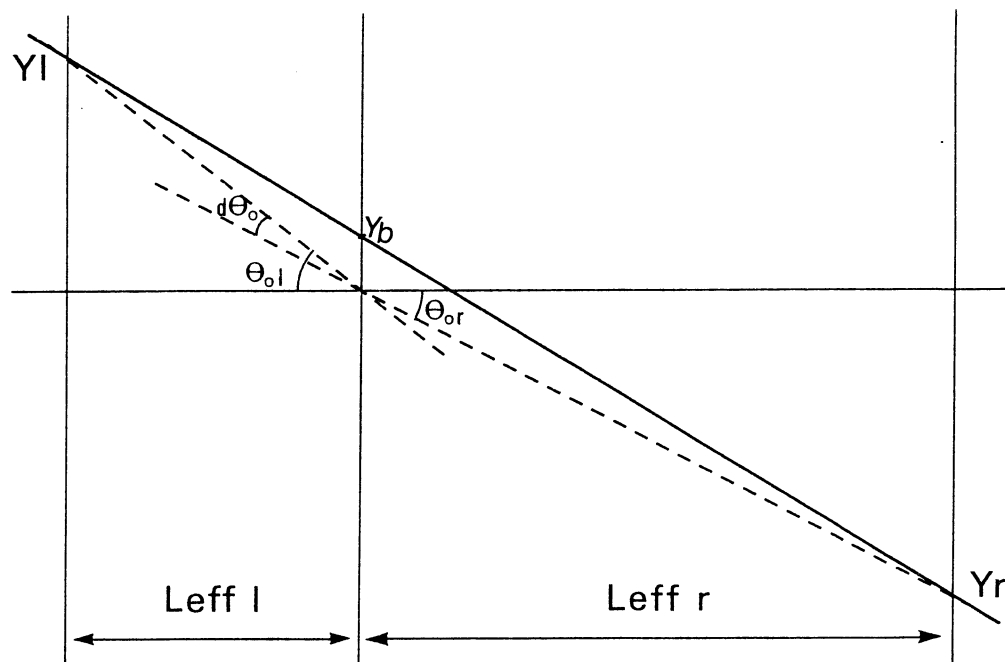


Figure 46 La proportionnalité de la position latérale moyenne du point d'interaction et de l'acollinéarité.

$$\theta_{o\lambda} = \frac{(y_r - \lambda y_\ell)}{(a_{yr}^{12} - \lambda a_{y\ell}^{12})} + y_B \underbrace{\frac{(-a_{yr}^{11} + \lambda a_{y\ell}^{11})}{(a_{yr}^{12} - \lambda a_{y\ell}^{12})}}_V$$

où le second terme est une correction constante. Nous obtenons l'angle de déflexion $\hat{\theta}_y$ en soustrayant l'angle θ_{yb} du faisceau dans le SPS:

$$\hat{\theta}_y = \theta_{o\lambda} - \theta_{yb}$$

Le calcul est analogue dans le plan vertical. Nous disposons du paramètre λ pour minimiser l'incertitude de la mesure de $\hat{\theta}_y$ (fig. 47)

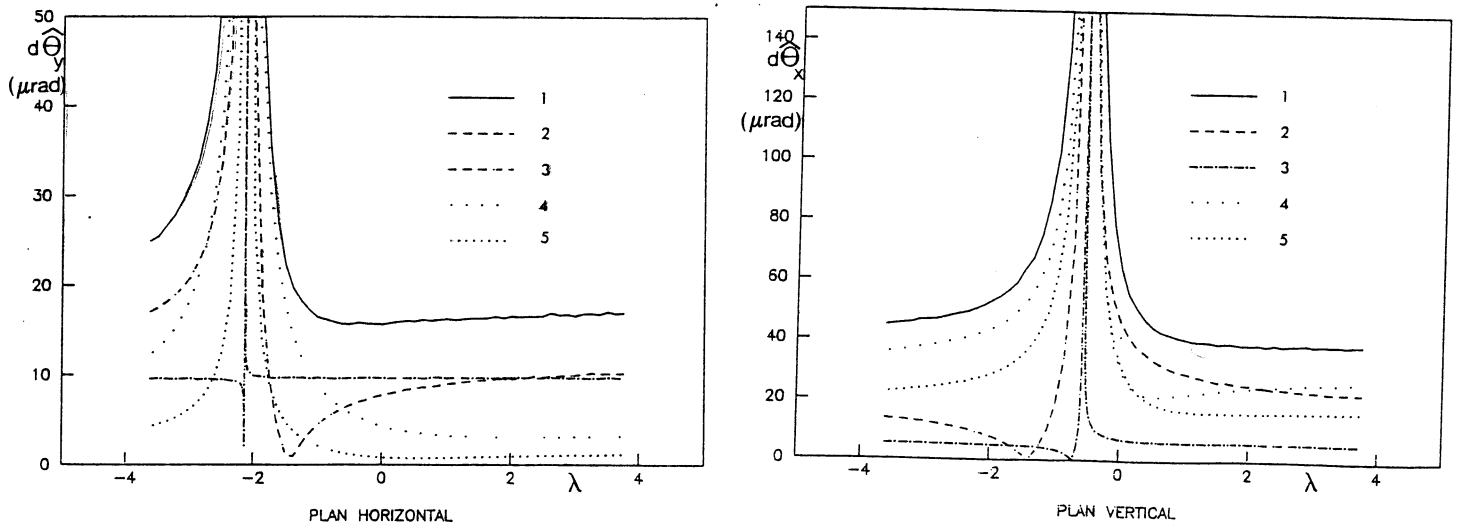


Figure 47 : L'erreur de la mesure de $\hat{\theta}_o$ en fonction du paramètre λ

1 contribution totale

2 largeur du faisceau

3 étalement longitudinal

4 divergence du faisceau

5 résolution de l'appareillage

Celle-ci diverge lorsque λ prend une valeur λ_c telle que:

$$\theta_o \propto \frac{\theta_{ol} - \theta_{or}}{2}, \text{ soit en n\u00e9gligeant le terme constant:}$$

$$\lambda_c = \frac{a_{yr}^{12}}{a_{yl}^{12}}$$

Nous choisissons $\lambda=1$ dans les deux plans et les r\u00e9solutions obtenues sont alors 16 μrad dans le plan horizontal et 39 μrad dans le plan vertical (table 6).

Contribution	θ_y (μrad)	θ_x (μrad)	y_b (cm)	x_b (cm)
de la taille du faisceau	9	29	0.33	0.05
de l'\u00e9talement longitudinal du point d'interaction	10	6	0.00	0.0
de la largeur angulaire des faisceaux	3	22	0.53	0.07
de la pr\u00e9cision	1	13	0.16	0.05
Total	16	39	0.64	0.10
Valeur mesur\u00e9e bras 1			0.60	0.10
bras 2			0.61	0.09

Table 6

Incertitude de la mesure de $\hat{\theta}_o$

Dans le plan horizontal nous notons une forte contribution de l'\u00e9talement longitudinal du point d'interaction. Celle-ci s'annule pour $\lambda = \lambda_c$ et l'\u00e9talement longitudinal ne contribue pas \u00e0 l'acolin\u00e9arit\u00e9 $d\theta_{oy} = 2 \theta_o \lambda_c$ (cf. D); l'effet des fortes variations de a_{yr}^{11} et a_{yl}^{11} avec Z se compensent alors exactement, et les tr\u00e8s faibles variations des longueurs efficaces a_{yl}^{12} et a_{yr}^{12} inf\u00e9rieures \u00e0 10^{-4} , sont n\u00e9gligeables.

3) La réduction des erreurs systématiques

La valeur calculée de l'angle de déflexion ϑ est affectée de multiples erreurs systématiques:

- l'erreur de la connaissance de la position exacte du faisceau
- l'angle inconnu ϑ_b du faisceau dans la machine
- l'erreur de la connaissance de la position des détecteurs et des aimants
- les erreurs de la calibration des chambres

nous étudions les corrélations des différents termes. Dans le plan vertical nous éliminons entièrement leur contribution. Dans le plan horizontal seule une réduction est possible.

a) plan vertical

Le plan vertical présente une heureuse configuration : la plage des angles ϑ_{ox} mesurés s'étend continuellement de part et d'autre de la valeur nulle.

Nous pouvons alors déterminer le point d'impact Δ dans chaque détecteur des événements dont l'angle vertical de déflexion est nul; nous corrigeons la position du télescope d'un décalage égal à $-\Delta$; nous appliquons ensuite des coupes symétriques aux angles reconstruits à partir de ce télescope:

$$|\vartheta_{ol,rx}| < \vartheta_{ol,rx}^{cut}$$

$$\vartheta_{ol,ry}^{min} < |\vartheta_{ol,ry}| < \vartheta_{ol,ry}^{max}$$

La distribution des angles $\theta_{0l,rx}$ obtenue doit alors être symétrique et nous ajustons la valeur de Δ en annulant sa valeur moyenne.

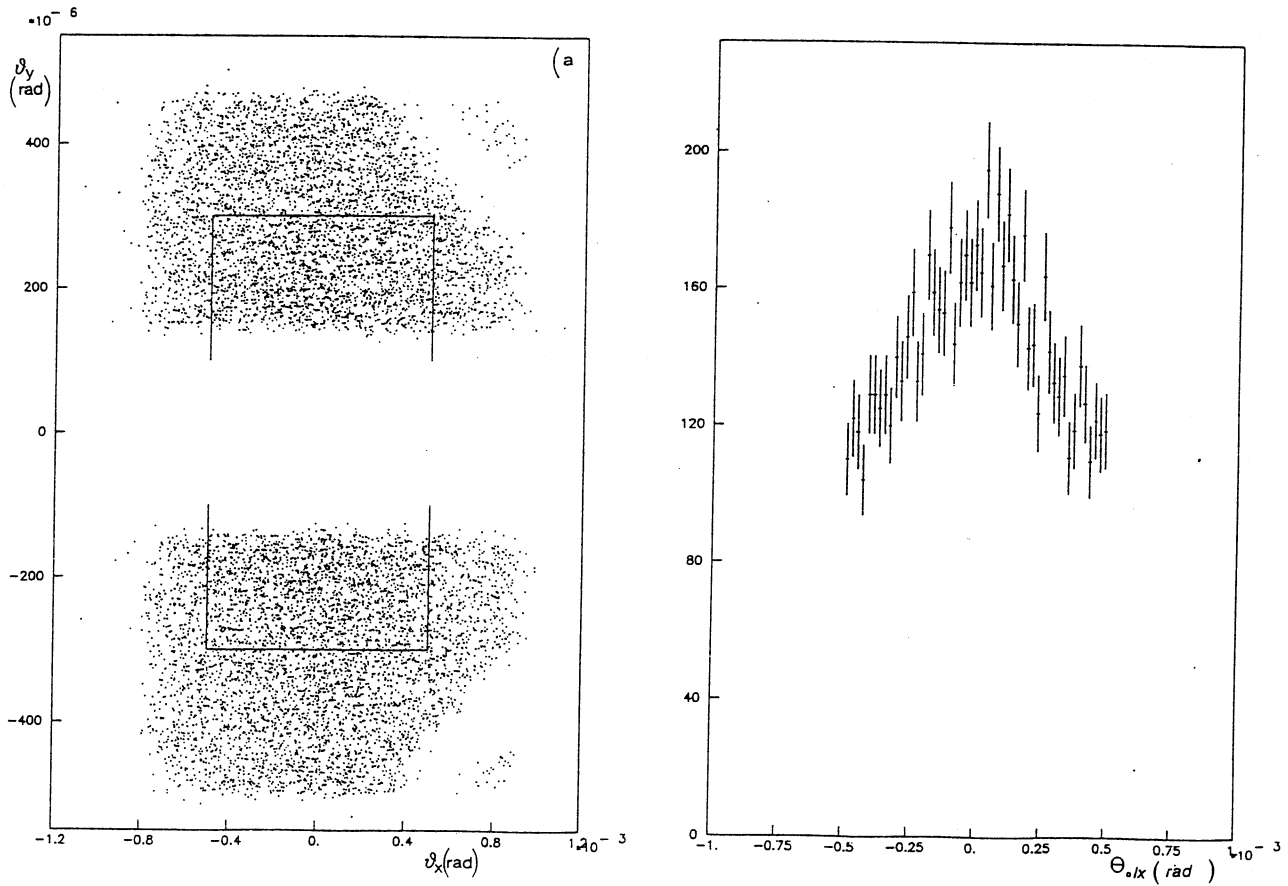


Figure 48

a) Coupes symétriques, télescope gauche, bras 1

b) La distribution de l'angle θ_{0lx} en résultant

Nous disposons ici de 4 observables, centres des distributions de la position des événements dans chaque télescope; elles évoluent dans un espace de dimension 4; nous formons 4 combinaisons linéaires orthogonales:

- la première est équivalente à un décalage de la position x_b du faisceau. Nous la symbolisons par le schéma du sens du déplacement des pots:

$$\begin{array}{c} \uparrow \\ \frac{-}{-} \times \frac{-}{-} \\ \uparrow \end{array}$$

- la seconde est équivalente à une variation de l'angle du faisceau ϑ_{xb} :

$$\begin{array}{c} \uparrow \\ \frac{1}{2} \end{array} \times \begin{array}{c} \downarrow \\ \frac{1}{2} \end{array}$$

- la troisième simule une différence $d\vartheta_b$ de l'angle du faisceau pour les deux bras

$$\begin{array}{c} \downarrow \\ \frac{1}{2} \end{array} \times \begin{array}{c} \downarrow \\ \frac{1}{2} \end{array}$$

- la quatrième, enfin simule une différence dX_b de la position du faisceau pour les deux bras

$$\begin{array}{c} \downarrow \\ \frac{1}{2} \end{array} \times \begin{array}{c} \uparrow \\ \frac{1}{2} \end{array}$$

Il n'est pas possible de déterminer séparément les 6 sources d'erreurs, les positions des 4 télescopes, l'angle et la position du faisceau.

Cependant nous allons corriger leur contribution totale à l'incertitude de la mesure de ϑ_x .

(i) première méthode

Nous exprimons nos observables en fonction de quatre variables indépendantes X_b , ϑ_{xb} , δ_L , δ_R :

$$\Delta_{i\ell,r} = a_{x\ell,r}^{11} X_b + a_{x\ell,r}^{12} \vartheta_{xb} \pm \delta_{\ell,r}, \quad i = 1, 2$$

de chaque côté (ℓ, r) nous corrigeons la position des pots d'une quantité $\delta_{\ell,r}$ équitablement entre les deux bras.

Nous définissons $M_{\ell,r} = 1/2(\Delta_{1\ell,r} + \Delta_{2\ell,r})$ et il vient:

$$\delta_{\ell,r} = \frac{1}{2} (\Delta_{1,\ell,r} - \Delta_{2,\ell,r})$$

$$X_b = \frac{M_\ell a_{Xr}^{12} - M_r a_{X\ell}^{12}}{a_{X\ell}^{11} a_{Xr}^{12} - a_{X\ell}^{12} a_{Xr}^{11}}$$

$$\theta_{xb} = - \frac{M_\ell a_{Xr}^{11} - M_r a_{X\ell}^{11}}{a_{X\ell}^{11} a_{Xr}^{12} - a_{X\ell}^{12} a_{Xr}^{11}}$$

(ii) deuxième méthode

Nous introduisons ici comme contrainte supplémentaire la connaissance des acolinéarités moyennes mesurées dans les deux bras avec une erreur inférieure au microradian. Les valeurs de Δ sont alors remplacées par:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta'_{12,\ell} = \frac{1}{2} (\Delta_{1,2,\ell} + \Delta_{1,2,r} + a_{X\ell}^{12} d\theta_{ox\ 1,2}) \\ \Delta'_{12,r} = \frac{1}{2} (\Delta_{1,2,\ell} + \Delta_{1,2,\ell} - a_{X\ell}^{12} d\theta_{ox\ 1,2}) \end{array} \right.$$

puis nous appliquons la première méthode.

Les résultats des deux méthodes sont compatibles (table 7)

	1 ^{ère} méthode	2 ^{ème} méthode
$\delta_\ell (\mu m)$	240 $\pm$ 180	210 $\pm$ 140
$\delta_r (\mu m)$	-280 $\pm$ 110	-300 $\pm$ 80
X_b (cm)	-0.183 $\pm$ 0.017	-0.166 $\pm$ 0.001
θ_{xb} (μrad)	103 $\pm$ 13	91 $\pm$ 5
V_x (μrad)	113 $\pm$ 11	103 $\pm$ 0.4
$C_x = V_x - \theta_{xb}$ (μrad)	10 $\pm$ 5	12 $\pm$ 5

Table 7

Centrage dans le plan vertical (stack 6)

Les corrections $\delta_{e,r}$, de l'ordre de quelques centaines de microns sont tout à fait raisonnables. La position du faisceau est stable et proche de -1.6 mm. La seconde méthode affranchit le calcul de x_b des erreurs du centrage et n'utilise que les acolinéarités.

L'erreur systématique de la mesure de $\hat{\theta}_x$ due au terme correctif C_x est alors faible comparé à la résolution proche de $40\mu\text{rad}$.

b) plan horizontal

Nous ne disposons plus ici que de deux observables, les positions latérales du faisceau y_{b1} et y_{b2} mesurées (table 8) par les deux bras. nous choisissons d'exprimer les corrections à θ_{oy} en fonction des variables y_{b1} , y_{b2} , θ_{yb} .

L'angle θ_{yb} du faisceau est déterminé plus loin (Cf. V) en comparant les distributions en t des deux bras .

	bras 1	bras 2
y_b (cm)	0.433 ± 0.005	0.805 ± 0.005

Table 8

Position horizontale du faisceau mesurée dans les deux bras.

4) Le calcul de t

Nous calculons la valeur du quadrimoment transféré:

$$t = - \hat{\theta}^2 p^2 = - (\hat{\theta}_{ox}^2 + \hat{\theta}_{oy}^2) p^2$$

Nous obtenons une acceptance "propre" (cf. IV) en appliquant une coupe polygonale dans le plan θ_{ox} , θ_{oy} (fig. 49); la distribution en t des valeurs de $|t|$ couvre alors la plage (fig. 50):

$$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2 < |t| < 40 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$$

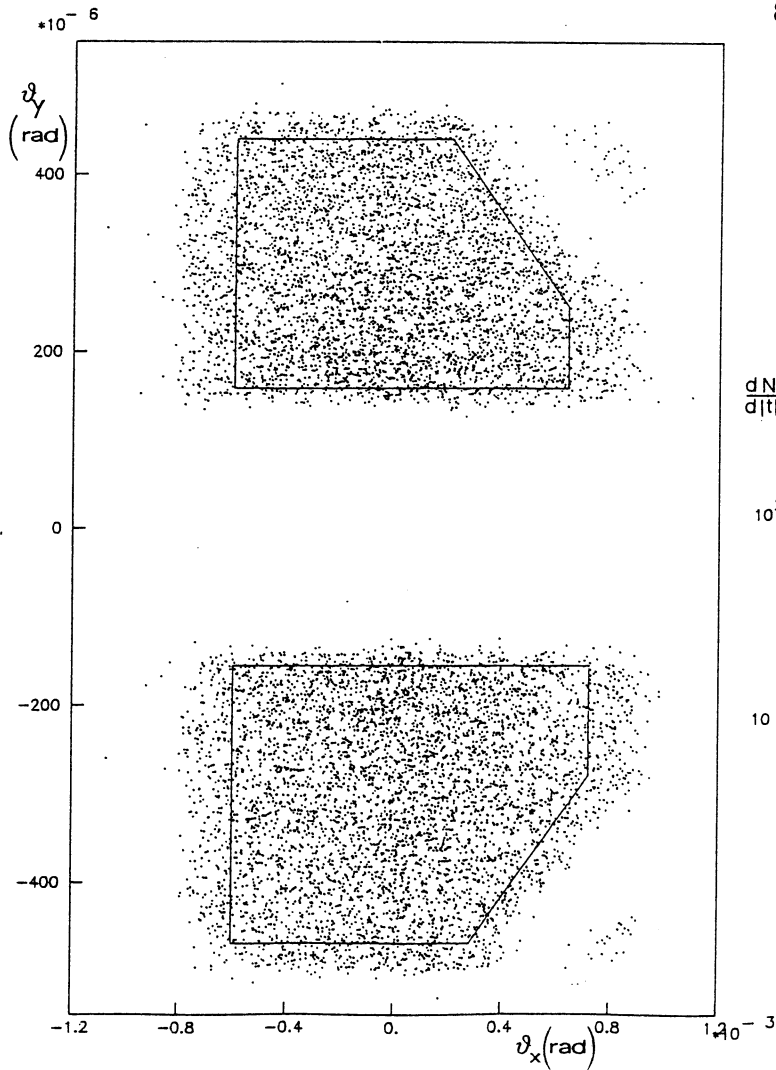


Figure 49 Coupe dans le plan θ_{ox} , θ_{oy}

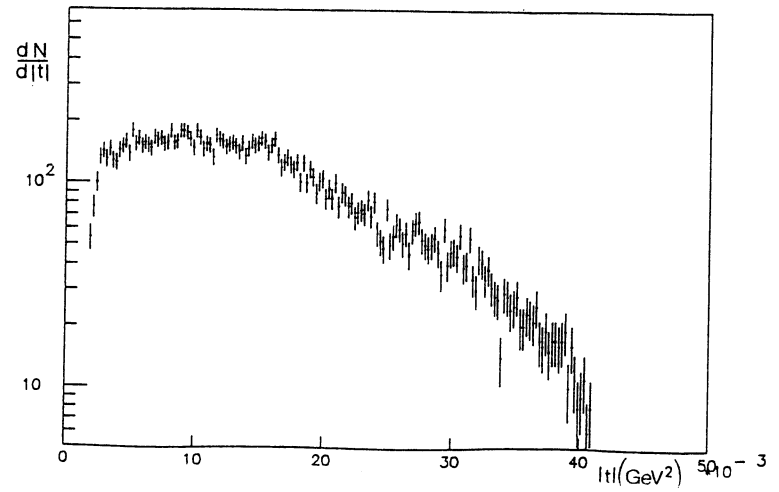


Figure 50 Distribution expérimentale des valeurs de t (bras 1, stack 6)

F) LE CALCUL DES EFFICACITES

1) Les chambres à dérive

Nous calculons classiquement l'efficacité de chaque plan d'un télescope en utilisant l'échantillon final d'événements élastiques.

La fraction des événements détectés par le plan est échantillonnée en fonction de la position y au pas de 0,5 mm (fig. 51)

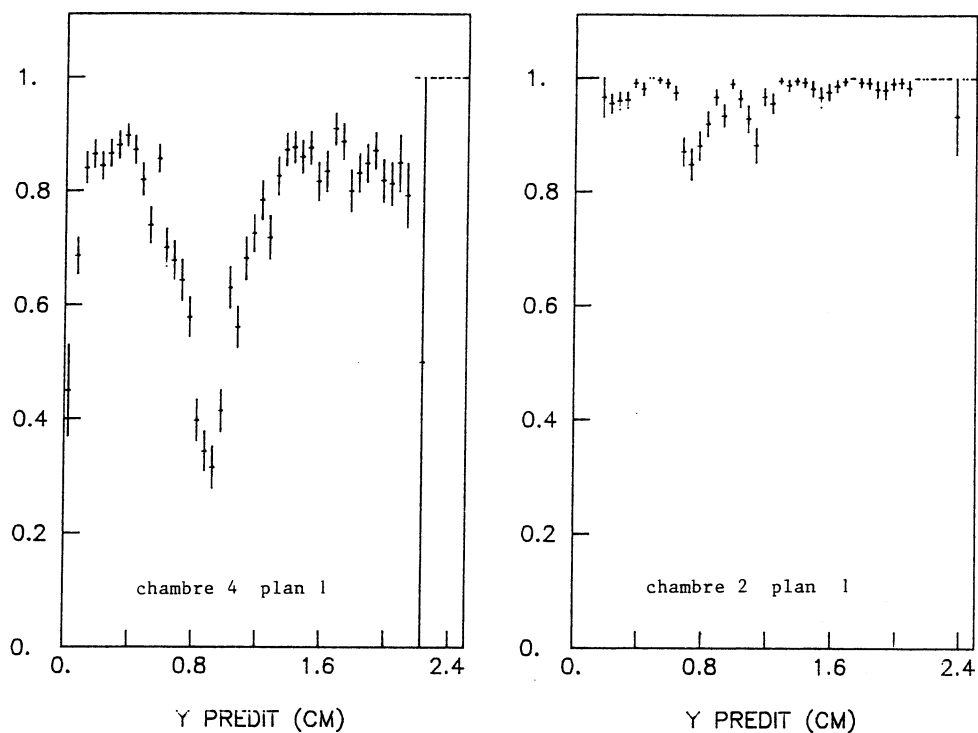


Figure 51 : Efficacité d'un plan à dérive

Nous notons une baisse de l'efficacité à proximité du fil sensible où le champ électrique n'est pas uniforme.

2) Les chambres proportionnelles

Le calcul de l'efficacité des plans proportionnels est assez délicat; en effet la charge déposée Q sur le fil dépend de la position horizontale de la trajectoire et nous devons prendre garde à ne pas introduire de biais par une coupe intempestive. De plus la valeur de Q diminue près de la frontière entre deux fils, ainsi qu'au fond du pot (fig. 52).

Nous générons un lot d'événements élastiques en relâchant la coupe sur l'acolinéarité verticale $d\theta_{0X}$, et en coupant uniquement sur $d\theta_{0Y}$ et y_{0Z} . Nous sélectionnons les "très bonnes trajectoires" en demandant que 6 (resp. 3) plans à dérive soient touchés dans le télescope gauche (resp. droit).

Nous échantillonnons alors dans chaque pot la fraction des trajectoires dont la valeur de Q est supérieure à un seuil Q_{cut} , au pas de 0.5 mm en y . La valeur de Q_{cut} choisie égale à 500 est assez élevée de façon à éviter un biais lors de la coupe sur l'acolinéarité verticale.

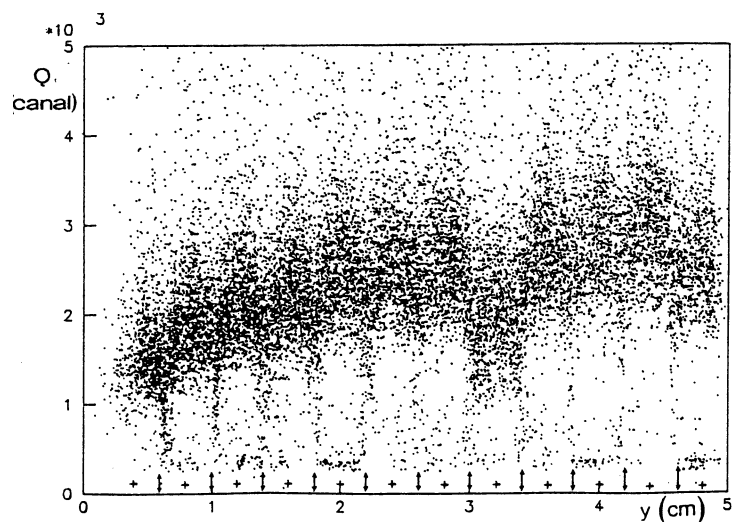


Figure 52

Distribution de la charge déposée sur le fil proportionnel en fonction de la position horizontale y de la trajectoire. Une croix indique la position des fils

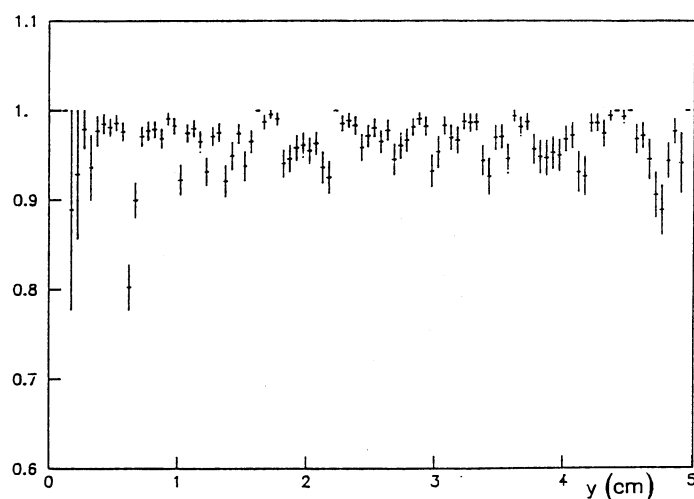


Figure 53

Efficacité du plan proportionnel

La variation de l'efficacité avec la position reflète celle de la charge déposée (fig. 53).

Les tables d'efficacités sont établies pour chaque stack; l'efficacité des chambres à dérive est introduite dans le programme de simulation (Cf IV) et l'efficacité des chambres à division de charge est corrigée en pondérant les événements expérimentaux.

CHAPITRE IV

LE CALCUL DE L'ACCEPTANCE

A) LA METHODE UTILISEE

Nous voulons calculer la distribution en t du nombre total d'événements élastiques produits:

$$\frac{dN}{dt}(t) = \mathcal{L} \times \frac{d\sigma(t)}{dt}$$

nous mesurons en fait une distribution expérimentale $d\hat{N}/d\hat{t}(\hat{t})$ où la variable t décrit la valeur mesurée de t :

$$\frac{d\hat{N}}{d\hat{t}}(\hat{t}) = e \cdot c \cdot (r * (a \cdot (s * \frac{dN}{dt})))$$

s est la distribution de l'élargissement dû à la fluctuation de la position du point d'interaction et de l'angle du faisceau

a est l'acceptance géométrique de nos détecteurs

r décrit la contribution de la résolution des chambres

c décrit la coupe polygonale sur la valeur des angles θ_{0x} et θ_{0y}

e est l'efficacité des détecteurs.

Face à la difficulté d'une résolution analytique de cet enchevêtrement de multiplications et de convolutions de distributions, nous choisissons de simuler l'ensemble de l'expérience par une méthode de Monte Carlo, utilisant une valeur de départ ρ_0 de ρ .

Nous définissons alors l' "acceptance" A :

$$A(\rho_0) = \frac{\frac{d\hat{n}}{d\hat{t}}}{\frac{dn}{dt}}$$

où n caractérise les distributions simulées, et N les distributions expérimentales. notons que $d\hat{n}/d\hat{t}$ et dn/dt ne sont pas des fonctions de la même variable; leur rapport est ici défini au sens du calcul fonctionnel.

Nous obtenons alors une première valeur approchée dN^1/dt de dN/dt en corrigeant la distribution expérimentale observée $d\hat{N}/d\hat{t}$ pour l'acceptance $A(\rho_0)$:

$$\frac{dN^1}{dt} = \frac{\frac{d\hat{N}}{d\hat{t}}}{A(\rho_0)} = \frac{\frac{d\hat{N}}{d\hat{t}}}{\frac{d\hat{n}}{d\hat{t}}} \cdot \frac{dn}{dt}$$

La valeur ρ_1 obtenue par ajustement sur dN^1/dt est une première approximation de ρ ; quelques itérations permettent d'obtenir la valeur finale.

B) LA SIMULATION DE L'ACCEPTANCE

1) Introduction

Nous simulons entièrement l'expérience pour chaque stack et chaque bras. Le nombre d'événements simulés est tel que 200 000 d'entre eux sont finalement détectés. La statistique de la simulation est alors supérieure à celle de l'expérience d'un facteur 10 à 100, et sa contribution à l'erreur statistique de la mesure de ρ est négligeable.

2) La génération d'un événement

La position du point d'interaction et l'angle d'incidence de chaque particule sont tirés au hasard; nous générons ensuite la valeur du carré de la quadri-impulsion transférée t selon la distribution théorique $f(|t|)$; celle-ci est approximée par une fonction affine par morceaux $g(|t|)$ (fig. 54) au pas de $25 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}^2$; puis intégrée et inversée:

$$h^{-1}(|t|) = \int_{|t|_{\text{inf}}}^{|t|} g(|t'|) d|t'|$$

nous tirons alors un nombre u dans l'intervalle $[0, 1]$ avec une densité de probabilité constante et égale à 1, et nous calculons t :

$$g(|t|) = 1 \cdot du, \quad \text{d'où}$$

$$|t| = h(u)$$

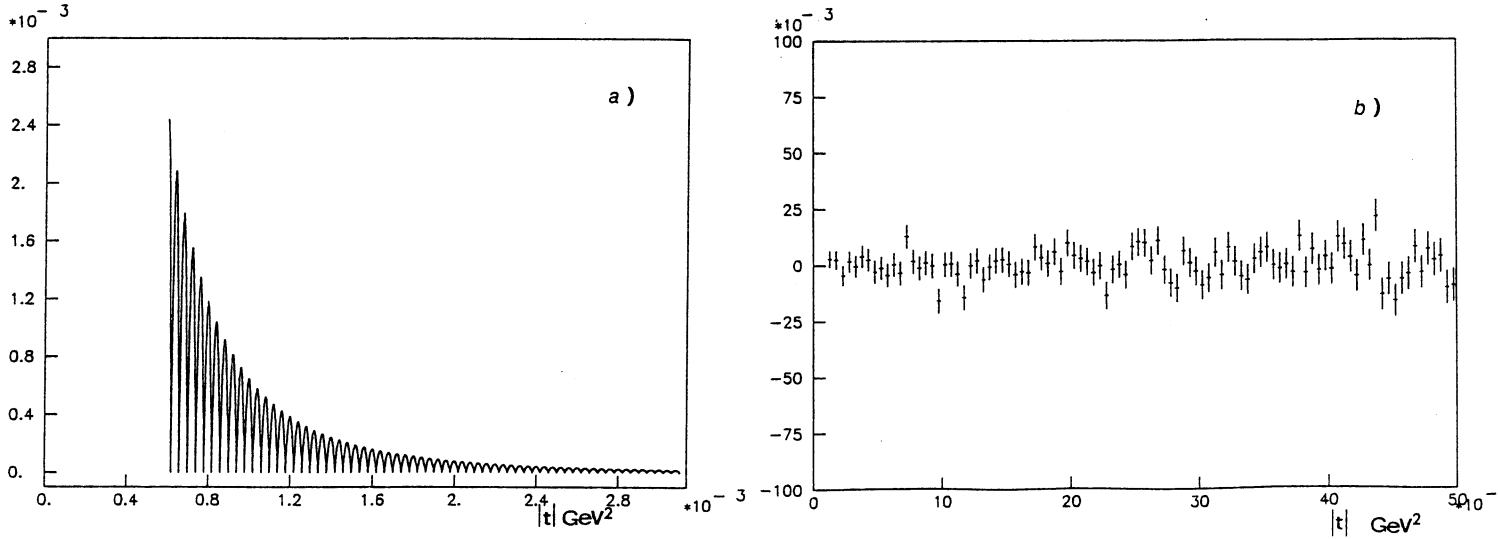


Figure 54 : *La génération de t .*

- a) l'erreur relative due à l'approximation affine*
b) le rapport de la distribution générée et de la distribution théorique.

La distribution de $d\sigma/dt$ diverge pour $t=0$ et nous devons choisir une valeur non nulle de la borne inférieure $|t|_{\text{inf}}$ de la plage en $|t|$ de notre générateur; or l'étalement spatial et angulaire du faisceau nous permet de détecter des événements dont la valeur de t est inférieure à la valeur nominale calculée simplement à partir de la position des pots. La petite valeur choisie, $|t|_{\text{inf}} = 0.2 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$ évite un biais aux petites valeurs de $|t|$, tout en conservant un temps de calcul raisonnable.

Nous simulons ensuite la propagation de chaque particule défléchie le long du tube à vide et à travers les aimants, rejetant l'événement lorsque l'une d'elles touche une paroi, ou manque le détecteur.

Nous calculons la position des points d'impact dans les chambres, puis nous introduisons l'effet de leur résolution. Nous reconstruisons alors les

angles de déflexion horizontale et verticale, en suivant la procédure utilisée lors de l'analyse des données (cf. III). Nous introduisons enfin l'inefficacité des chambres à dérive et nous appliquons la coupe polygonale (cf. III) dans le plan $(\vartheta_x, \vartheta_y)$.

C) L'ACCEPTANCE

Les distributions générées, théorique dn/dt et détectée $\hat{dn}/\hat{dt}$ sont histogrammées au pas de $0.25 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}$ (fig. 55) et leur rapport fournit l'acceptance (fig. 56). La valeur de $|t|_{\min}$ est alors légèrement inférieure à $2 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

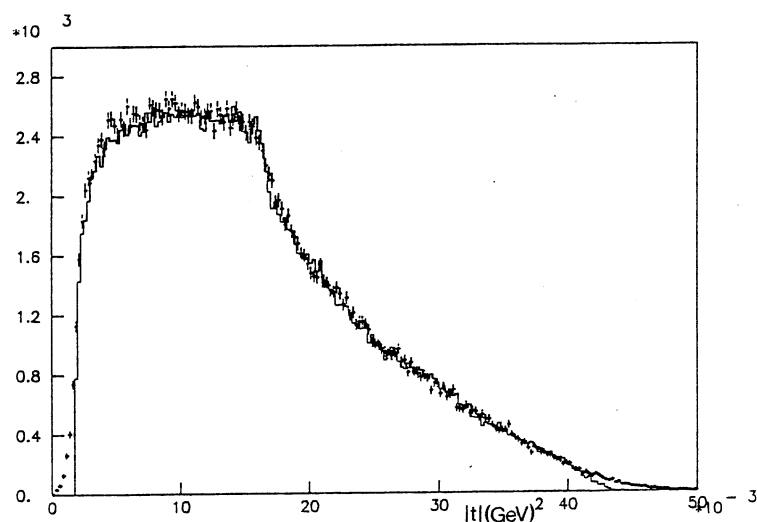


Figure 55

Les distributions en t générées

- trait plein : théorique
- points : observée

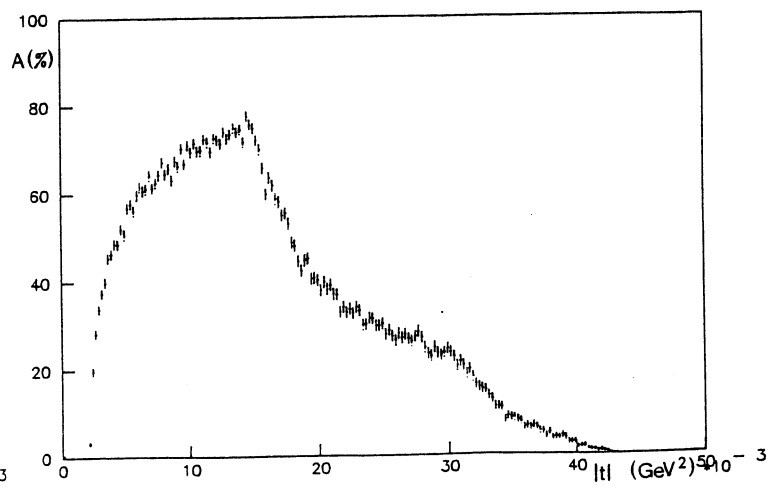


Figure 56

L'acceptance

(stack 6 bras 1)

*seules les erreurs systématiques
sont indiquées*

CHAPITRE V

LE CALCUL DE LA PARTIE REELLE

A) LA METHODE

1) La correction de la distribution expérimentale

Suivant la méthode décrite dans le chapitre III, nous corrigeons la distribution expérimentale observée des effets d'acceptance, de résolution et d'inefficacité en la divisant par l' "acceptance" A (fig. 56) :

$$N(i) = \frac{\hat{N}(i)}{A(i)}$$

, où chaque bin , i , a une largeur $\Delta t = 0.25 \cdot 10^{-3}$.

Nous pouvons maintenant utiliser la distribution expérimentale corrigée (fig. 57) pour ajuster la valeur de ρ

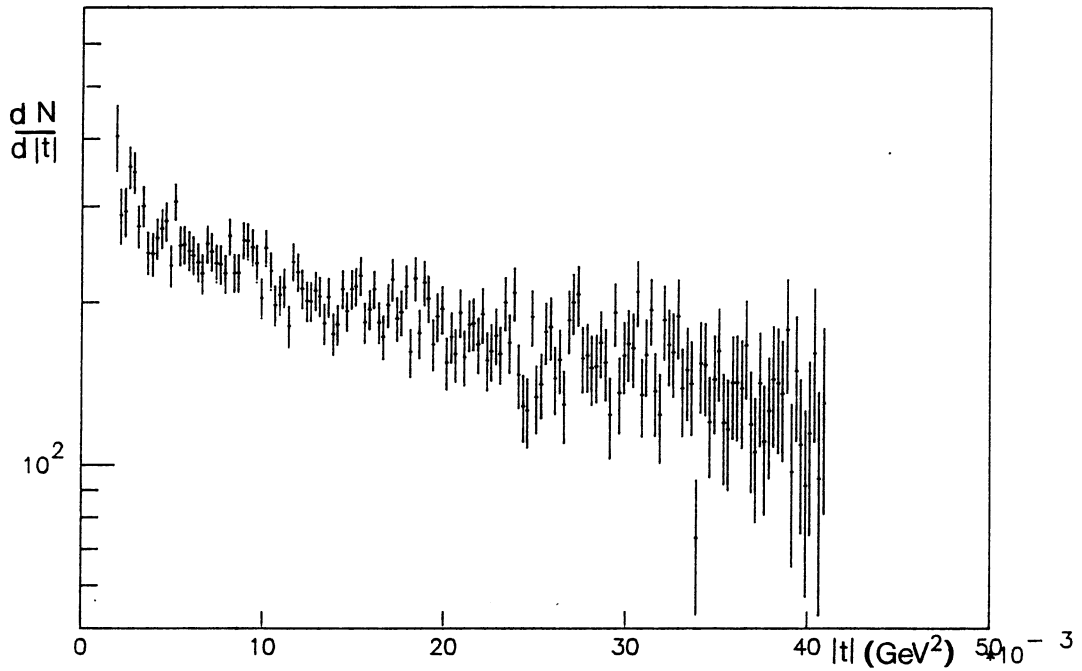


Figure 57 : La distribution en t expérimentale corrigée (bras 1 , stack 6)

2) La valeur de la section efficace totale

La valeur de la section efficace totale σ_T intervient dans la forme de la distribution en t théorique des événements (Cf I) :

$$\frac{dN_{th}}{dt} = \mathcal{L} \left[\left(\frac{2\alpha}{t} \right)^2 G^4 + (\rho - \alpha \Phi) \frac{\alpha}{\pi} \sigma_T \frac{G^2}{|t|} e^{\frac{bt}{2}} + \left(\frac{\sigma_T}{4\pi} \right)^2 (1+\rho^2) e^{bt} \right]$$

La valeur de σ_t mesurée lors d'une expérience précédente [14], dépend de la valeur exacte de ρ ; la quantité alors mesurée est c :

$$c = (1+\rho^2) \sigma_T = 63.3 \pm 1.5 \text{ mb}$$

La valeur de ρ fut estimée à 0.15 par extrapolation à partir des données de plus basse énergie et la valeur correspondante de σ_T est alors $61.9 \pm 1.5 \text{ mb}$.

Nous prenons cette corrélation entre σ_T et Φ en compte en remplaçant σ_T

Nous prenons cette corrélation entre σ_T et θ en compte en remplaçant σ_T par son expression $\sigma_T = c/(1+\rho^2)$, et il vient

$$\frac{dN_{th}}{dt} = \mathcal{L} \left[\left(\frac{2\alpha}{t} \right)^2 G^4 + (\rho - \alpha\Phi) \frac{\alpha}{\pi} \frac{c}{1+\rho^2} \frac{G^2}{|t|} e^{\frac{bt}{2}} + \left(\frac{c}{4\pi} \right)^2 \frac{e^{bt}}{1+\rho^2} \right]$$

B) L'AJUSTEMENT SUR UN ECHANTILLON DES DONNEES

1) La méthode

Nous ajustons la distribution en t théorique sur la distribution expérimentale de chaque bras de chaque stack, pour cela nous minimisons le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{\text{bin } i} \left(\frac{N(i) - \Delta t \cdot \frac{dN_{th}(i)}{dt_i}}{\sqrt{\hat{N}(i)}} \right)^2$$

où t_i est la valeur de t au centre du bin i . Nous disposons pour cela de 4 paramètres ρ , b , θ_{yb} et $\mathcal{L}$.

- la luminosité intégrée $\mathcal{L}$ est ici inconnue et le paramètre est libre
- l'angle θ_{yb} est un paramètre fixé, mais inconnu, du programme de simulation de l'acceptance ; nous allons l'ajuster dans la section suivante.
- la valeur de la pente b est fixée à sa valeur publiée [3]
 $b = 15.3 \pm 0.3 \text{ GeV}^2$.
- la valeur de ρ est libre.

[15]; nous obtenons un minimum unique indépendamment des valeurs initiales des paramètres libres dans l'ajustement. La valeur du χ^2 varie paraboliquement en fonction de chaque paramètre, et l'incertitude sur la valeur de chaque paramètre est symétrique .

2) L'angle du faisceau

Nous comparons maintenant les valeurs de ρ obtenues dans les deux bras pour différentes valeurs de l'angle du faisceau ϑ_{yb} (fig. 58)

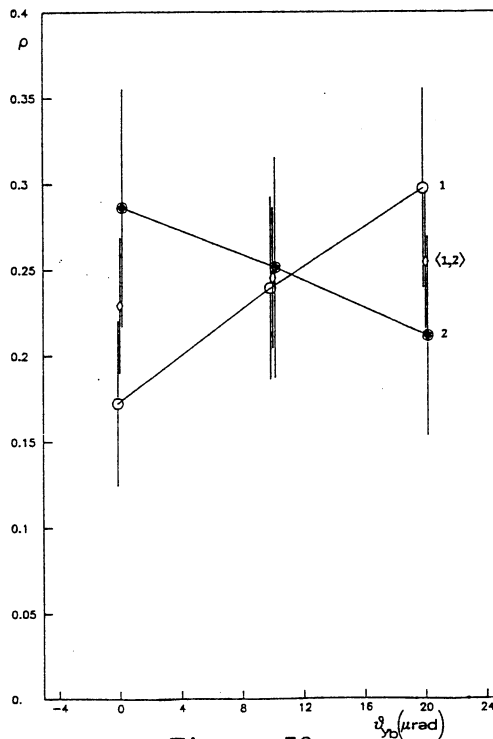


Figure 58

La variation de la valeur ajustée
de ρ en fonction de l'angle du
faisceau pour les deux bras - (stack 6)

Une variation de ϑ_{yb} affecte l'échelle des valeurs de t . Ce déplacement artificiel de l'excès d'événements dûs à la partie coulombienne de l'amplitude produit alors une variation de ρ lors de l'ajustement.

La valeur de ϑ_{yb} , proche de $10 \mu\text{rad}$ (table 10), pour laquelle les mesures des deux bras fournissent une même valeur du paramètre ρ est un estimateur de l'angle du faisceau.

La valeur moyenne $1/2 (\rho(\text{bras1}) + \rho(\text{bras 2}))$ est alors un estimateur de ρ , peu dépendant de la valeur de l'angle du faisceau (fig. 58).

Ajustement de ρ ($b = 15.3 \text{ GeV}^2$)	$\vartheta_{yb} = 11 \pm 8 \mu\text{rad}$	$\langle \rho \rangle = 0.245 \pm 0.041$
--	---	--

Table 10: Ajustement de l'angle horizontal du faisceau (stack 6)

C) L'AJUSTEMENT SUR L'ENSEMBLE DES DONNEES

Nous rassemblons maintenant toutes nos données pour l'ajustement final. Il nous faut ajouter 12 distributions en t (6 stacks, 2 bras) dont les plages en t sont légèrement différentes. Dans un premier temps nous nous restreignons à leur support commun. Ensuite nous introduisons une seconde méthode où un χ^2 général, somme des χ^2 de chaque distribution est minimisé; nous profitons ainsi de toute la statistique à petit t .

Nous n'avons pas pu estimer l'angle ϑ_{yb} du faisceau pour tous les stacks, à cause de la faible statistique; les balayages (wire scan) du faisceau ont montré que cet angle varie peu au fil des stacks; nous utilisons donc $\vartheta_{yb} = 10 \mu\text{rad}$ d'après l'étude du stack 6 qui représente plus du tiers de la statistique.

1) La première méthode

Les distributions expérimentales sont restreintes à leur support commun:

$$2. \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2 < |t| < 35. \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$$

puis ajoutées.

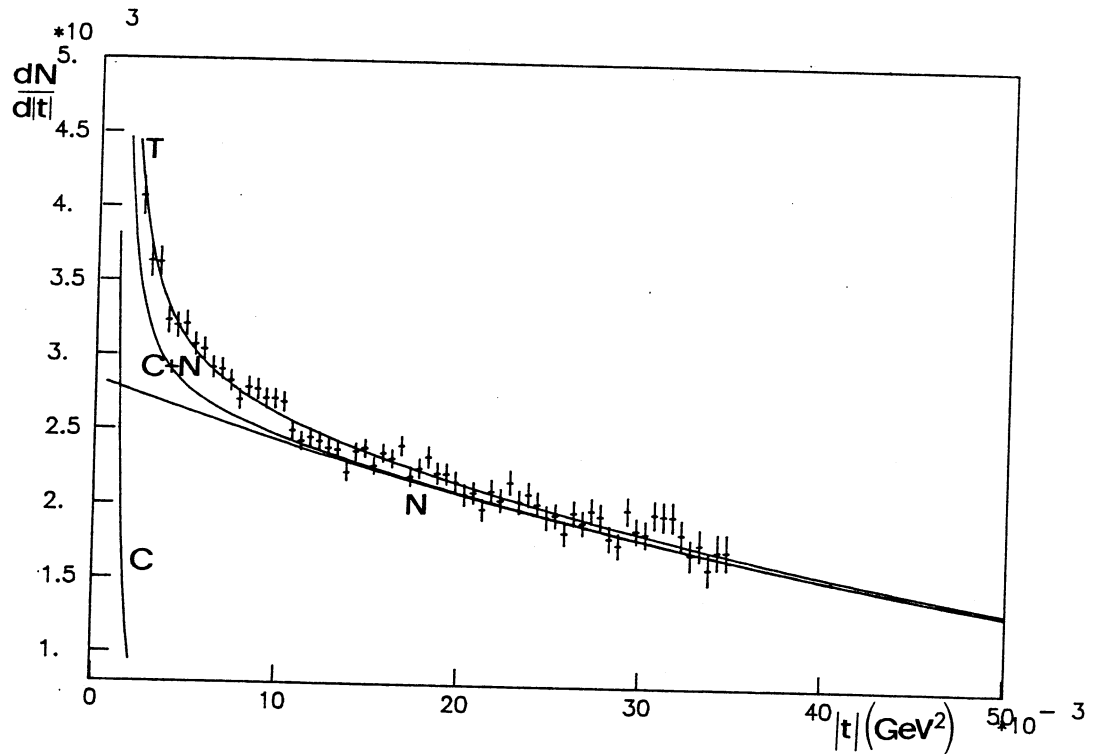


Figure 59 : Ajustement de la distribution en t totale

Nous utilisons alors la distribution sommée fig. 59 comme en B. Lors d'un premier ajustement les paramètres $\mathcal{L}$, ρ , b sont laissés libres et nous obtenons (table 11) une valeur de la pente b compatible avec la valeur publiée avec une erreur statistique supérieure.

2) Le choix de ρ_0

Lors de la simulation de l'acceptance, nous choisissons comme valeur initiale ρ_0 de ρ la valeur extrapolée à partir des plus basses énergies, égale à 0.15; nous obtenons alors $\rho = 0.236$.

Lors d'un second essai, nous utilisons alors $\rho_0 = 0.25$ et obtenons $\rho = 0.246$.

La valeur ajustée dépend donc peu de la valeur initiale:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \rho_0} = 0.1$$

et l'erreur sur ρ due à l'incertitude de ρ_0 proche de 0.001 lors du second essai est tout à fait négligeable.

3) La seconde méthode

Nous voulons maintenant utiliser l'ensemble de la statistique; nous formons un χ^2 total χ_T^2 :

$$\chi_T^2 = \sum_{\substack{\text{bras } i=1,2 \\ \text{stack } j=1,7: j \neq 2}} \chi_{ij}^2$$

et nous nous proposons de minimiser χ_T^2 . A chaque échantillon (i,j) des données nous affectons une constante de normalisation $\mathcal{L}_{ij}$. Les autres paramètres (ρ , b) étant fixés, nous calculons $\mathcal{L}_{ij}$ par la méthode des moindres carrés, en remarquant que la distribution théorique lui est simplement proportionnelle

$$\frac{dN_{ij}}{dt} \text{ théorique} = \mathcal{L}_{ij} \frac{d\sigma}{dt}$$

Nous notons (fig. 60) que les valeurs des constantes de normalisation des deux bras ne sont pas compatibles pour les deux derniers stacks

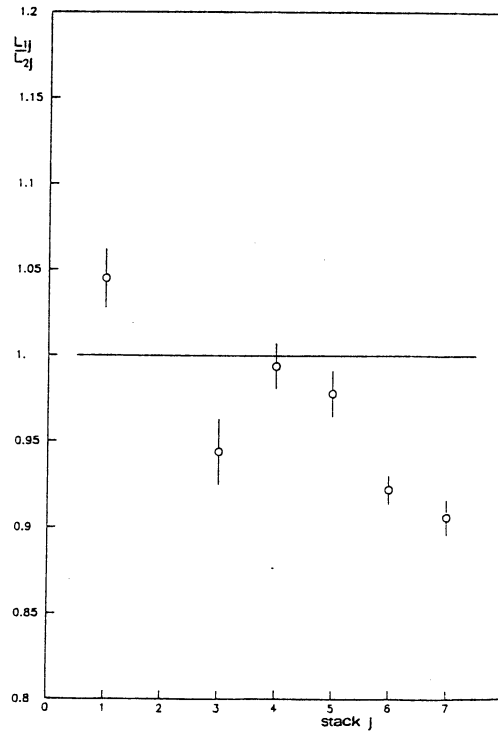


Figure 60

Le rapport L_{1j}/L_{2j} en fonction du numéro j du stack

Ce défaut d'événements dans le bras 1 atteint 10% ce qui n'est pas explicable par une erreur dans le calcul de l'angle du faisceau ou de l'efficacité des chambres; nous soupçonnons une inefficacité du trigger, impossible à vérifier.

	1 ^{ère} méthode	2 ^{ème} méthode	Valeur moyenne
b $\rho \mathcal{L}$ libres	$\rho=0.239 \pm 0.042$ $b=15.5 \pm 0.8 \text{ GeV}^{-2}$	$\rho=0.245 \pm 0.040$ $b=16.0 \pm 0.8 \text{ GeV}^{-2}$	
$\rho \mathcal{L}$ libres	$\rho=0.246 \pm 0.024$	$\rho=0.274 \pm 0.024$	$\langle \rho \rangle = 0.260 \pm 0.024$

Table 11: L'ajustement sur l'ensemble de la statistique

($\theta_{yb} = 10 \text{ } \mu\text{rad}$, $\rho_o = 0.25$)

d) La valeur de ρ

Les deux méthodes de sommation employées fournissent deux estimations compatibles de ρ (table 11). Nous minimisons le biais du choix de l'une d'entre elles en utilisant la valeur moyenne $\langle \rho \rangle$. La demi-différence, égale à 0.014, est une mesure de l'erreur systématique de la méthode de sommation.

Nous estimons la distribution en t des événements de bruit de fond (cf. D) et la soustrayons de la distribution des événements élastiques. La proportion des événements de bruit de fond augmente à petit $|t|$ au plus près du halo; la correction de la valeur ajustée de ρ , faible, est alors négative et égale à -0.008.

Notre estimation de ρ est donc

$$\rho = 0.252 \pm 0.024$$

D) LES ERREURS SYSTEMATIQUES

Nous étudions tour à tour les erreurs systématiques qui affectent notre mesure de ρ .

1) L'incertitude sur la valeur de la section efficace totale

Une erreur par excès de la valeur de c employée dans l'ajustement diminue artificiellement la contribution relative de l'amplitude coulombienne à la section efficace différentielle; en compensation nous surestimons alors la valeur de ρ lors de l'ajustement:

$$\frac{\partial \rho}{\partial c} = + 0.009 \text{ mb}^{-1}$$

d'où pour $|\Delta c| = 1.5 \text{ mb}$, $|\Delta \rho| = 0.013$

2) L'incertitude sur la valeur de la pente

Une erreur par excès de la valeur de b augmente artificiellement la distribution des événements aux petites valeurs de t ; nous sousestimons alors la valeur de ρ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial b} = - 0.044 \text{ GeV}^2$$

d'où pour $|\Delta b| = 0.3 \text{ GeV}^{-3}$, $|\Delta \rho| = 0.013$

3) L'erreur de la mesure de z

Nous connaissons la position longitudinale du point d'interaction avec une précision meilleure que 3 cm (cf. B).

La forte variation avec z des éléments de matrice diagonaux a_L^{11} et a_R^{11} affecte la valeur de l'angle reconstruit ϑ_y d'une quantité proportionnelle aux décentrages du faisceau dans le quadrupole Y_B , et qui vaut:

$$\frac{d \langle \vartheta \rangle}{dz} = 3.7 \text{ } \mu\text{rad/5cm pour } Y_B = 0.5 \text{ cm}$$

Cette forte variation ne perturbe pas la mesure de ρ car l'effet, commun aux deux bras, est pris en compte par l'ajustement de l'angle du faisceau.

La très faible variation des longueurs efficaces intervient ici mais de façon absolument négligeable.

4) L'incertitude de la position des détecteurs

Toute erreur systématique de la mesure de la position des traces affecte le calcul de l'angle de déflexion horizontal ϑ_y et modifie la valeur ajustée de ρ . Cette erreur systématique rassemble plusieurs incertitudes: la calibration des chambres à dérive, la mécanique des chambres, des pots et

des bâtis qui les portent, la mesure de la position des pots par les micromètres, contribuent chacun pour plusieurs dizaines de microns. Nous estimons l'erreur totale à 100 μm .

Les erreurs des positions des 4 télescopes évoluent dans un espace de dimension 4 (cf. E) et seule une combinaison des 4 variables contribue à modifier la valeur de ρ . Celle-ci introduit artificiellement un décalage $\delta\theta_y$ de l'angle reconstruit θ_y , de signes contraires pour les deux bras; nous calculons son amplitude par une simulation :

$$\delta\theta_y = 2.7 \mu\text{rad}$$

et nous obtenons l'erreur sur la mesure de ρ :

$$\frac{\partial\rho}{\partial(\delta\theta_y)} = 0.005 \mu\text{rad}^{-1} \quad \text{d'où } \Delta\rho = 0.013 \quad (\text{voir la figure 58})$$

5) L'incertitude de la mesure de l'angle du faisceau

Nous mesurons l'angle du faisceau (cf.V B 2) avec une précision meilleure que 10 μrad ; la valeur ajustée de ρ varie peu (table 12) avec la valeur de θ_{yb} et l'erreur engendrée est faible, proche de 0.012

θ_{yb} (μrad)	0	10	20
ρ	0.233	0.252	0.254

Table 12: La valeur ajustée de ρ en fonction de θ_{yb}

6) L'erreur totale

Nous rassemblons les différentes sources d'erreur systématique dans la table 13

Source	$\Delta\rho$
Somation des stacks	0.014
Valeur de c	0.013
Valeur de b	0.013
Valeur de z	0.000
Position des pots ($\delta = 100 \mu\text{m}$)	0.013
Valeur de σ_{yb}	0.012
Total	0.029

table 13 les erreurs systématiques de la mesure de ρ .E) LA CONCLUSION

Nous obtenons une valeur finale du rapport de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'amplitude nucléaire :

$$\rho(t=0, \sqrt{s} = 546 \text{ GeV}) = 0.252 \pm 0.024 \pm 0.029 .$$

(la valeur moyenne des résultats des deux méthodes employées est choisie ici comme estimateur de ρ . La première méthode employée seule fournit une valeur compatible $\rho = 0.238$)

Nous combinons les erreurs statistique et systématique quadratiquement et il vient :

$$\rho(t=0, \sqrt{s} = 546 \text{ GeV}) = 0.252 \pm 0.038$$

La valeur de la section efficace est alors

$$\sigma_T = \frac{c}{(1+\rho^2)} = 59.5 \pm \frac{1.4}{(\text{erreur de } c)} \pm \frac{1.2}{(\text{erreur de } \rho)} \text{ mb}$$

PARTIE II

CHAPITRE I

LA SECTION EFFICACE TOTALE

A) INTRODUCTION

La section efficace totale σ_t est l'un des paramètres importants de la physique des interactions hadroniques. Somme des contributions de multiples canaux, elle est simplement proportionnelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion nucléaire élastique vers l'avant, de par le théorème optique. Cette amplitude possède comme propriétés remarquables l'unitarité, l'analyticité et la symétrie de croisement, et de nombreux théorèmes décrivant le comportement asymptotique de σ_t en découlent. Parmi les plus connus, le théorème dit de la borne de Froissart [16] limite σ_t à croître au plus vite comme $\ln^2 s$ à haute énergie, et le théorème de Pomeranchuk indique que le rapport des valeurs de σ_t pour une particule et son antiparticule tend vers 1 à haute énergie.

De multiples indices indiquent que la région asymptotique n'est pas encore atteinte; en particulier la contribution de la section efficace élastique à la section efficace totale n'a pas atteint sa limite : elle croît de 17.5% aux énergies des ISR à 21.5% au SPS.

Les théorèmes asymptotiques ne sont donc pas directement confrontables aux données expérimentales; par contre ils contraignent la construction des paramétrisations qui tentent de les décrire.

Il est aussi possible d'utiliser les propriétés de l'amplitude pour démontrer des relations de dispersion liant sa partie réelle et sa partie imaginaire. Nous obtenons une relation intégrale entre le rapport de la partie réelle et de la partie imaginaire et les sections efficaces totales des deux réactions croisées $pp \rightarrow pp$ et $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$.

B) LES MESURES DE LA SECTION EFFICACE TOTALE

La section efficace totale est mesurée très simplement lors des expériences sur cible fixe en mesurant le taux d'interaction. Ces expériences ne permettent pas d'atteindre des énergies élevées dans le centre de masse et des expériences sur collisionneur prennent le relais à plus haute énergie. Il est alors possible de mesurer la valeur de σ_t de trois façons différentes en mesurant simultanément deux quantités parmi le le taux d'interaction total, le taux d'interaction élastique à l'avant, et la luminosité de la machine.

La méthode directe détermine σ_t à partir du taux d'interaction mesuré dans un détecteur couvrant (presque) l'ensemble de l'angle solide, et de la luminosité.

Une seconde méthode utilise le théorème optique, extrapolant le taux d'interaction élastique à $t=0$.

Dans les deux cas une calibration absolue de la luminosité est nécessaire; elle est obtenue soit par la méthode de Van der Meer, par la mesure directe du profil du faisceau ou par un "calage" sur la partie Coulombienne de la section efficace élastique différentielle à très petit t .

Lors de la mesure de la valeur de σ_t au SPS à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ égale à 546 GeV, la luminosité était connue avec une erreur de 10%; la mesure simultanée du taux d'interaction total et du taux élastique à l'avant fournit alors [14] une mesure de σ_t indépendante de la luminosité.

C) LES VARIATIONS DE LA SECTION EFFICACE TOTALE

La section efficace totale, partie imaginaire d'une fonction analytique, est une fonction continue de l'énergie dans le centre de masse (fig. 61).

Dès que celle ci dépasse quelques GeV nous quittons la zone bosselée des résonnances et σ_t décroît régulièrement jusqu'à atteindre un minimum; nous savons depuis les expériences des ISR qu'elle croît ensuite rapidement. Les valeurs des sections efficaces proton-proton σ_{pp} et proton-antiproton $\sigma_{p\bar{p}}$ se rapprochent rapidement à haute énergie conformément au théorème de Pomeranchuk. Leur différence $\Delta\sigma = \sigma_{p\bar{p}} - \sigma_{pp}$ décroît avec l'énergie (fig. 62) et semble bien décrite par la contribution d'un pôle de Regge : $\Delta\sigma \approx s^{-\alpha}$ où $\alpha = 0.556 \pm 0.012$ est proche de $1/2$.

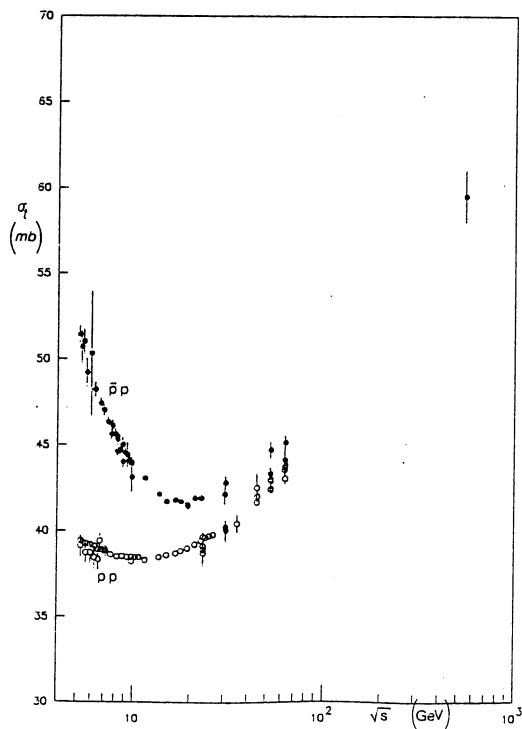


Figure 61 La section efficace
en fonction de l'énergie
dans le centre de masse

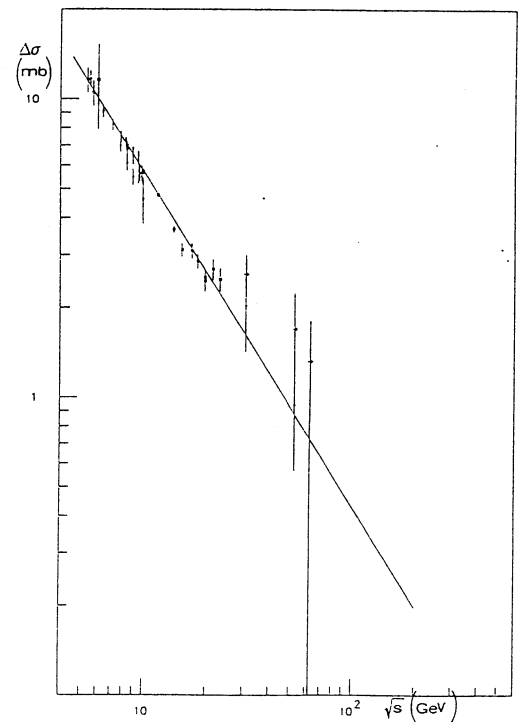


Figure 62 $\Delta\sigma$ en fonction de
l'énergie dans le
centre de masse

CHAPITRE II

LES RELATIONS DE DISPERSION

Nous présentons rapidement les relations de dispersion et la façon dont elles relient la partie réelle de l'amplitude à la section efficace totale.

A) LE CALCUL DES RELATIONS DE DISPERSION

Le calcul des relations de dispersion [17] s'appuie sur les propriétés fondamentales de l'amplitude d'interaction nucléaire élastique $F_n(s,t)$, la causalité, l'unitarité et la symétrie de croisement dérivée de l'invariance de l'interaction nucléaire sous CP.

Le principe de causalité permet d'établir l'analyticité de l'amplitude; nous écrivons alors une relation de CAUCHY à t fixé (fig. 63) :

$$2 \pi i F_n(z,t) = \oint_C \frac{F_n(z',t) dz'}{z' - z}$$

où la variable z dénote l'extension aux valeurs complexes de la variable s , et où le contour C évite les coupures $s > 4m^2$ de la réaction directe $pp \rightarrow pp$ et $s < 4(m^2 - \mu^2)$ de la réaction croisée $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$. m et μ sont ici les masses respectives du proton et du pion et nous avons négligé la contribution du pôle du pion à $s = 4m^2 - \mu^2$.

Nous négligeons les problèmes de convergence dans un premier temps, l'intégrale sur les demi-cercles ne contribuent alors pas et il vient en utilisant

$$F_n(s+i\epsilon, t) - F_n(s-i\epsilon, t) = 2i \operatorname{Im} F(s+i\epsilon, t) \quad :$$

$$F_n(z, t) = \frac{1}{\pi} \left(\int_{4m^2}^{\infty} + \int_{-\infty}^{4(m^2-\mu^2)} \right) \left(\frac{\operatorname{Im}(F_n(z', t) dz')}{z' - z} \right)$$

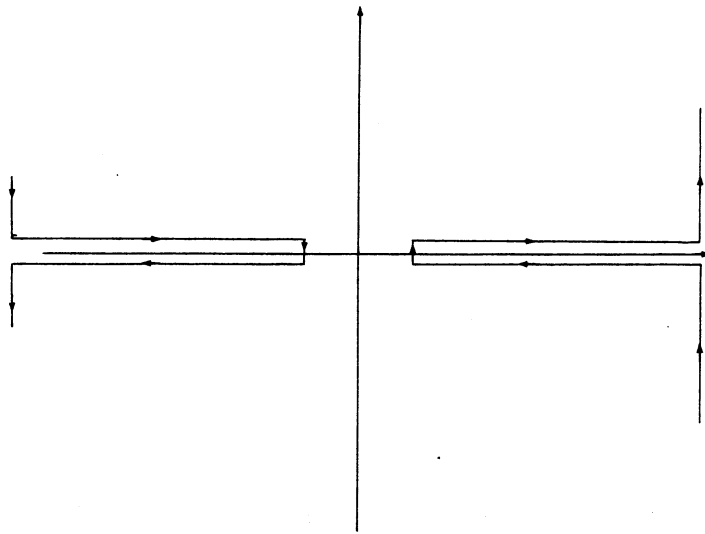


Figure 63 *Intégration dans le plan complexe*

Nous obtenons l'amplitude physique pour s réel positif en approchant le demi-axe réel positif par dessus; prenant la partie réelle des deux termes il vient :

$$\operatorname{Re} F_n(z, t) = \frac{1}{\pi} \left(P \int_{4m^2}^{\infty} + \int_{-\infty}^{4(m^2-\mu^2)} \right) \left(\frac{\operatorname{Im}(F_n(z', t) dz')}{z' - z} \right)$$

Nous ne pouvons confronter cette expression avec les données expérimentales car elle contient une intégrale sur les énergies négatives; nous utilisons alors la symétrie de croisement: l'amplitude s'écrit comme la somme de deux contributions symétrique et antisymétrique de croisement :

$$F_n(s,t) = F^+(s,t) \pm F^-(s,t)$$

où le signe supérieur (resp. inférieur) indique la réaction directe (resp. croisée) .

$$\text{avec } F^\pm(z,t) = \pm F^{\pm*}(-z^*,t)$$

$$\text{soit } \begin{cases} \operatorname{Re} F^\pm(-s,t) = \pm \operatorname{Re} F^\pm(s,t) & s > 0 \\ \operatorname{Im} F^\pm(-s,t) = \mp \operatorname{Im} F^\pm(s,t) & . \end{cases}$$

A haute énergie nous négligeons la disymétrie de la coupure sur les deux demi-axes réels; nous effectuons une soustraction à $s = 0$ pour assurer la convergence de l'intégrale, et il vient :

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F^+(s,t) - \operatorname{Re} F^+(0,t) &= \frac{2s^2}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} F^+(s',t) ds'}{s'(s'^2-s^2)} \\ \operatorname{Re} F^-(s,t) - \frac{\partial \operatorname{Re} F^-(s,t)}{\partial s} \Big|_{s=0} &= \frac{2s^3}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} F^-(s',t) ds'}{s'^2(s'^2-s^2)} \end{aligned}$$

Les relations de dispersion écrites sous cette forme sont utilisées lors des calculs analytiques [18]; nous allons maintenant les modifier de façon à relier des quantités physiques.

B) LA RELATION ENTRE ρ ET σ_t

Nous utilisons le théorème optique pour obtenir la partie imaginaire des amplitudes F^+ et F^- à $t = 0$ en fonction des sections efficaces σ_{pp} et σ_{pp}^- :

$$\operatorname{Im} F^\pm(s',0) = \frac{1}{2} (\sigma_{pp}(s') \pm \sigma_{pp}^-(s')) \frac{q'}{4\pi}$$

où $q' \approx s'/2m$ est l'impulsion de la particule incidente lors d'une expérience sur cible fixe. Il vient alors :

$$\frac{q}{\pi} (\sigma_{pp,pp}^-, \rho(pp, \bar{p}p)) = c^{st} + \frac{s^2}{\pi^2} P \int_{s_0}^{\infty} \frac{ds' q'}{s'^2} \left(\frac{\sigma_{pp}(s')}{s' + s} + \frac{\sigma_{pp}^-(s')}{s' - s} \right)$$

Nous obtenons donc ici la variation de $\rho(s)$ par une intégrale des sections efficaces des réactions directe et croisée sur toutes les énergies.

C) LES RELATIONS DE DISPERSION QUASILOCALES

Nous obtenons une forme dérivée ou quasilocale des relations de dispersion en intégrant par partie [18] chaque terme de l'équation. Il vient:

$$\operatorname{Re} F^+(s, 0) = s \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{d}{d(\ln(s))} \right) \frac{\operatorname{Im} F^+(s, 0)}{s}$$

La définition de l'opérateur fonctionnel utilisé ici est assez délicate; pour s'en rendre compte il suffit d'effectuer le développement en série pour une forme de l'amplitude $\operatorname{Im} F^+(s) = s \ln^\gamma(s)$ où γ n'est pas entier pour constater une divergence pour $\ln(s) = 0$. Cependant nous avons vérifié cette formule pour quelques amplitudes analytiques (voir les paramétrisations) et son expression simple, jamais utilisée dans les calculs, est utile pour guider le raisonnement.

Dans la plupart des paramétrisations la contribution de la partie impaire de l'amplitude est négligeable à haute énergie et nous obtenons en retenant seulement le premier terme du développement de la tangente :

$$\rho(s) \approx \frac{\pi}{2} \cdot \frac{s}{\sigma_t} \cdot \frac{d\sigma_t}{ds}$$

La valeur de ρ est donc proportionnelle à la pente de σ_t en fonction de s et une mesure de ρ permet d'extrapoler la section efficace totale à haute énergie.

CHAPITRE III

L'EXTRAPOLATION DE σ_t A HAUTE ENERGIE

A) LES PARAMETRISATIONS DE LA SECTION EFFICACE TOTALE

Nous comparons les données aux paramétrisations décrivant la section efficace et la partie réelle de l'amplitude.

Les paramètres de la paramétrisation sont habituellement ajustés simultanément sur les mesures de ρ et de σ_t dans les expériences pp et $\bar{p}p$ et les valeurs de ρ prédites par la paramétrisation sont calculées en utilisant les relations de dispersion sous leur forme intégrale ; le calcul des intégrales est alors source d'imprécision et de perte de temps de calcul ; nous préférons ici utiliser la paramétrisation de l'amplitude. Nous obtenons alors facilement ses parties réelle et imaginaire.

1) La paramétrisation de AMALDI et al.

a) introduction

Nous paramétrisons la section efficace totale en utilisant la paramétrisation introduite par AMALDI et al.[19] et constamment reprise depuis: La contribution d'un pôle de Regge symétrique de croisement dû à l'échange d'un f ou d'un A2 décrit la décroissance de σ_t à basse énergie :

$$\sigma_1 = A_1 E^{-n_1} \quad \text{où} \quad E \approx s/2m$$

La différence entre σ_{pp} et σ_{pp}^- est décrite par un pôle de Regge antisymétrique de croisement dû à l'échange d'un ρ ou d'un ω :

$$\sigma_2 = \mp A_2 E^{-n_2}$$

A haute énergie nous ajoutons la contribution constante du Pomeron et un terme qui décrit la croissance de σ_t :

$$\sigma_{\infty} = B_1 + B_2 \ln^{\gamma}(s)$$

La section efficace totale s'écrit donc :

$$\sigma_t = A_1 E^{-n_1} + A_2 E^{-n_2} + B_1 + B_2 \ln^{\gamma}(s)$$

La borne de Froissart s'exprime comme une borne supérieure de la valeur de γ : $\gamma < 2$. La valeur expérimentale de γ s'affine au fil du temps en se rapprochant de 2 :

$$\text{AMALDI et al.} \quad \gamma = 2.10 \pm 0.10 \quad (1977)$$

$$\text{AMOS et al.} \quad \gamma = 2.02 \pm 0.02 \quad (1985)$$

D'autre part la contribution impaire du pôle de Regge décroît très vite avec l'énergie, et le théorème de Pomeranchuk est ici vérifié.

b) Le calcul de la partie réelle de l'amplitude nucléaire

i) L'amplitude de Regge

Nous considérons tout d'abord une amplitude de Regge symétrique de croisement [20] :

$$\text{Im } F^+(s) = a s^{\alpha} \quad \text{où } a \text{ est un réel constant, et } \alpha = 1 - n_1.$$

Nous cherchons alors F^+ de la forme : $F^+(z) = c s^{\alpha}$ où c est un nombre complexe constant. Nous écrivons que F^+ est symétrique :

$$F^+(z) = F^{+*}(-z^*) \quad \text{soit} \quad c z^{\alpha} = c^* e^{-i\pi\alpha} z^{\alpha}$$

et il vient $c/|c| = e^{-i\pi\alpha/2}$, d'où :

$$\left| \begin{array}{l} F^+(z) = - \frac{a s^{\alpha} e^{-i\pi\alpha/2}}{\sin(\alpha\pi/2)} \\ \text{Re } F^+(z) = - \cotg(\alpha\pi/2) a s^{\alpha} \end{array} \right.$$

De même nous obtenons pour une amplitude de Regge antisymétrique de croisement l'expression suivante :

$$\left| \begin{array}{l} F^-(z) = i \frac{a s^a e^{-i\pi\alpha/2}}{\cos(\alpha\pi/2)} \\ \operatorname{Re} F^-(z) = \operatorname{tg}(\alpha\pi/2) a s^\alpha \end{array} \right.$$

ii) L'amplitude du terme asymptotique

nous considérons ici l'amplitude de croisement F^+ telle que :
 $\operatorname{Im} F^+(s) \sim a s \ln^\gamma(s)$ et nous cherchons F^+ de la forme [21]:

$$F^+(z) = c s \ln^\gamma(d.z) \quad \text{où } d \text{ est un nombre complexe constant.}$$

Nous écrivons que f est symétrique de croisement :

$$c z \ln^\gamma(d.z) = c^* (-z) \ln^\gamma(-d^*.z)$$

d'où $c/|c| = e^{-i\pi/2}$ et $d = -i$, et nous obtenons :

$$F^+(z) = i a z \ln(z-i\pi/2)^\gamma$$

La partie imaginaire est alors proche de la forme cherchée lorsque de cosinus est proche de 1, c'est à dire à haute énergie .

c) L'ajustement

Nous ajustons la paramétrisation de la section efficace totale sur l'ensemble des données publiées au dessus d'une énergie dans le centre de masse de 5 GeV (fig. 64)

Les erreurs systématiques des expériences comprenant plusieurs mesures d'une même quantité à des énergies différentes sont des erreurs d'échelle pour leur plus grande part et nous les introduisons comme telles. Une analyse détaillée confirme l'existence de décalages systématiques entre les groupes de points d'expériences différentes, à la fois compatibles avec les erreurs systématiques et significatives statistiquement.

Nous obtenons un ajustement satisfaisant, avec un χ^2 par degré de liberté proche de 1 (table 14). Il est remarquable que l'erreur totale de l'estimation de la valeur de γ est très élevée, γ étant compatible à la fois avec 1 et avec 2, alors que le terme diagonal de l'erreur est très faible. Le paramètre γ est très fortement corrélé avec les autres paramètres de la paramétrisation, principalement avec B_2 .

La saturation qualitative de la borne de FROISSART, suggérée par les résultats des ISR et confirmée par la mesure de la section efficace au SPS, est donc établie de façon tout à fait imprécise.

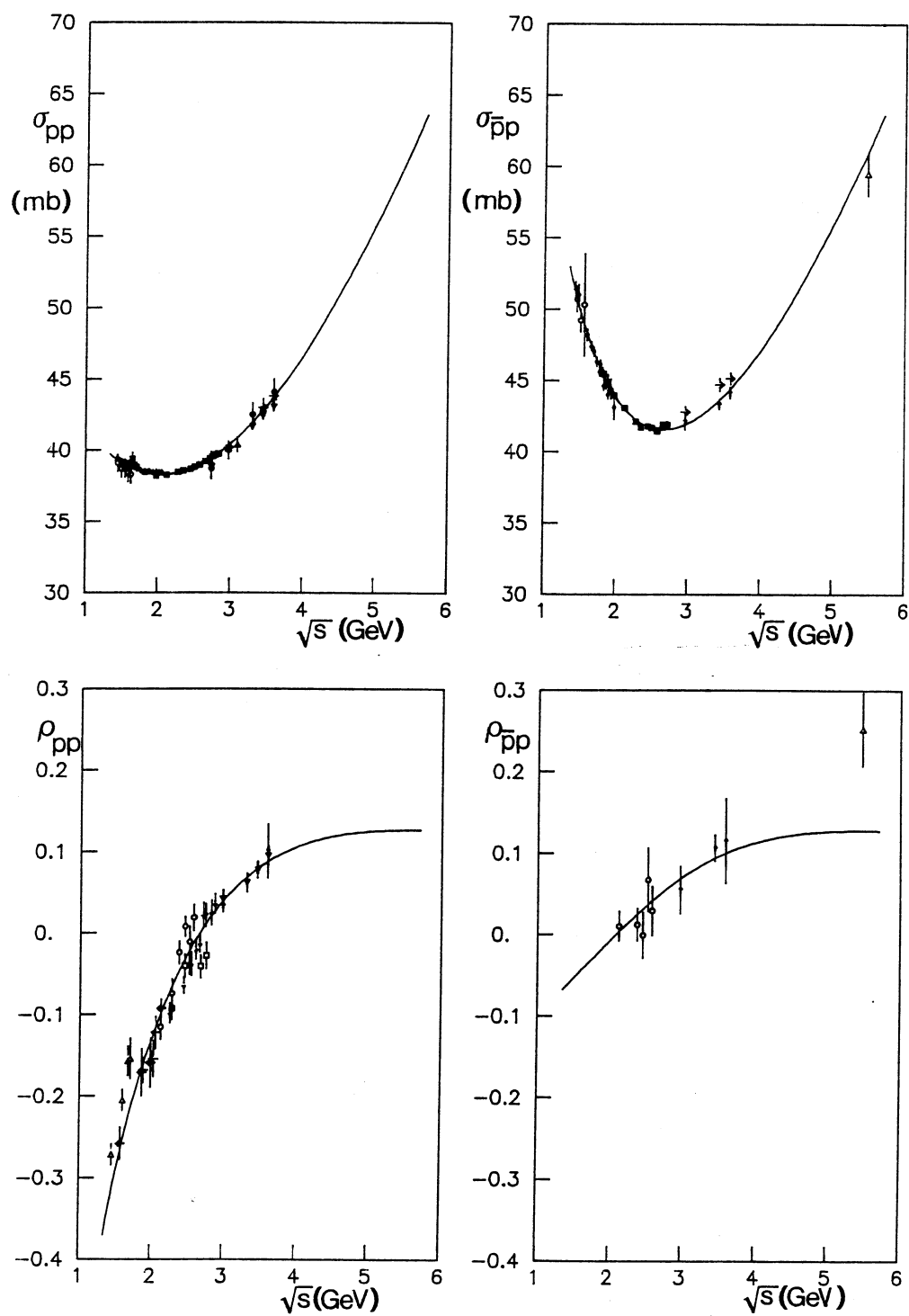


Figure 64 L'ajustement de la paramétrisation de AMALDI et al.

paramètre	valeur ajustée	erreur diagonale	erreur totale
A_1 (mb)	44.	0.19	+10. -5.
n_1	0.37	0.001	+0.09 -0.12
A_2 (mb)	24.9	1.2	fixe
n_2	0.556	0.012	fixe
B_1 (mb)	25.4	0.06	+8. -13.
B_2 (mb)	0.306	0.001	+0.33 -0.40
γ	1.87	0.002	+0.5 -0.8
$\sigma_t(40\text{TeV})$ (mb)	118.		+17 -15
χ^2/ndf	147./144		

table 14 L'ajustement de ρ et de σ_t en fonction de l'énergie.

La valeur de ρ fournie par l'ajustement à une énergie de 546 GeV est à la limite de l'incompatibilité (3.2 écarts types) avec notre mesure (fig. 64) . En fait celle ci contribue avec peu de poids à l'ajustement : la mesure est affectée d'une erreur totale égale à 0.04 alors qu'un ajustement sur les points de plus basse énergie prédit 0.13 ± 0.02 avec une erreur deux fois plus faible.

A l'opposé, la valeur de σ_{pp}^- à 546 GeV fournie par l'ajustement est compatible, à un écart type, avec la mesure expérimentale. Celle ci contribue fortement à l'ajustement : elle est affectée d'une erreur égale à 1.5 mb, inférieure à celle de la prédiction à partir des points de plus basse énergie, égale à 61.3 ± 2.1 mb.

d) Conclusion

Notre mesure introduit une déviation importante par rapport à la paramétrisation de AMALDI et al. et nous conduit à examiner d'autres paramétrisations.

2) La paramétrisation " à la BCM "

a) Introduction

Martin BLOCK et Robert CAHN [22] ont introduit une fonction analytique qui décrit le comportement de l'amplitude à haute énergie et qui satisfait les relations de dispersion d'une amplitude symétrique; André MARTIN [23] utilise une fonction similaire :

$$F^+(s) = i \cdot s \cdot \frac{A + B(\ln(s/s_0) - i\pi/2)^2}{1 + c(\ln(s/s_0) - i\pi/2)^2}$$

La borne de FROISSART est ici saturée lorsque c est nul; lorsque c est positif, la section efficace tend asymptotiquement vers une constante. Nous calculons directement les parties paire et impaire de l'amplitude et nous obtenons une paramétrisation complète en ajoutant les contributions des deux Reggeons.

b Les résultats

Il apparaît tout d'abord que la valeur de c est compatible avec zero et la paramétrisation " à la BCM " est très proche de la paramétrisation de AMALDI et al. En particulier la valeur du χ^2 est identique (fig. 65) et la valeur de ρ prédite à 546 GeV varie entre 0.12 et 0.14 (fig 66).

L'échelle des masses s_0 est très peu contrainte lors de l'ajustement : elle varie entre 10^{-127} GeV² et 5 GeV²! En fait le comportement de la paramétrisation à basse énergie est pris en compte par la contribution du Reggeon et la valeur de s_0 est corrélée avec A_1 et n_1 d'une part, et A et B d'autre part. La variation de s_0 s'accompagne d'une légère variation de forme ce qui modifie la valeur de c (fig 67) qui reste compatible avec zéro.

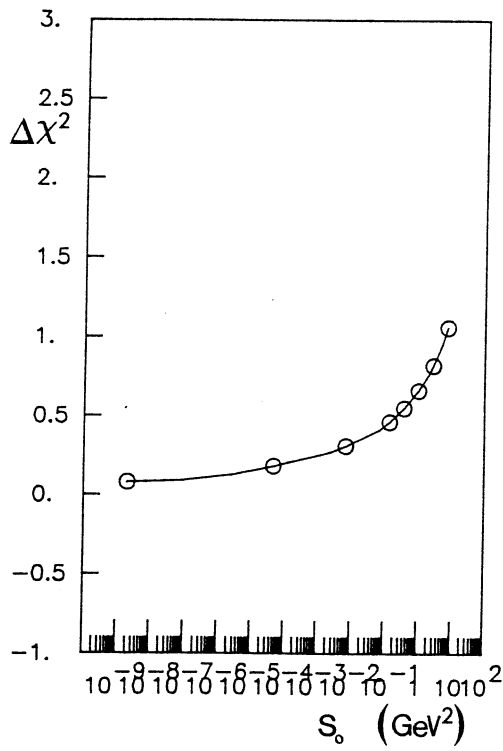


Figure 65 Variation du χ^2 en fonction de s_0

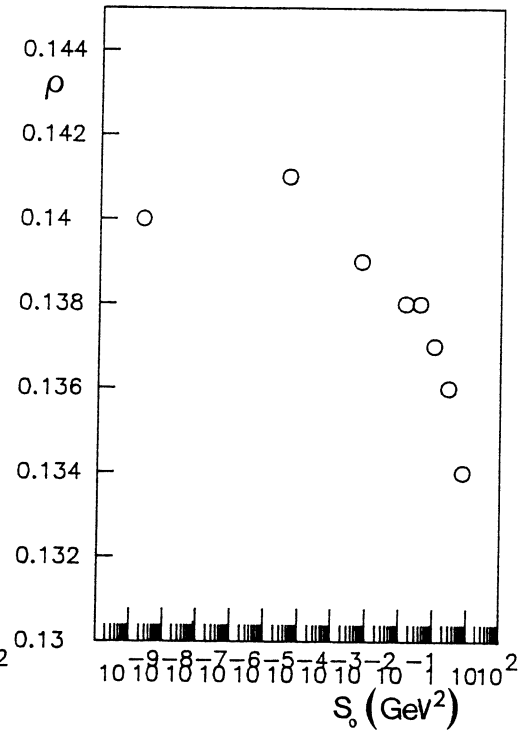


Figure 66 Variation de $\rho(546 \text{ GeV})$ en fonction de s_0

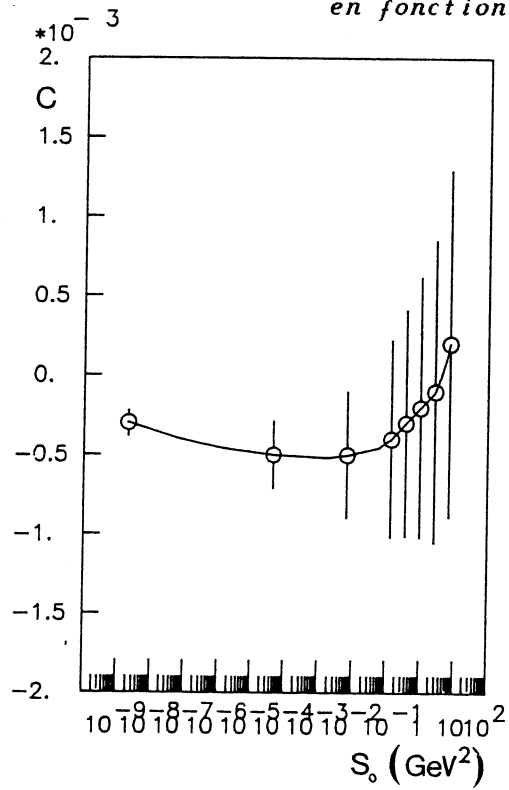


Figure 67 Variation de c en fonction de s_0

3) Le bilan de l'ajustement d'une seule amplitude paire

Notre mesure de ρ est incompatible avec les paramétrisations de AMALDI et al. et "à la BCM". Plus généralement nous avons essayé sans succès d'ajuster les données avec des formes diverses de l'amplitude, en particulier avec des polynômes de degré variable. Il apparaît impossible de rendre compte de notre résultat avec la seule amplitude F^+ à haute énergie. En effet la variation relative de la section efficace totale entre les ISR et le SPS est alors reliée de façon approximative à la valeur moyenne $\langle \rho \rangle$ de ρ dans la même plage en énergie, grâce aux relations de dispersion dérivées:

$$\int \rho(s) \cdot d(\ln(s)) = \langle \rho \rangle \cdot \ln\left(\frac{s(\text{SPS})}{s(\text{ISR})}\right) = \frac{\pi}{2} \cdot \ln\left(\frac{\sigma_t(\text{SPS})}{\sigma_t(\text{ISR})}\right)$$

Toutes les paramétrisations décrivant une dépendance de forme "raisonnable" de ρ entre les ISR et le SPS prédisent une valeur de $\langle \rho \rangle$ proche de $1/2(\rho(\text{SPS}) + \rho(\text{ISR}))$ et ne peuvent reproduire en même temps σ_t et ρ à la fois aux ISR et au SPS.

Nous allons donc introduire une fonction impaire de croisement.

4) L'introduction d'un oddéron

a) L'oddéron

L'hypothèse de la présence d'un oddéron à haute énergie n'est pas nouvelle; en effet la section efficace élastique différentielle au niveau du "dip" à grande impulsion transférée montre une différence entre les réactions proton-proton et proton-antiproton et les résultats des ISR montrent qu'elle ne décroît pas avec l'énergie: plusieurs modèles décrivent ce comportement à l'aide d'un oddéron. Nous introduisons ici une fonction impaire de croisement à impulsion transférée nulle [25]:

$$\frac{F^-(s)}{i \cdot s} = i \left(C^- + B^- \cdot [\ln(s/s^-) - i \cdot \pi/2]^{\gamma^-} \right)$$

Nous paramétrisons la partie symétrique de l'amplitude de façon semblable aux paramétrisations précédentes:

$$\frac{F^+(s)}{i.s} = C^+ + B^+.[\ln(s/s^+)-i.\pi/2]^{\gamma^+}$$

A haute énergie la fonction paire F^+ est presque imaginaire et l'on a:

$$\frac{\text{Re}}{\text{Im}} F^+(s) \underset{s \rightarrow \infty}{\approx} \frac{1}{\ln(s)}$$

Au contraire la fonction impaire F^- est presque réelle et l'on a:

$$\frac{\text{Re}}{\text{Im}} F^-(s) \underset{s \rightarrow \infty}{\approx} \ln(s)$$

l'introduction d'un oddéron nous permet donc d'atteindre des valeurs élevées de ρ_{pp}^- (546 GeV) tout en affectant peu la section efficace totale.

Nous ajoutons enfin les contributions des pôles de REGGE.

b) L'ajustement

Il est difficile d'ajuster simultanément 12 paramètres dont certains sont très fortement corrélés (4 paramètres pour les Reggeons, 4 pour la partie paire à haute énergie et 4 pour l'odderon). Nous fixons donc les valeurs des pentes de REGGE n_1 et n_2 à leur valeur théorique égale à 1/2. Nous devons diminuer notre erreur de la mesure de ρ à 0.005 pour influencer notablement l'ajustement. Les valeurs de γ^+ et γ^- sont contraintes par les théorèmes asymptotiques (fig. 70) [26] et nous les introduisons comme telles dans l'ajustement; nous obtenons alors les valeurs maximales $\gamma^+ = \gamma^- = 2$. La valeur de C^- est alors compatible avec zéro (table 15) et le χ^2 par degré de liberté égal à 1.5 (fig 69).

A haute énergie la valeur de $\Delta\sigma$ décroît comme $-B^-. \pi. \ln(s/s^-)$ et ρ tend vers $-B^-/B^+$ proche de 0.25

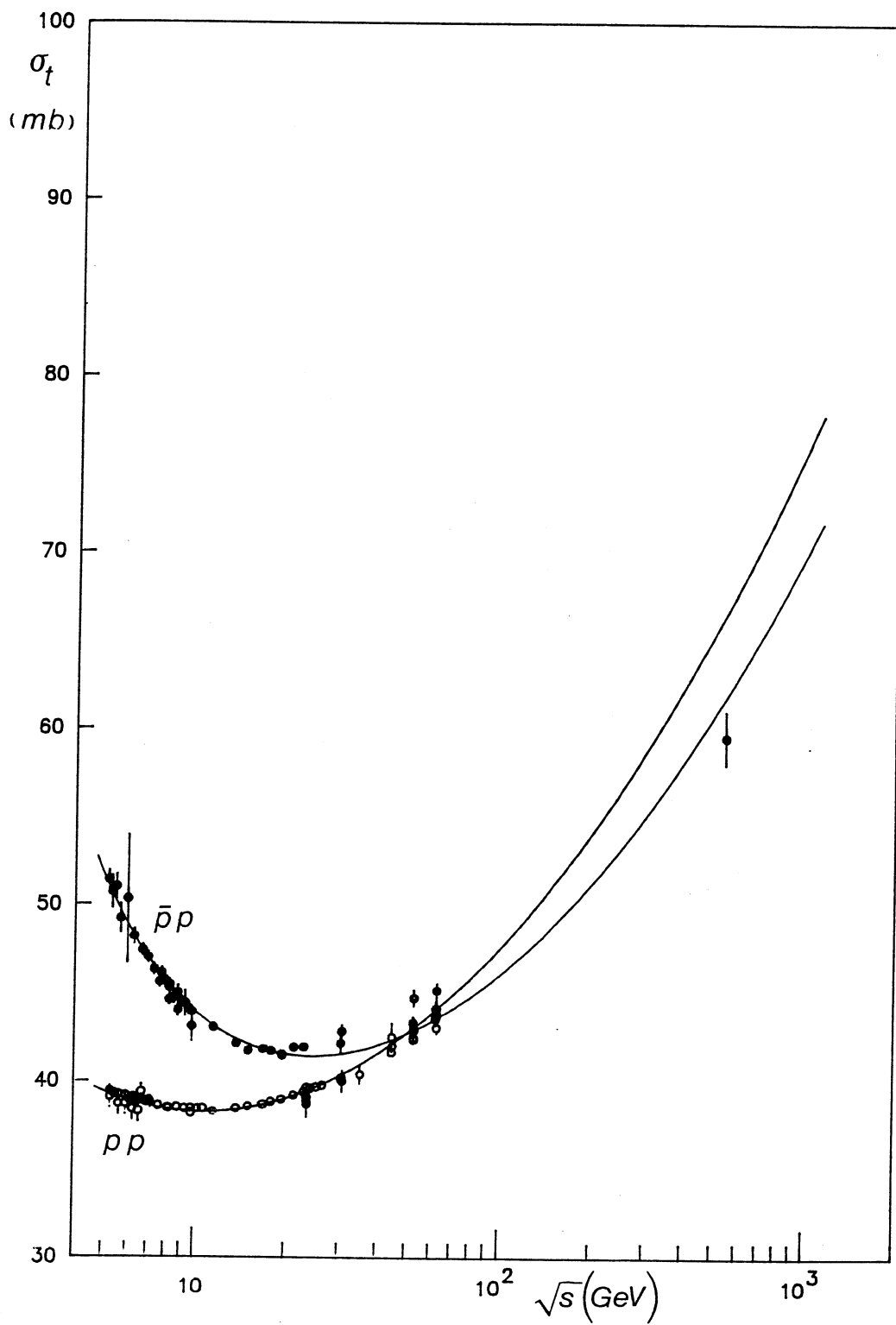
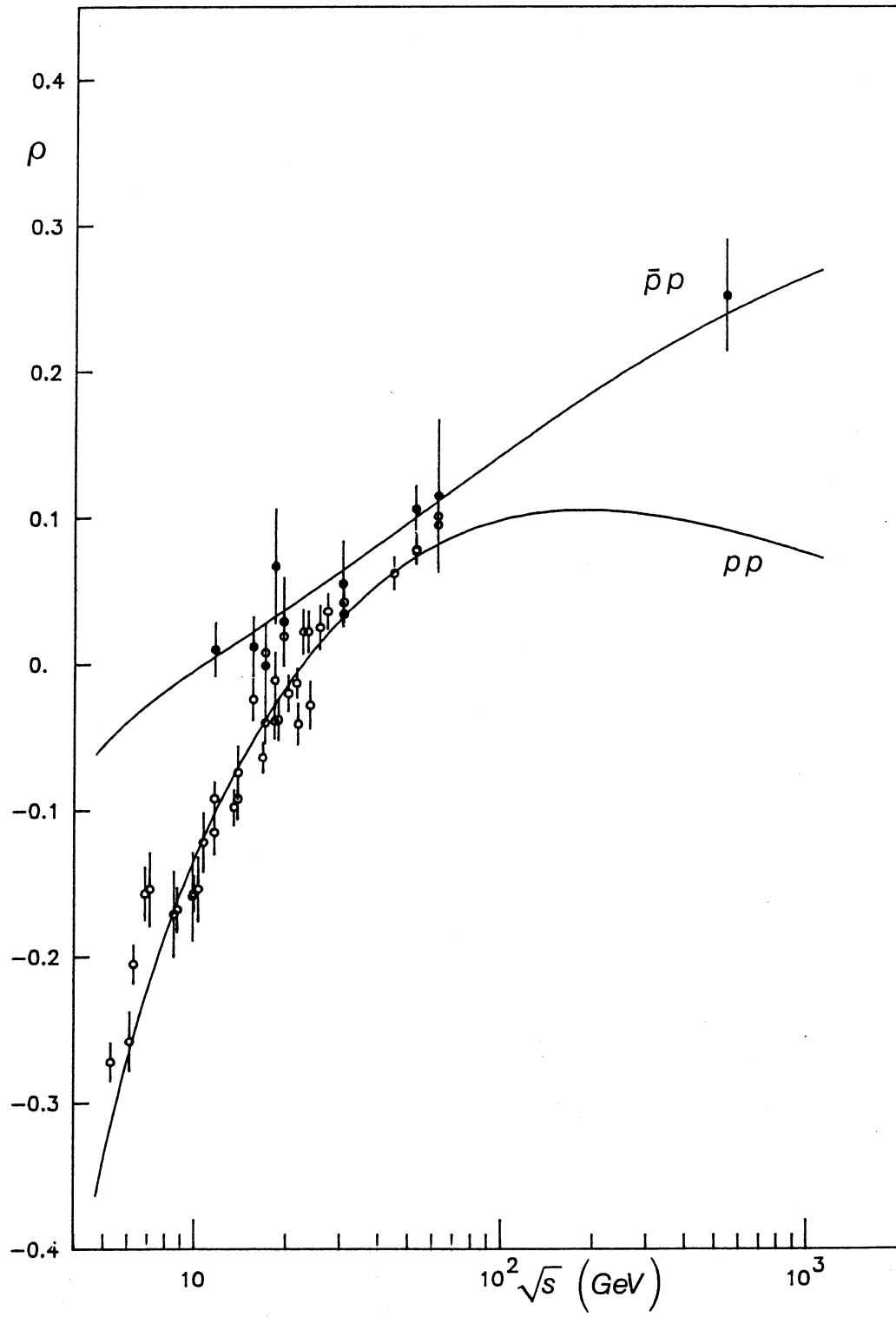


Figure 69 L'ajustement de la paramétrisation comportant un oddéron.



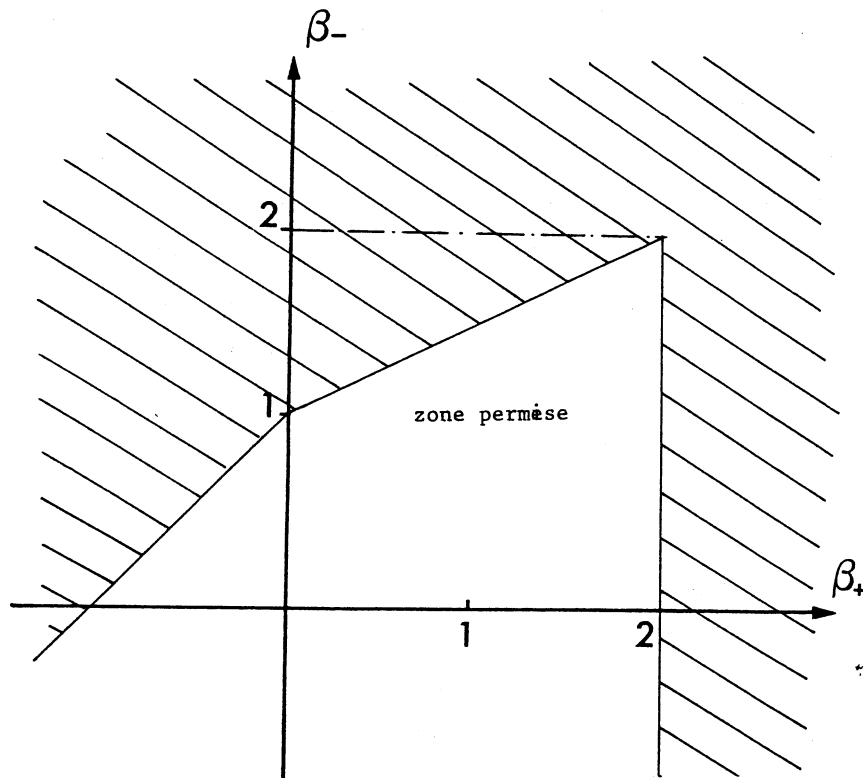


Figure 70 Le "plot" de CORNILLE.

paramètre	valeur ajustée	erreur totale
A_1 (mb)	20.1	2.3
n_1	0.5	fixe
A_2 (mb)	16.5	1.1
n_2	0.5	fixe
C^+ (mb)	39.4	0.3
B^+ (mb)	0.43	0.02
γ^+	2	extrémal
C^- (mb)	0.19	0.18
B^- (mb)	0.11	0.01
γ^-	2	extrémal
χ^2/ndl	213./144	

table 15 L'ajustement de la paramétrisation comportant un oddéron.

Notre mesure apporte une indication de la présence d'un oddéron à haute énergie. La mesure de la section efficace totale au Tévatron permettra difficilement de tester celle ci (table 16). Par contre la mesure de la valeur de ρ serait déterminante. Aux énergies supérieures seuls des accélérateurs proton-proton sont prévus. En effet les antiquarks de la mer d'un proton ayant une impulsion assez grande pour produire des réactions $\bar{q}q$ intéressantes sont alors fréquents, et l'emploi de protons faciles à produire permet d'augmenter fortement la luminosité.

Nous pensons qu'il est très important de prévoir une alimentation en antiprotons pour ces machines de façon à pouvoir comparer les sections efficaces proton-proton et proton-antiproton à une même énergie. D'autre part il est à craindre qu'il soit impossible de mesurer la valeur de ρ aux plus hautes énergies car les angles qu'il faut alors mesurer suivent une loi d'échelle en $1/p$ et les contraintes imposées à l'appareillage et à l'optique de la machine risquent d'être insurmontables.

			sans oddéron		avec oddéron			
machine	$\sqrt{s}$ (TeV)		σ (mb)	ρ	σ_{pp} (mb)	$\sigma_{\bar{p}p}$ (mb)	ρ_{pp}	$\rho_{\bar{p}p}$
Tévatron	2.	$p\bar{p}$	76.5	0.13	87.9	81.7	0.06	0.28
U.N.K.	6.	pp	91.6	0.13	110.	103.	0.03	0.30
S.S.C.	40.	pp	123.	0.12	159.	149.	-0.01	0.31

Table 16 extrapolation à haute énergie.

B) CONCLUSION

Nous avons mesuré la valeur du rapport de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'amplitude nucléaire élastique à l'avant.

Pour cela nous avons détecté des événements élastiques jusqu'à des angles de déflexion de $1.5 \cdot 10^{-4}$ radian en utilisant une optique tout à fait spéciale. Malgré la proximité du faisceau, nous avons pu étalonner les détecteurs et obtenir une précision satisfaisante. La grande sensibilité de la mesure de ρ a nécessité une étude aussi complète que possible des erreurs systématiques.

Nous obtenons $\rho = 0.25 \pm 0.04$. Cette valeur est incompatible à trois écarts types avec les paramétrisations "raisonnables" de l'amplitude et qui contiennent uniquement une partie paire de croisement. Elle suggère la présence d'un oddéron à haute énergie; cette hypothèse pourra être testée de façon très précise auprès des accélérateurs de plus haute énergie, soit en mesurant la valeur de $\rho(pp)$ ou de $\rho(\bar{p}p)$, soit en mesurant la différence entre les sections efficaces proton-proton et proton-antiproton à une même énergie.

REFERENCES

- [1] D.H. COWARD et al. Phys. Lett. 20 (1968) 292
- [2] G.B. WEST D.R. YENNIE Phys. Rev. 172 (1968) 1413
- [3] UA4 Collaboration M. BOZZO et al. Phys. Lett. 147B (1984) 385
- [4] U. AMALDI et al. Phys. Lett. 43B (1973) 231
- [5] CERN Accelerator School 1984 (preprint CERN 85-19)
- [6] P.E. FAUGERAS (preprint CERN SPS/84-7)
- [7] A. FAUGIER , Communication privée.
- [8] Collaboration UA4 : Amsterdam-CERN-Genova-Napoli-Pisa
- [9] J. BUSKENS et al. Nucl. inst. meth. Phys. Res. 207 (1983) 365
R. BATTISTON et al. Nucl. inst. meth. Phys. Res. A 238 (1985) 35
- [10] R. BATTISTON, Phys. Lett. 115B (1982) 333
R. BATTISTON, Phys. Lett. 117B (1982) 126
R. BATTISTON, Phys. Lett. 127B (1983) 472
M. BOZZO, Phys. Lett. 136B (1984) 217
M. BOZZO, Phys. Lett. 147B (1984) 385
M. BOZZO, Phys. Lett. 147B (1984) 392
M. BOZZO, Phys. Lett. 155B (1985) 197
D. BERNARD, Phys. Lett. 166B (1986) 459
D. BERNARD, Phys. Lett. 171B (1986) 142
D. BERNARD, Phys. Lett. 186B (1987) 227
- [11] TDC n° 2228A de LeCroy

- [12] Hybrides n° 542 et 543 de LMT, Thomson CSF, France
- [13] ADC-2281 48 canaux de LeCroy
- [14] UA4 Collaboration M. BOZZO et al. Phys. Lett. 147B (1984) 392
- [15] Minuit, Computer Physics Communications 10 (1975) 343
- [16] M. FROISSART Phys. Rev. 123 (1961) 1053
- [17] par exemple : M. JACOB , G.F. CHEW Strong interaction physics
 , BENJAMIN INC. 1964.
- [18] J.B. BRONZAN et al. Phys. Lett. 49B (1974) 272.
- [19] U. AMALDI et al. Phys. Lett. 66B (1977) 390.
- [20] A. MARTIN , Communication privée.
- [21] J. FISCHER Phys. Rep. 76-3 (1981) 159.
- [22] M. BLOCK, R. CAHN, Phys. Lett. 120B (1983) 224.
- [23] A. MARTIN, preprint TH-3901-CERN (1984)
- [25] B. NICOLESCU, An. fis. A79 (1983) 273
- [26] H. CORNILLE, N. Cimento 70 A (1970) 165

REMERCIEMENTS

2

PREMIERE PARTIE : L'EXPERIENCE

I.- LA PARTIE REELLE DE L'AMPLITUDE COULOMBIENNE	3
A) <u>I'introduction</u>	3
B) <u>La section efficace élastique différentielle</u>	3
1)La paramétrisation de la section efficace différentielle	3
2)L'interférence entre les amplitudes Coulombienne et nucléaire	6
II.- LE MONTAGE EXPERIMENTAL	8
A) <u>Le faisceau : optique à très grand β</u>	8
1) Introduction	8
2) Optique d'un anneau de collision	8
3) Contraintes sur l'optique pour la mesure de ρ	16
4) L'optique à grand β : une optique très particulière	23
B) <u>L'appareillage</u>	29
1) Introduction	29
2) Le cahier des charges	29
3) Le choix et le montage des détecteurs	30
4) Les pots Romains	32
5) Les plans de chambre à dérive	34
6) Le plan de chambre à fils proportionnels	36
7) Les compteurs à scintillation	38

C) <u>L'acquisition des données</u>	39
1) Le déclenchement	39
2) Le système d'acquisition	41
D) <u>La procédure expérimentale</u>	42
1) L'opération du SPS	42
2) Le remplissage de l'anneau	43
III.- L'ANALYSE DES DONNEES	45
A) <u>L'étalonnage des détecteurs</u>	45
1) L'étalonnage des chambres à dérive	45
2) L'étalonnage des plans proportionnels	50
B) <u>La position longitudinale du point d'interaction</u>	60
1) Le réglage de la position moyenne lors de la prise de données	60
2) La mesure précise de la position moyenne en cours d'analyse	61
3) La mesure de l'écart type.	65
C) <u>La reconstruction des événements</u>	67
1) Le compactage et la reconstruction	67
2) La reconstruction des traces	67
3) L'association au plan proportionnel.	70
D) <u>La sélection des événements élastiques</u>	71
1) Introduction	71
2) La configuration de l'événement	71
3) La recherche d'une combinaison élastique	72

E) <u>Le calcul de la quadri-impulsion transférée t</u>	76
1) La position latérale du point d'interaction	76
2) Le calcul de l'angle de déflexion $\hat{\theta}$	76
3) La réduction des erreurs systématiques	80
4) Le calcul de t	
F) <u>Le calcul des efficacités</u>	85
1) Les chambres à dérive	85
2) Les chambres proportionnelles	86
IV.- LE CALCUL DE L'ACCEPTANCE	88
A) <u>La méthode utilisée</u>	88
B) <u>La simulation de l'acceptance</u>	90
1) Introduction	90
2) La génération d'un événement	90
C) <u>L'acceptance</u>	92
V.- LE CALCUL DE LA PARTIE REELLE	93
A) <u>La méthode</u>	93
1) La correction de la distribution expérimentale	93
2) La valeur de la section efficace totale	94
B) <u>L'ajustement sur un échantillon des données</u>	95
1) La méthode	95

2) L'angle du faisceau	96
<u>C) L'ajustement sur l'ensemble des données</u>	97
1) La première méthode	97
2) Le choix de ρ_0	98
3) La seconde méthode	99
4) La valeur de ρ	101
<u>D) Les erreurs systématiques</u>	101
1) L'incertitude de la valeur de la section efficace totale	101
2) L'incertitude sur la valeur de la pente	102
3) L'erreur de la mesure de Z	102
4) L'incertitude de la position des détecteurs	102
5) L'incertitude de la mesure de l'angle du faisceau	103
6) L'erreur totale	103
<u>E) LA CONCLUSION</u>	104

DEUXIEME PARTIE : LA THEORIE	105
I.- LA SECTION EFFICACE TOTALE	105
<u>A) Introduction</u>	105
<u>B) Les mesures de la section efficace totale</u>	106
<u>C) Les variations de la section efficace totale</u>	107
II.- LES RELATIONS DE DISPERSION	108
<u>A) Le calcul des relations de dispersion</u>	108
<u>B) La relation entre ρ et σ_t</u>	110
<u>C) Les relations de dispersion quasilocales</u>	111
III.- L'EXTRAPOLATION DE σ_t A HAUTE ENERGIE	112
<u>A) Les paramétrisations de la section efficace totale</u>	112
1) La paramétrisation de AMALDI et al.	112
2) La paramétrisation " à la BCM "	118
3) Le bilan de l'ajustement d'une seule amplitude paire	120
4) L'introduction d'un oddéron	120
<u>B) Conclusion</u>	126
REFERENCES	127
TABLE DES MATIERES	129

RESUME

Nous mesurons la partie réelle de l'amplitude nucléaire élastique proton-antiproton à l'avant à une énergie dans le centre de masse de 546 GeV en utilisant l'interférence avec l'amplitude Coulombienne .

Nous avons pris les données au collisionneur SPS du CERN , avec une optique spéciale de façon à détecter des diffusions élastiques avec un très faible angle de déflexion. Nous étalonnons tout d'abord les différents détecteurs. Nous reconstruisons ensuite les trajectoires des particules chargées dans les chambres à fils. La mesure des acolinéarités horizontale et verticale entre le proton et l'antiproton permet de sélectionner efficacement les événements élastiques. Nous mesurons l'efficacité des chambres à partir des données elles même grâce à la redondance de l'information. Nous simulons l'acceptance de l'appareillage, l'effet de l'inefficacité et de la résolution des détecteurs, et les effets de faisceau par une méthode de Monte-Carlo. Nous corrigeons alors la distribution de la valeur de la quasi-impulsion transférée , et un ajustement fournit la valeur du rapport de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'amplitude égal à 0.25 ± 0.04 .

Les relations de dispersion établissent une liaison entre les parties réelle et imaginaire de l'amplitude nucléaire. La plupart des modèles décrivant l'amplitude nucléaire comportent uniquement une partie symétrique de croisement à haute énergie et prédisent une valeur du rapport à 546 GeV proche de 0.13. Notre mesure, plus élevée à trois déviations standard, constitue l'indication d'une physique nouvelle à haute énergie, compatible avec un oddéron .

MOTS CLES

partie réelle, nucléaire, proton, élastique, amplitude, antiproton, SPS.