

AB

ORSAY
n° d'ordre

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le Titre de DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité Physique des Particules

par

Corinne AUGIER

Sujet : **"Mesure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique proton-antiproton vers l'avant, à l'énergie dans le référentiel du centre de masse de 541 GeV."**

soutenue le 15 mars 1993

devant la Commission d'examen

MM. Daniel FOURNIER
Luigi DI LELLA
Maurice GIFFON
Maurice HAGUENAUER
Giorgio MATTHIAE

Président

Thesis-1993-Augier

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00047909

ORSAY
n° d'ordre

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le Titre de DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité Physique des Particules

par

Corinne AUGIER

Sujet : "Mesure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique
proton-antiproton vers l'avant, à l'énergie dans le référentiel du
centre de masse de 541 GeV."

soutenue le 15 mars 1993

devant la Commission d'examen

MM. Daniel FOURNIER
Luigi DI LELLA
Maurice GIFFON
Maurice HAGUENAUER
Giorgio MATTHIAE

Président

Signature
[Signature]

*Ah, il est bien difficile de dire merci individuellement,
après presque trois années passées tous ensemble,
alors que petits problèmes comme grandes satisfactions,
ont toujours été partagés avec autant d'enthousiasme!
En conclusion, merci à vous tous, et.. A Nous!*

Merci

à François Jacquet, pour son accueil au sein du LPNHE;

à Jean Bourotte, pour sa participation constante à mon dur apprentissage du métier de physicien expérimentateur, et pour l'accueil chaleureux que j'ai reçu de sa famille et ses amis lors de mes séjours dans le "pays de Gex";

et surtout, à Maurice Haguenaer, qui a dirigé cette thèse de main de maître, qui a su lire, relire encore et toujours le manuscrit, plus qu'un livre aimé, tout en accomplissant avec brio la tâche délicate de "spokesman" de la collaboration UA4/2;

aux membres de mon jury: Daniel Fournier, qui en a accepté la présidence, Luigi Di Lella et Maurice Giffon, qui ont été les rapporteurs de cette thèse et m'ont éclairé de leurs conseils pour les corrections, et Giorgio Matthiae, qui après trois années de soutien constant au sein de la collaboration, a bien voulu être présent pour l'achèvement de ce travail;

à Denis Bernard, qui m'a aidé à faire mes premiers pas dans le monde de la recherche, et à tous les membres de la collaboration UA4/2, qui m'ont accueilli avec gentillesse et m'ont toujours fait profiter de leur expérience avisée;

à tous les membres du groupe de mécanique du LPNHE, avec lesquels j'ai pu participer à la mise en oeuvre des détecteurs à fibres scintillantes;

aux physiciens et aux personnels des groupes administratif, électronique et informatique du laboratoire qui, à des degrés divers ont constamment soutenu et encouragé l'élaboration de cette thèse tout au long de ces trois années;

à ma famille, sans laquelle ni ces remerciements, ni cette thèse n'auraient lieu d'être, et à tous mes amis, d'ici et d'ailleurs, qui ont supporté mes sautes d'humeur et mes grandes satisfactions avec la même constance, même lorsque c'était pénible;

et puis, à toi, bien sûr, toujours présent, même quand je suis loin, et aussi à nous, parce que quand même, c'est Nous!

Introduction

Les collisions douces hadrons-hadrons concernent deux grands types de processus: diffractif ou à production multiple. Nous nous intéresserons surtout à l'une des sortes de réactions de la première catégorie, que constitue la diffusion élastique. En particulier, nous distinguerons la réaction $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$, base de notre expérience, mais aussi la réaction croisée $pp \rightarrow pp$, utile pour une étude théorique plus approfondie de nos résultats. Cette thèse a pour objet l'étude de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$ vers l'avant, à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 541.2 GeV . La mesure associée, effectuée par la collaboration UA4/2, a eu lieu auprès du collisionneur $S\bar{p}\bar{p}S$ du CERN en fin d'année 1991, et fait suite à celle effectuée en 1985 par la collaboration UA4, qui avait donné une valeur plus élevée que celle prévue par la plupart des modèles théoriques.

La première partie consiste en une description de l'expérience. Le chapitre 1 présente une introduction à la physique des collisions élastiques, ainsi que les motivations qui ont conduit à réaliser l'expérience. La zone expérimentale est décrite au chapitre 2. L'ensemble de détection et la prise de données font l'objet du chapitre 3. Enfin, le chapitre 4 est consacré à l'étude plus particulière des détecteurs à fibres scintillantes, conçus et réalisés au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique, et qui ont fait l'objet d'un grand nombre de tests en faisceau durant toute l'année 1991.

La deuxième partie de cette thèse concerne l'analyse des données. Le chapitre 5 présente les méthodes de reconstruction utilisées, ainsi que les efficacités et résolutions associées aux détecteurs. La méthode de calcul de la distribution en acceptance servant à normaliser nos distributions expérimentales est présentée au chapitre 6. Enfin, le chapitre 7 décrit la méthode d'obtention des distributions expérimentales en t corrigées.

La troisième et dernière partie est plus liée à la théorie des collisions élastiques et aux résultats de notre expérience. Le chapitre 8 présente la mesure de la luminosité intégrée, ainsi que la valeur de la section efficace totale obtenue. Le chapitre 9 est consacré à l'ajustement des paramètres de la théorie sur nos données (valeurs de la pente B , du rapport ρ de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique). Enfin, le chapitre 10 décrit l'extrapolation de la valeur de la section efficace totale et de la partie réelle aux énergies des futurs collisionneurs par utilisation de notre mesure, en étudiant plusieurs modèles théoriques.

Chapitre 1

Introduction : La Diffusion Élastique

1.1 La mesure de la partie réelle.

1.1.1 Introduction

La collaboration UA4/2¹ [1], a pour objectif la mesure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique proton-antiproton, à une énergie dans le centre de masse de 541.2 GeV, obtenue auprès du collisionneur $S\bar{p}S^2$ du CERN³.

Cette expérience fait suite à une mesure effectuée par la collaboration UA4⁴ en 1985 sur le même paramètre [2]. La valeur mesurée du rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique $p\bar{p}$, $\rho = 0.24 \pm 0.04$, a été trouvée à trois écarts standard plus élevée que la valeur de 0.13 prédite par la théorie en utilisant les relations de dispersion (lien entre partie réelle et partie imaginaire de l'amplitude de diffusion), et le théorème optique (lien entre la section efficace totale de la diffusion et la partie imaginaire de son amplitude). Ceci a conduit à de nouvelles interprétations théoriques [3]. Cependant, cette mesure provenait d'une prise de données de seulement trois jours, et les effets systématiques n'ont pu être étudiés de façon satisfaisante à cause du manque de statistique. Elle peut donc être incorrecte. Si ce n'est pas le cas, deux classes d'interprétations théoriques se sont dégagées depuis 1987, l'une introduisant un nouveau seuil dans la paramétrisation de la section efficace totale en fonction de l'énergie, l'autre se basant sur l'addition à l'amplitude de diffusion d'une partie

¹Dipartimento di Fisica, Università di Genova, and Sezione INFN, Genoa, Italy,
LPNHE, Ecole Polytechnique/IN2P3-CNRS, Palaiseau, France,
Czechoslovak Academy of Sciences, Praha, Czechoslovakia,
Dipartimento di Fisica, Università di Roma II and Sezione INFN, Roma, Italy,
IFIC, Centro Mixto Universidad de Valencia-CSIC, Valencia, Spain.

²Super proton-antiproton Synchrotron

³Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴Amsterdam, CERN, Gènes, Naples, Palaiseau, Pise

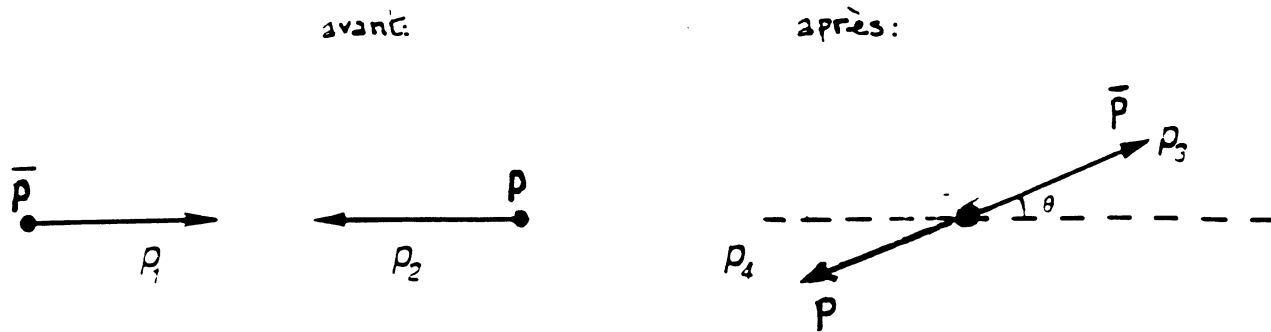


Figure 1.1: Principe de la diffusion élastique $p\bar{p}$ dans le référentiel du centre de masse des particules.

antisymétrique de croisement, l'oddéron. En fait, une combinaison de ces deux hypothèses peut aussi expliquer la valeur élevée de ρ . Il est important de bien comprendre les phénomènes physiques liés à cette mesure, qui doit être infirmée ou confirmée. Ceci pourrait amener de nouvelles lignes de recherches auprès des collisionneurs LHC⁵ et SSC⁶.

Un petit nombre de physiciens, pour la plupart issus de la collaboration UA4, a donc décidé de former un groupe de recherche en vue de renouveler la mesure de ρ effectuée en 1985, en apportant le plus grand nombre possible d'améliorations au montage expérimental, de façon à réduire les sources d'erreurs systématiques.

1.1.2 La diffusion élastique proton-antiproton.

Le principe de la diffusion élastique d'un proton sur un antiproton est montré sur la figure 1.1. Lors de l'interaction, un proton et un antiproton qui subissent une collision élastique, échantent un quadrimoment de carré t , et leur trajectoire est déviée d'un angle θ . La diffusion élastique $p\bar{p}$ est décrite par la relation suivante:

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

Les particules de l'état initial conservent leur identité, leur quadrimoment p pouvant changer. Ici, nous appelons p_1, p_2, p_3, p_4 les modules des impulsions dans le référentiel de centre de masse des particules. Ils sont égaux et nous les notons p . Les variables invariantes de Lorentz correspondantes sont s , carré de l'énergie totale dans le centre de masse, et t , carré de la quadri-impulsion transférée entre le proton et l'antiproton, et u . Elles sont obtenues comme

⁵Large Hadron Collider - CERN

⁶Superconducting Super Collider - Dallas, Texas

suit,

$$\begin{cases} s = (p_1 + p_2)^2 = 4E^2 \\ t = (p_1 - p_3)^2 = -2p^2(1 - \cos \theta) \\ u = (p_1 - p_4)^2 = \sum_i m_i^2 - s - t \end{cases}$$

m_i étant les masses respectives de chacune des particules dans le collisionneur. Le quadriment de carré t , échangé par le proton et l'antiproton lors de la diffusion élastique d'angle θ peut être approximé, du fait que l'angle est petit, à:

$$t = -\theta^2 p^2 \quad (1.1)$$

Lors d'une collision proton-antiproton, les processus de diffusion élastique ne sont pas les seuls intervenant. Nous devons tenir compte des processus de diffusion inélastique, tels ceux de dissociation diffractive simple ou double, pour lesquels l'une ou les deux particules incidentes sont excitées vers un état X de plus haute masse, et se désintègrent en particules d'état final dont chaque groupe suit la direction des particules incidentes. D'autres types de processus inélastiques non diffractifs peuvent entrer en jeu aussi, dont nous ne parlerons pas ici. Dans la section efficace totale de la réaction, σ_{tot} , sont pris en compte à la fois la section efficace associée aux processus élastiques, et celle associée aux différents processus inélastiques: $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in}$. Nous voulons détecter les événements associés à la section efficace élastique pour notre mesure de la partie réelle, il nous faut donc un système de mesure adapté afin de sélectionner au maximum les événements élastiques.

1.1.3 Amplitude et section efficace de diffusion.

La diffusion élastique peut être décrite par une amplitude invariante $F(s, t)$, fonction uniquement de deux variables de Mandelstam indépendantes:

$$F(s, t) = \langle p_3 p_4 | T | p_1 p_2 \rangle \quad (1.2)$$

T est la matrice de transition entre l'état initial et l'état final, et nous négligeons les effets de spin.

La section efficace différentielle de diffusion élastique, $d\sigma/dt$, est fonction de l'amplitude $F(s, t)$ par la relation ci-dessous (1.3):

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{\pi}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi s p^2} |F(s, t)|^2 \quad (1.3)$$

Le théorème optique lie la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant à quadriment transféré nul, à la section efficace totale de diffusion (1.4):

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{1}{2p\sqrt{s}} \text{Im} F(s, t=0) \quad (1.4)$$

Dans cette image optique, la diffusion élastique est vue comme l'ombre de tous les canaux inélastiques ouverts à l'énergie à laquelle on travaille. A haute énergie, $s \sim 4p^2$ et nous pouvons réécrire la section efficace différentielle élastique et le théorème optique:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} |F(s, t)|^2 \text{ et } \sigma_{tot} = \frac{1}{s} \text{Im} F(s, t = 0) \quad (1.5)$$

1.1.4 La section efficace différentielle élastique.

Nous accédons à la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique par la mesure du terme d'interférence entre l'amplitude associée à la diffusion d'interaction forte (nucléaire), et l'amplitude de diffusion coulombienne. La section efficace différentielle élastique est obtenue par la combinaison de ces deux amplitudes, par l'intermédiaire de leur module $|F(s, t)|$ (voir équation 1.5). Aucune observable ne permet l'accès direct à la phase de l'amplitude nucléaire, exprimée par le rapport ρ . Nous obtenons:

$$\frac{d\sigma(s, t)}{dt} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{dN(t)}{dt} \quad (1.6)$$

Ici \mathcal{L} est la luminosité du collisionneur, définie au paragraphe 2.2.2, et dN/dt représente la distribution expérimentale en t du nombre total d'évènements élastiques produits. Nous écrivons la section efficace différentielle élastique en tenant compte des deux amplitudes:

$$\frac{d\sigma(t)}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} |F_c(s, t) + F_n(s, t)|^2 \quad (1.7)$$

L'amplitude de diffusion coulombienne représente la diffusion de Rutherford et résulte de l'échange d'un photon entre les particules interagissant. Cette amplitude est le produit de l'amplitude d'interaction ponctuelle, avec un facteur de forme et un facteur de phase:

$$F_c(s, t) = 8\pi(\hbar c)\alpha s \frac{G^2(t)}{|t|} \exp^{-i\alpha\phi} \quad (1.8)$$

($\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine).

Le facteur de forme dipolaire $G(t)$ est la transformée de Fourier de la distribution spatiale de la charge électrique du proton. Il s'écrit:

$$G(t) = \frac{\lambda^2}{(\lambda + |t|)^2} \text{ avec } \lambda = 0.71 \text{ GeV}^2 \quad (1.9)$$

Le facteur de phase décrit entre autres, l'échange de plusieurs photons, la polarisation du vide, l'excitation éventuelle d'états hadroniques. Au premier ordre, le calcul de ce terme nous donne [4]:

$$\phi = \ln\left(\frac{2}{B \times |t|}\right) - \gamma \quad (1.10)$$

où $\gamma = 0.577$ est la constante d'Euler, et B la pente diffractive associée à l'amplitude d'interaction forte, supposée identique pour la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude [5].

La distribution expérimentale en t associée à la section efficace différentielle élastique nucléaire pour le processus de diffusion élastique $p\bar{p}$ est de forme exponentielle. Nous pouvons alors paramétriser l'amplitude de diffusion nucléaire en utilisant le théorème optique (voir équation 1.4), et en supposant que le rapport $\rho(t)$ de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique $p\bar{p}$, est indépendant de $|t|$ pour un petit domaine en t , ce qui semble raisonnable dans notre domaine en t , d'après les données des *ISR*⁷. Nous obtenons:

$$F_n(s, t) = s \frac{\sigma_{tot}}{(\hbar c)} (\rho + i) \exp^{-B|t|/2} \quad (1.11)$$

La forme théorique de la section efficace différentielle est finalement donnée par l'expression:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(s, t) = \frac{4\pi(\hbar c)^2 \alpha^2 G^4(t)}{|t|^2} + \frac{\sigma_{tot} \alpha (\rho - \alpha \phi(t)) G^2(t) e^{-B|t|/2}}{|t|} + \frac{(1 + \rho^2) \sigma_{tot}^2 e^{-B|t|}}{16\pi(\hbar c)^2} \quad (1.12)$$

Cette expression est reliée à la distribution expérimentale en t par la relation 1.6.

La forme de la distribution en t , que l'on utilise pour ajuster les données de la distribution en t observée, contient donc 3 termes, comme montré dans l'équation 1.12, qui se répartissent comme suit:

- 1 composante purement **électromagnétique**, proportionnelle à $1/t^2$, qui domine pour $|t| < 10^{-3} \text{ GeV}^2$ (premier terme).
- 1 composante purement **nucléaire**, proportionnelle à $\sigma_{tot}^2 e^{-B|t|}$, qui varie peu à petites valeurs de $|t|$ et domine pour $|t| > 10^{-3} \text{ GeV}^2$ (troisième terme).
- 1 composante d'**interférence** des deux amplitudes, proportionnelle à $\rho \sigma_{tot}$, variant en $e^{(-B|t|/2)}$ et en $1/|t|$ (second terme).

Dans cette formule, la forme du pic de diffraction est décrite par une seule forme exponentielle, e^{Bt} . La valeur de la quantité $(1 + \rho^2) \sigma_{tot}$ est obtenue par une mesure simultanée de la diffusion élastique à petit moment transféré au carré t , du taux de comptage des événements inélastiques (méthode indépendante de la luminosité), et par utilisation du théorème optique.

La mesure de ρ correspond à l'estimation de la contribution de l'interférence constructive (destructive) pour la diffusion proton-antiproton (proton-proton), entre les amplitudes nucléaire et coulombienne. La grandeur relative du terme d'interférence est maximale lorsque les normes des deux amplitudes sont à peu près égales ($|F_n| \sim |F_c|$) (en supposant $\sqrt{1 + \rho^2} \sim 1$, $G(t) \sim 1$), soit:

$$|t| \sim (\hbar c)^2 \frac{8\pi\alpha}{\sigma_{tot}} \quad (1.13)$$

A l'énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 541.2 \text{ GeV}$, nous obtenons $|t| = 1.1 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$, ce qui correspond à une valeur de l'angle de diffusion θ d'environ $120 \mu\text{rad}$ (avec $(\hbar c)^2 = 0.387 \text{ mb} \cdot \text{GeV}^2$ et $\sigma_{tot} = 63.3 \text{ mb}$).

La mise en oeuvre d'une telle expérience nécessite l'accès à de très petits angles de diffusion, comme nous le verrons aux chapitres 2 et 3.

⁷Intersecting Storage Rings, CERN

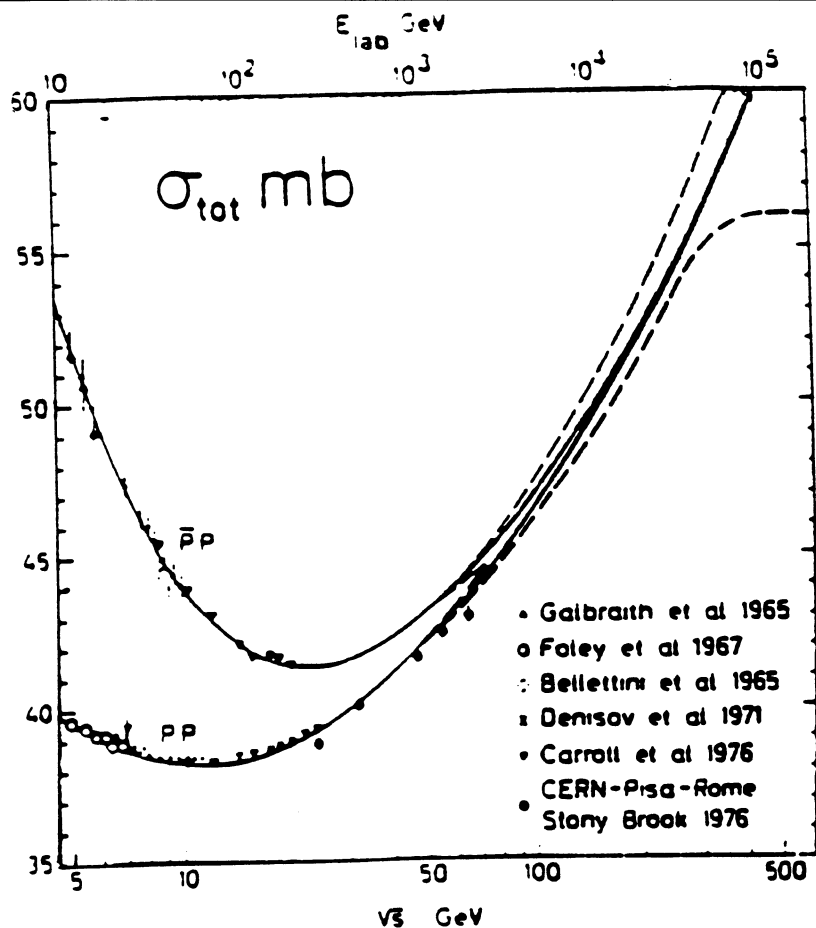


Figure 1.2: Les sections efficaces totales de diffusion élastique proton-proton et proton-antiproton: comparaison entre prédiction théorique et données [8].

1.2 Les motivations pour la mesure de la partie réelle.

1.2.1 Les résultats de la collaboration UA4.

Un calcul [6] effectué à partir des relations de dispersion sur les données des *ISR*, prédit une valeur de $\sigma_{tot}(1 + \rho^2)$ entre 56 et 66 mb pour le collisionneur *SppS*, hypothèse confirmée par les données de la collaboration UA4 (63.3mb)[7], malgré le faible bras de levier, ce qui montre la puissance de prédiction de ce type d'analyse. Le résultat est montré figure 1.2. En utilisant le même type de paramétrisation et la mesure de σ_{tot} , une valeur de $\rho = 0.13$ a été prédite pour les énergies du collisionneur. L'analyse des relations de dispersion a aussi été faite en utilisant des formes particulières de l'amplitude de diffusion, données par des modèles théoriques. La plupart d'entre eux prédisent une valeur de ρ autour de 0.13, d'autres utilisant un oddéron prédisent des valeurs plus élevées (voir chapitre 10).

La mesure de ρ par la collaboration UA4, sur un court run au *SppS* a donné $\rho = 0.24 \pm 0.04$, presque trois écarts standard au dessus des prédictions. Ce résultat peut être incorrect, à cause des nombreuses sources possibles d'erreurs systématiques: L'erreur de 0.04 sur la mesure de ρ est obtenue en ajoutant quadratiquement l'incertitude associée à la statistique (0.025) et celle provenant des différents effets systématiques (0.025).

Cette dernière contient la contribution des incertitudes sur B (0.012) et sur σ_{tot} , la contribution dominante résultant de l'incertitude sur la position relative des détecteurs (0.015). Quant aux erreurs sur la mesure de l'angle de diffusion ($164\mu rad$ à $t = 2 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$), elles diffèrent suivant la méthode utilisée.

Pour résoudre les divergences théoriques sur les modèles prédisant une valeur de ρ plus proche de 0.13 et ceux prédisant une valeur plus proche de 0.24, et éventuellement définir de nouvelles voies de recherche à plus haute énergie, il est important de renouveler la mesure de ρ , en effectuant le plus d'améliorations possibles par rapport à l'expérience effectuée par la collaboration UA4. C'est ce qui a été proposé et réalisé par l'expérience UA4/2, et fait l'objet de cette thèse.

1.2.2 Les améliorations pour la mesure.

Pour la mesure de 1985, le nombre d'évènements dans la distribution finale était 7×10^4 . La luminosité du collisionneur ayant considérablement augmenté (d'un facteur 20), en particulier grâce au nouvel accumulateur d'antiprotons, une prise de données semblable fournirait environ 1 million d'évènements, ce qui réduit l'erreur statistique à $\Delta\rho = 0.01$, d'après notre simulation. Nous pourrions de plus réduire l'erreur systématique par une détermination indépendante de la pente diffractive B (sur un intervalle en $|t|$ plus large que celui utilisé pour la mesure de ρ).

A $\sqrt{s} = 541.2 \text{ GeV}$, les amplitudes de diffusion coulombienne F_c et nucléaire F_n sont du même ordre de grandeur pour $|t_0| \sim 1.1 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$. La valeur minimale de t dans la distribution finale de UA4 était $|t_{min}| = 2 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Avec une optique différente, permettant une approche des détecteurs par rapport au faisceau meilleure qu'en 1985, et une valeur de l'émittance des faisceaux de l'ordre de $5 \times 10^{-8} m \text{ rad}$, nous devrions obtenir une valeur de $|t_{min}|$ proche de $0.7 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Mais le simple fait de mesurer des valeurs de t en dessous de $|t_0|$ produit déjà un meilleur contrôle des erreurs systématiques.

La mesure de la diffusion élastique à grandes valeurs de $|t|$ est aussi importante pour l'étude du comportement de la pente B . En 1985, t_{max} était limité à une valeur de 0.035 GeV^2 par l'ouverture des dipôles magnétiques près du quadrupôle Q4.20. Nous verrons au chapitre suivant qu'à présent les points mesurés restent dans la longue section droite. Le transfert maximum $|t_{max}|$ sera limité par les 20 cm de diamètre du tube à vide à la valeur $|t_{max}| = 0.135 \text{ GeV}^2$.

L'absence de halo pour le faisceau est essentielle pour l'expérience. Nous envisageons de le réduire grâce à un système de collimateurs. Ceci sera effectué à des intervalles réguliers de manière à diminuer le bruit de fond. C'est ce que nous appelons le *scraping*. C'était déjà le cas en 1985, mais le système de collimateurs a été optimisé depuis [9].

Nous allons enregistrer les coordonnées transverses du faisceau, obtenues par des

BPCS (Beam Position Control System), la position longitudinale des croisements $p\bar{p}$ étant mesurée par la différence en temps des signaux issus de compteurs à scintillation placés des deux côtés du point d'interaction.

Une mesure de la section efficace totale, $(1 + \rho^2)\sigma_{tot} = 63.3 \pm 1.5mb$, a été utilisée lors de l'ajustement de la valeur de ρ en 1985. Nous pouvons obtenir une nouvelle mesure de σ_{tot} par une méthode dépendante de la luminosité (voir §8).

Il est crucial pour la mesure de ρ , de connaître très précisément la position des détecteurs associés à la mesure des angles de diffusion, puisque toute erreur sur la position donne une erreur sur l'angle de diffusion, donc sur la valeur de t et peut changer la forme de la section efficace différentielle élastique. Un système de mesures a donc été mis au point pour connaître très précisément la distance entre les détecteurs se faisant face, seule donnée que nous ne puissions obtenir lors de l'analyse (voir §3.4.2).

Enfin, la résolution sur la coordonnée verticale devant être améliorée par rapport à l'expérience précédente, des détecteurs à fibres scintillantes ont été réalisés pour remplacer les chambres à fils proportionnels utilisées par la collaboration UA4.

Tous ces paramètres et leur utilisation seront décrits en détail au cours des chapitres suivants. Nous allons maintenant décrire la zone expérimentale associée à notre expérience.

Chapitre 2

La Zone Expérimentale

2.1 Introduction.

Notre expérience a eu lieu auprès du collisionneur $S\bar{p}\bar{p}S$ du CERN, et notre ensemble de détection était positionné le long de la longue section droite LSS4. Nous décrivons ici cette zone expérimentale. Elle était déjà utilisée par la collaboration UA4. Les modifications effectuées pour réduire les différentes sources d'incertitudes font l'objet d'une attention particulière.

2.2 Le Collisionneur du CERN

En 1981, le SPS (Super Proton Synchrotron) a été converti en collisionneur $p\bar{p}$, suite à une proposition de C. Rubbia et al. [10]. L'invention de la technique de refroidissement stochastique dans la production et le stockage des antiprotons, dûe à S. van der Meer [11] a permis d'obtenir la luminosité et la production d'antiprotons nécessaires. Au $S\bar{p}\bar{p}S$ tel que nous l'utilisons, trois paquets de protons et trois paquets d'antiprotons orbitent dans des sens opposés et entrent en collision en six points de l'anneau. L'énergie maximale autorisée par le refroidissement durant l'alimentation en continu des dipôles magnétiques du SPS est de 630 GeV dans le référentiel du centre de masse (2×315 GeV), avec une luminosité maximale de $2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

2.2.1 L'obtention des paquets d'antiprotons.

Le complexe du collisionneur $S\bar{p}\bar{p}S$ du CERN est présenté figure 2.1. Plusieurs accélérateurs et de nombreuses manipulations de faisceaux entrent en jeu pour obtenir les paquets de protons et d'antiprotons.

Complexe du PS

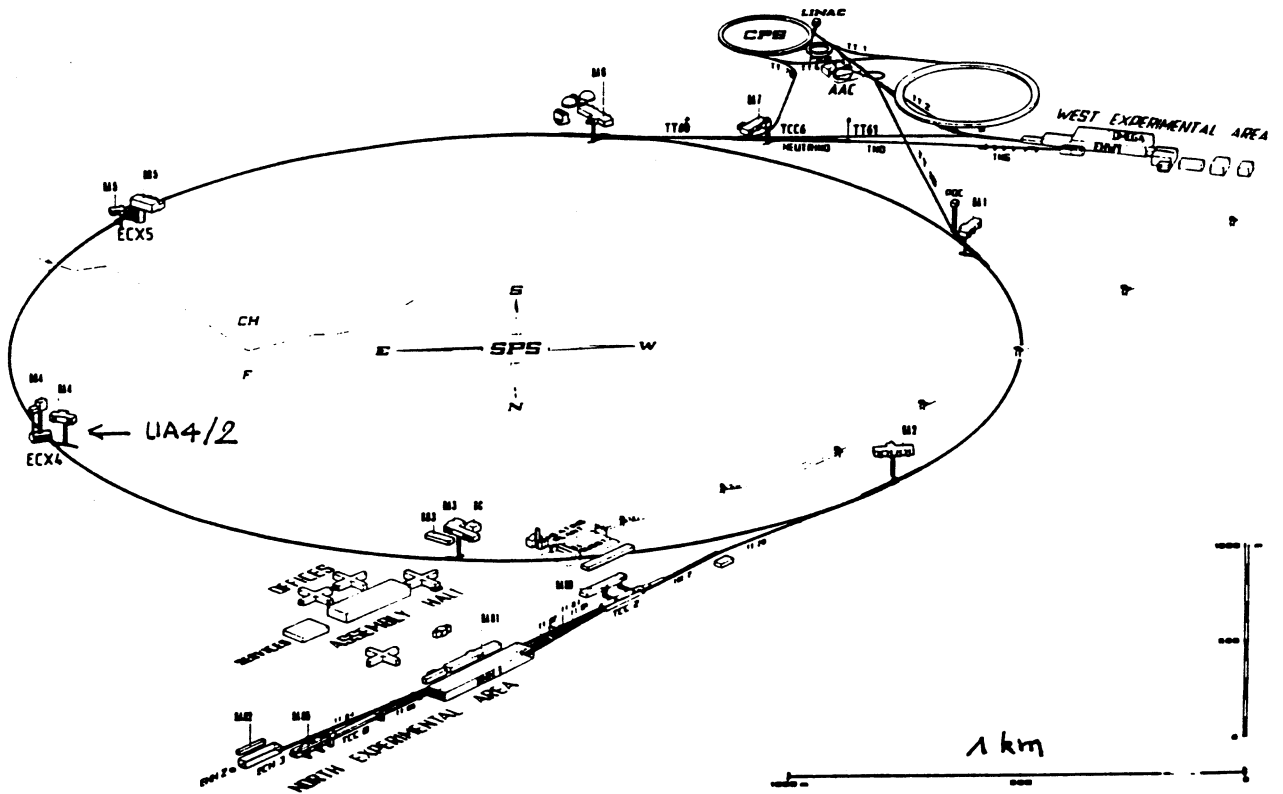
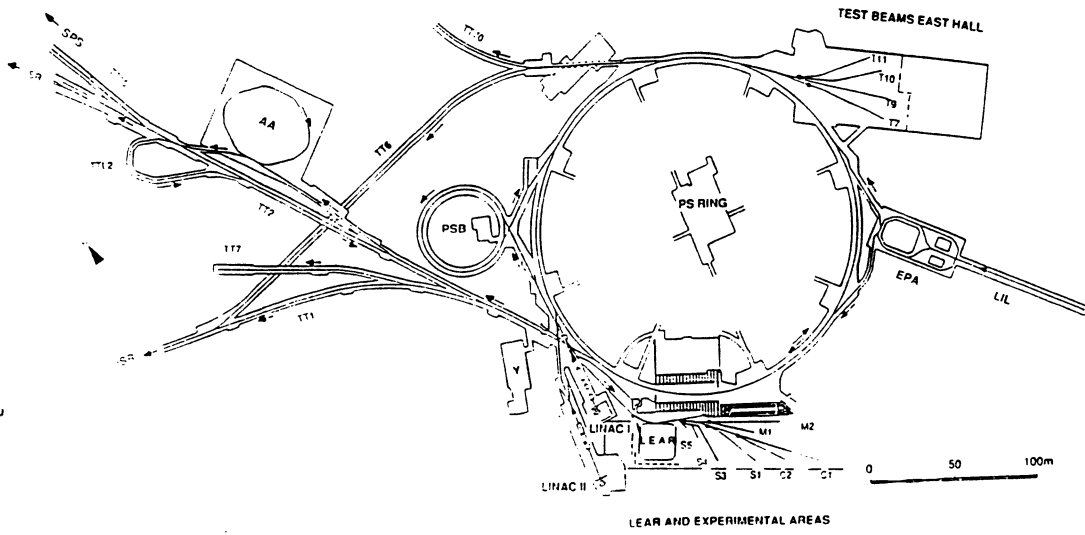


Figure 2.1: Le collisionneur Sp̄pS du CERN

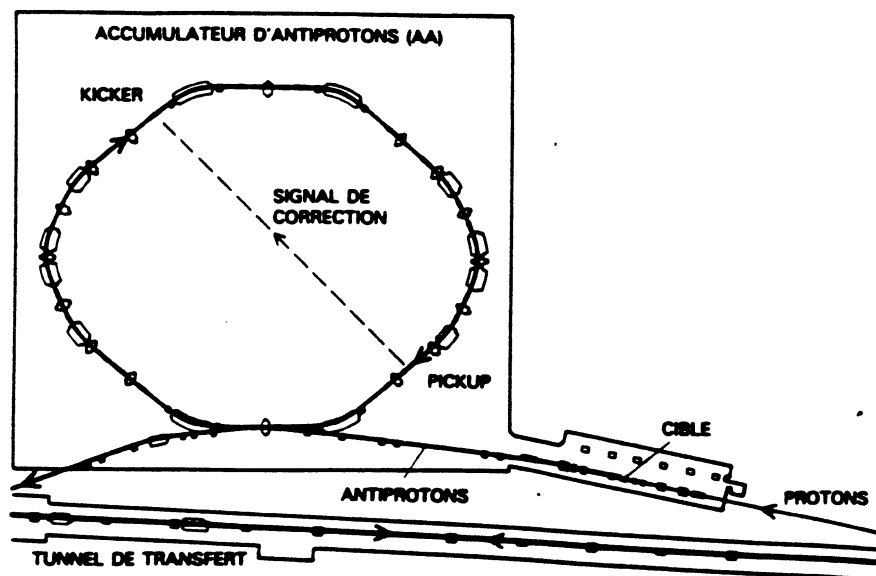


Figure 2.2: Schéma de l'accumulateur d'antiprotons AA du CERN

1) Un faisceau de quatre paquets de protons de 26 GeV/c en provenance du *PS* (Proton Synchrotron), est comprimé longitudinalement quatre fois, afin que sa longueur soit égale à la circonférence de l'anneau collecteur d'antiprotons *AC*. Les paquets de protons sont extraits grâce à un système d'extraction rapide, au rythme de 10^{13} protons toutes les 2.4 secondes, et focalisés sur une cible pour la production d'antiprotons. Environ 10^7 antiprotons sont collectés lors de cette opération par une lentille magnétique (un antiproton pour 10^6 protons envoyés sur la cible). Les antiprotons, qui ont une impulsion voisine de 3.5 GeV/c (valeur pour laquelle la section efficace de production d'antiprotons est maximum), sont alors injectés dans l'anneau collecteur (*AC*), où ils sont soumis au refroidissement stochastique rapide, pour réduire leur dispersion en impulsion, et la taille du faisceau d'antiprotons, avant d'être injectés dans l'anneau d'accumulation d'antiprotons (*AA*). La figure 2.2 représente l'accumulateur, qui est une machine à large ouverture, avec deux longues sections droites pour les systèmes d'injection et d'éjection des paquets (partie inférieure de la figure) et de refroidissement (partie supérieure de la figure). Le refroidissement stochastique est une technique qui permet d'augmenter la densité du faisceau dans l'espace de phase par un système de contre-réaction: un grand nombre d'antiprotons est collecté dans un petit volume d'espace de phase. Comme le nombre de particules du faisceau est fini, les fluctuations statistiques provoquent des déplacements du centre de gravité de l'orbite d'équilibre. En détectant et compensant les déplacements de petits échantillons, une réduction progressive de l'amplitude des oscillations des particules est ainsi obtenue. Le principe est montré figure 2.3: le halo associé à la distribution en impulsion des antiprotons provoque une impulsion enregistrée par une électrode de pick-up au point A de l'anneau. Cette impulsion est amplifiée puis envoyée à un déflecteur situé au point B, ce qui permet de corriger la trajectoire de ces mêmes particules quand elles arrivent au point B. Pour des valeurs du gain de la correction appliquée suffisamment basses, le refroidissement est prédominant. Le refroidissement s'applique soit aux degrés de liberté transversaux (bétatroniques, figure 2.3a), soit au degré de liberté longitudinal (dispersion en

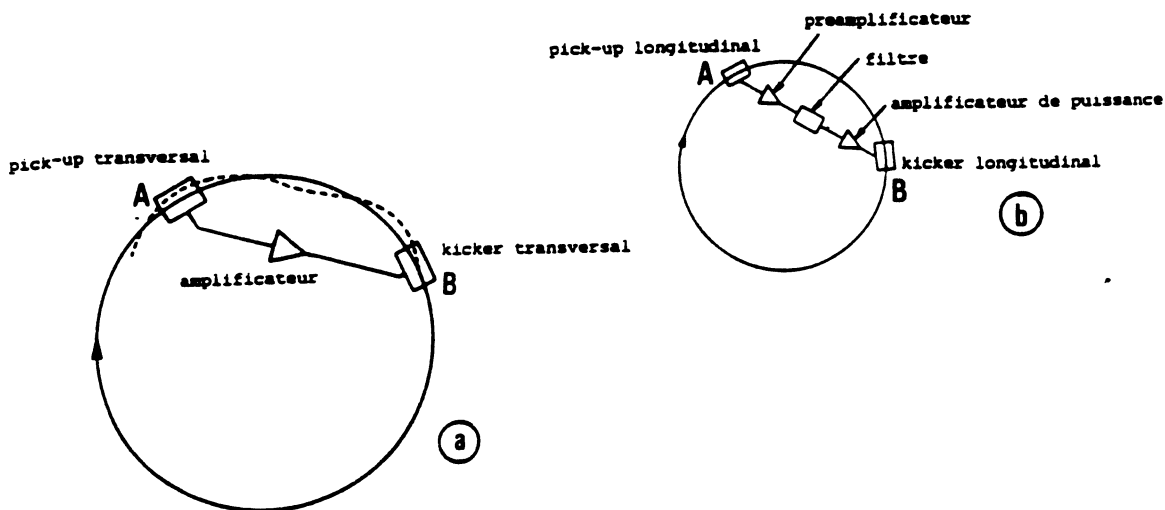


Figure 2.3: a) Refroidissement stochastique du mouvement transversal. b) Refroidissement stochastique de l'impulsion longitudinale.

impulsion, figure 2.3b).

Les antiprotons sont accumulés pendant une durée de un à plusieurs jours, à raison de quelques 10^{10} par heure, ce qui permet de disposer d'un faisceau de quelques 10^{11} antiprotons en une journée.

- 2) Des protons de 26 GeV en provenance du *PS* sont injectés et accumulés dans le *SPS*.
- 3) La quantité équivalente du nombre total d'antiprotons nécessaire aux expériences est transférée du *AA* au *PS*, et accélérée jusqu'à 26 GeV. Dans notre cas, nous avons besoin d'environ 5×10^{10} protons et antiprotons dans chacun des trois paquets. Le faisceau d'antiprotons circule dans le sens opposé à celui de protons.
- 4) Une fois accéléré, le faisceau d'antiprotons est extrait du *PS* et dirigé le long des lignes de transfert TT70 et TT60 pour injection dans le *SPS*.

Les procédures 3 et 4 sont répétées pour chacun des trois paquets d'antiprotons à un intervalle de 2,4 secondes (durée du cycle du *PS*).

5) Les faisceaux de protons et d'antiprotons sont accélérés simultanément de 26 GeV à 270.6 GeV.

6) Les deux faisceaux sont conservés pendant une durée correspondant à l'optimum entre la production des antiprotons et ceux utilisés pour l'alimentation des expériences. Ils entrent en collision en six points correspondant aux longues sections droites du *SPS*. Celle appelée LSS4 était le lieu de l'expérience UA4/2.

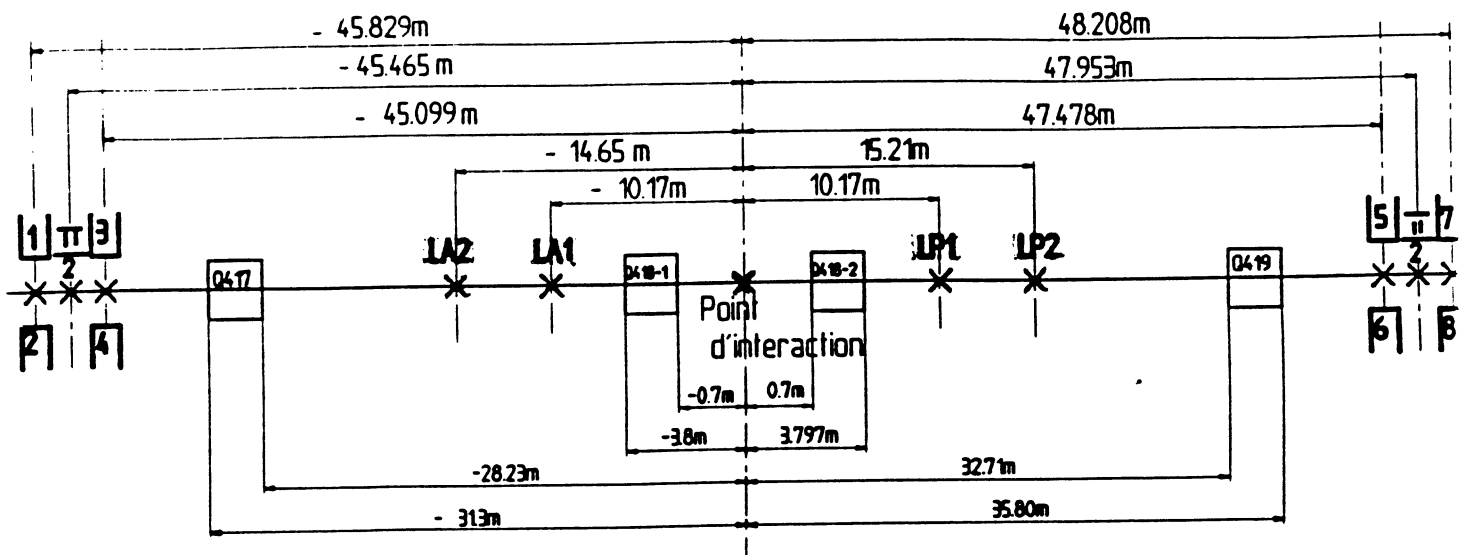


Figure 2.4: Le positionnement des détecteurs le long de la section droite LSS4.

2.2.2 La nouvelle optique du faisceau.

Le formalisme des matrices de transfert.

Les détecteurs de l'expérience UA4/2 sont positionnés le long de la longue section droite LSS4, de part et d'autre du point d'interaction, comme montré sur la figure 2.4. Les protons circulent de la gauche vers la droite, et les antiprotons dans l'autre sens.

Les particules du $S\bar{p}\bar{p}S$ suivent une orbite d'équilibre autour de laquelle elles oscillent lorsqu'elles se déplacent le long de l'anneau, de la même manière que des billes circulant le long d'une gouttière remontent parfois vers le haut des parois mais sont toujours ramenées vers le fond. En d'autres termes, la suite des aimants quadrupolaires de focalisation est équivalente à un potentiel moyen transverse harmonique. L'amplitude des oscillations (appelées bétatroniques) est déterminée par les propriétés de focalisation des aimants le long de l'anneau. La trajectoire des particules est décrite par l'équation de Hill:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + K(z)r = 0 \quad (2.1)$$

r représente le déplacement le long de l'orbite dans la direction verticale ou la direction horizontale (les deux variables x et y sont donc ici décrites par la variable r), z représente la position longitudinale le long de l'anneau, et $K(z)$ est la force magnétique fonction de z (elle décrit la force de rappel subie par la particule).

Le formalisme des matrices de transfert (que nous noterons M) est utile pour déduire la coordonnée $r(z)$ et l'angle $r'(z)$ de la particule (solutions de l'équation 2.1) pour une position longitudinale z choisie, à partir des coordonnées et angles connus ($r(z_0)$ et $r'(z_0)$) correspondant

à la position longitudinale initiale z_0 .

$$\begin{pmatrix} r(z) \\ r'(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r(z_0) \\ r'(z_0) \end{pmatrix}$$

Ces matrices sont associées au passage d'un point à l'autre de l'orbite, soit sur une portion libre de longueur l , soit au travers d'un quadrupôle de force K (qui est exprimée en fonction du champ magnétique de l'aimant), positive si l'aimant est focalisant, négative si l'aimant est défocalisant. Il faut noter qu'un quadrupôle focalisant dans le plan horizontal est défocalisant dans le plan vertical et réciproquement. Les matrices associées aux trois cas qui nous intéressent ($K > 0$, $K = 0$, et $K < 0$) sont présentées ci-dessous, avec $\phi = \sqrt{|K|}l$, où l est la longueur du quadrupôle:

$$K > 0 \quad M = \begin{pmatrix} \cos\phi & 1/\sqrt{K}\sin\phi \\ -\sqrt{K}\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix}$$

$$K = 0 \quad M = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$K < 0 \quad M = \begin{pmatrix} \cosh\phi & 1/\sqrt{-K}\sinh\phi \\ \sqrt{-K}\sinh\phi & \cosh\phi \end{pmatrix}$$

Par une simple multiplication de matrices, nous pouvons ainsi combiner espaces libres et quadrupôles, et exprimer le passage des particules du point d'interaction aux détecteurs.

La trajectoire d'une particule est obtenue par analogie avec la solution de l'oscillateur harmonique:

$$r(z) = \sqrt{\varepsilon\beta(z)} \cos(\mu(z) + \lambda) \quad (2.2)$$

$\mu(z)$ est la phase relative de la particule définie par:

$$\mu(z) = \int_{z_0}^z \frac{1}{\beta(z')} dz' \quad (2.3)$$

$\beta(z)$ est la fonction d'oscillation bétatronique, $\sqrt{\varepsilon}$ est une constante de la trajectoire appelée émittance de la particule. L'angle de la particule par rapport à l'axe théorique du faisceau est alors obtenu par différentiation de l'équation 2.2:

$$\theta_r(z) = r'(z) = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta(z)}} [\alpha(z)\cos(\mu(z) + \lambda) + \sin(\mu(z) + \lambda)] \quad (2.4)$$

avec:

$$\alpha(z) \equiv -\frac{1}{2} \frac{d\beta}{dz}(z) \quad (2.5)$$

La matrice M peut être exprimée en fonction des valeurs de β , μ et α :

$$M(z/z_0) = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{\beta(z)}}{\sqrt{\beta(z_0)}}(\cos\Delta\mu + \alpha(z_0)\sin\Delta\mu) & \sqrt{\beta(z_0)\beta(z)}\sin\Delta\mu \\ -\left(\frac{(1+\alpha(z)\alpha(z_0))\sin\Delta\mu + (\alpha(z)-\alpha(z_0))\cos\Delta\mu}{\sqrt{\beta(z)\beta(z_0)}}\right) & \frac{\sqrt{\beta(z_0)}}{\sqrt{\beta(z)}}(\cos\Delta\mu - \alpha(z)\sin\Delta\mu) \end{pmatrix}$$

Ici $\Delta\mu$ est la différence de phase $\mu(z) - \mu(z_0)$.

En pratique, nous calculons les éléments des matrices de transfert dans le plan horizontal et le plan vertical, pour un point d'interaction à position longitudinale nulle ($z_0 = 0$). Les valeurs des matrices sont obtenues en 7 positions à partir du point d'interaction, que l'on peut voir sur la figure 2.4, et définies comme suit:

* côté proton diffusé:

- 1 - entrée dans le quadropôle $Q418_2$
- 2 - sortie du quadropôle $Q418_2$
- 3 - entrée dans le quadropôle $Q419$
- 4 - sortie du quadropôle $Q419$
- 5 - milieu des pots 5/6 (47.478 m du point d'interaction)
- 6 - point d'avance de phase $\Delta\mu = \pi/2$ (47.953 m du point d'interaction)
- 7 - milieu des pots 7/8 (48.208 m du point d'interaction)

* côté antiproton diffusé:

- 1 - entrée dans le quadropôle $Q418_1$
- 2 - sortie du quadropôle $Q418_1$
- 3 - entrée dans le quadropôle $Q417$
- 4 - sortie du quadropôle $Q417$
- 5 - milieu des pots 3/4 (45.099 m du point d'interaction)
- 6 - point d'avance de phase $\Delta\mu = \pi/2$ (45.465 m du point d'interaction)
- 7 - milieu des pots 1/2 (45.829 m du point d'interaction)

Les matrices de transfert obtenues pour un de nos ensembles de données sont présentées tableau 2.1. Nous appellerons L_{eff} l'élément des matrices de transfert m_{12} pris avec son signe.

L'ellipse de l'espace de phase; Les paramètres du faisceau.

En utilisant l'équation de Hill (2.1), et les solutions $r(z)$ et $r'(z)$ de cette équation telles que nous les avons paramétrisé précédemment (2.2 et 2.4), nous obtenons une équation liant ces coordonnées r et r' (2.6). Celles-ci sont différentes à chaque passage des particules dans le collisionneur, et si nous les représentons dans l'espace des phases (repère d'abscisse r et

ANTIPROTON SIDE				PROTON SIDE			
HOR MATRICE		VERT MATRICE		HOR MATRICE		VERT MATRICE	
ENTRY Q181				ENTRY Q182			
1.00000	-0.70000	1.00000	-0.70000	1.00000	0.70000	1.00000	0.70000
0.00000	1.00000	0.00000	1.00000	0.00000	1.00000	0.00000	1.00000
EXIT Q181				EXIT Q182			
0.95745	-3.71134	1.04316	-3.85947	0.96151	3.71838	1.03899	3.85228
0.02739	0.93828	-0.02818	1.06289	-0.02479	0.94416	0.02544	1.05680
ENTRY Q17				ENTRY Q19			
0.28845	-26.63164	1.73155	-29.82364	0.24475	31.01682	1.77450	34.40738
0.02739	0.93828	-0.02818	1.06289	-0.02479	0.94416	0.02544	1.05680
EXIT Q17				EXIT Q19			
0.22273	-31.51517	1.69455	-30.92595	0.18391	36.21001	1.72756	35.19514
0.01572	2.26521	0.05188	-0.35675	-0.01511	2.46204	-0.05551	-0.55209
POTS 3 / 4				POTS 5 / 6			
0.00689	-62.61418	0.97514	-25.97923	0.00827	64.82632	1.07474	28.70262
0.01572	2.26521	0.05188	-0.35675	-0.01511	2.46204	-0.05551	-0.55209
PHASE=PI/2				PHASE=PI/2			
0.00000	-63.60634	0.95953	-25.87184	0.00000	66.17305	1.05198	28.47626
0.01572	2.26521	0.05188	-0.35675	-0.01511	2.46204	-0.05551	-0.55209
POTS 1 / 2				POTS 7 / 8			
-0.00459	-54.26778	0.93727	-25.71880	-0.00276	66.62360	1.03421	28.29958
0.01572	2.26521	0.05188	-0.35675	-0.01511	2.46204	-0.05551	-0.55209

Tableau 2.1: *Les matrices de transfert pour les positions 1 à 7.*

d'ordonnée r'), nous remarquons que la particule y décrit une ellipse (la fonction $\alpha(z)$ est celle donnée par l'équation 2.5), et nous définissons $\gamma(z) = \frac{1+\alpha^2(z)}{\beta(z)}$.

$$\gamma(z)r^2(z) + 2\alpha(z)s(z)r'(z) + \beta(z)r'^2(z) = \varepsilon_p \quad (2.6)$$

La figure 2.5 représente l'ellipse dans l'espace des phases de la machine. Lors du déplacement de la particule le long de sa trajectoire, l'ellipse se déforme mais garde une aire constante égale à $\pi\varepsilon_p$. En une position longitudinale z pour laquelle la fonction $\alpha(z)$ s'annule, la fonction bétatronique est alors extrémale et l'ellipse dans l'espace des phases est droite. La position transverse $r(z)$ de la particule et l'angle de sa trajectoire $r'(z)$ sont alors décorrélés.

Nous choisissons à présent une ellipse extérieure contenant une partie importante du faisceau (fixée conventionnellement à $\sim 68\%$). La projection de l'ellipse sur l'axe des positions transverses r représente le profil du faisceau, dont la forme est proche d'une distribution gaussienne. L'émittance du faisceau est arbitrairement définie en termes de largeur du faisceau (avec σ_r représentant une déviation standard de la distribution). Nous obtenons:

$$E_f = \frac{4\sigma_r^2\pi}{\beta(z)} \equiv \pi\varepsilon_f \quad (2.7)$$

et la largeur du faisceau est définie comme:

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{\varepsilon_f\beta(z)}}{2} \quad (2.8)$$

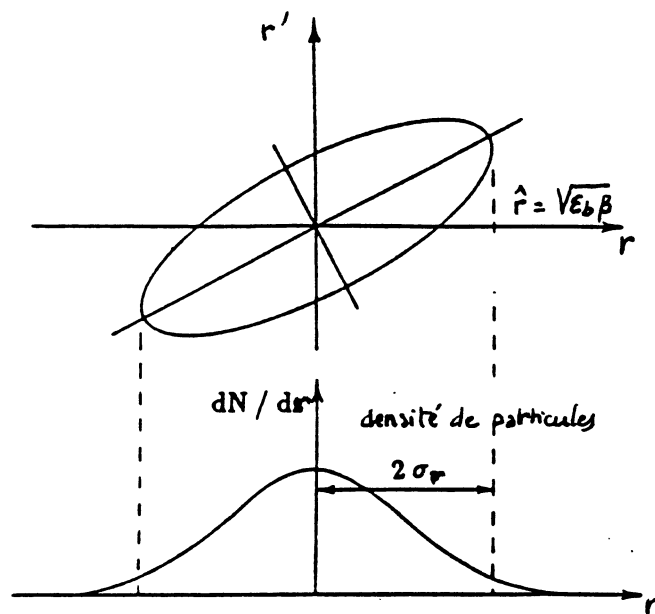


Figure 2.5: L'ellipse dans l'espace des phases de la machine.

La divergence angulaire du faisceau peut être calculée en prenant la projection de la distribution sur l'axe des angles de diffusion, et il vient:

$$\sigma_{r'} = \frac{\sqrt{\epsilon_f \gamma(z)}}{2} \quad (2.9)$$

Pour un point d'interaction dont la position longitudinale est telle que la fonction bêatronique associée est extrémale ($\alpha(z) = 0$), la divergence angulaire s'écrit:

$$\sigma_{r'} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_f}{\beta(z)}} \quad (2.10)$$

La luminosité.

La luminosité \mathcal{L} , définie comme le nombre d'interactions par unité de section efficace et par unité de temps, est un paramètre important du collisionneur. Nous verrons comment la calculer au chapitre 8.

Une grande luminosité et un taux de comptage élevé correspondent à des petites valeurs d'émittances du faisceau et de fonctions bêatroniques au point d'interaction. L'émittance augmente au cours du temps, principalement à cause des interactions faisceau-faisceau. Le nombre de protons et d'antiprotons ne peut augmenter à cause des instabilités et du scraping. La luminosité décroît donc avec le temps.

La valeur de la fonction bêatronique.

La mesure de ρ nécessite l'accès à des angles de diffusion très faibles (inférieurs à $100 \mu rad$). La détection de tels angles s'obtient grâce à un système de détection positionné à seulement

quelques millimètres de l'axe longitudinal du faisceau. Une approche si faible nécessite une optique spéciale. De plus nous souhaitons une optique symétrique par rapport à la position du point de croisement, afin d'éviter des effets systématiques liés au positionnement de celui-ci, au moins dans l'une des coordonnées transverses. Nous devons donc tenir compte des points suivants.

Comme le montre la figure 2.4, une particule diffusée, de coordonnée r^* ($x(z_0)$ ou $y(z_0)$) et d'angle de diffusion θ^* ($x'(z_0)$ ou $y'(z_0)$), au point d'interaction, traverse des zones d'espace libre et deux quadrupôles, puis notre système de détection où ses coordonnées deviennent r ($x(z)$ ou $y(z)$) et θ ($x'(z)$ ou $y'(z)$).

La relation matricielle entre les coordonnées a été présentée. L'angle de diffusion minimum θ_{min}^* , qui puisse être mesuré avec un détecteur placé à une distance s_{min} du faisceau, dans le plan horizontal ou le plan vertical, est donné par:

$$\theta_{min}^* = \frac{r_{min} - m_{11}r_{min}^*}{m_{12}} \quad (2.11)$$

Une des contraintes imposées à la conception de l'optique était que l'élément de matrice m_{11} soit nul dans le plan horizontal. Nous obtenons alors dans ce plan:

$$\theta_{min}^* = \frac{r_{min}}{m_{12}} \quad (2.12)$$

L'approche minimale au faisceau est définie en termes de k fois sa taille, ce que nous écrivons:

$$r_{min} = k \frac{\sqrt{\varepsilon_f \beta^d}}{2} \quad (2.13)$$

où ε_f est l'émittance du faisceau, et k est une constante dépendante de la machine et de la capacité des détecteurs à supporter le bruit de fond. Lors de l'expérience effectuée par la collaboration UA4, k avait été trouvée indépendante du mode optique et approximativement égale à 20. Nous en déduisons la valeur minimale du moment transféré au carré t que l'on puisse atteindre avec cette position r_{min} des détecteurs, par l'expression 2.14:

$$|t_{min}| = \frac{k^2 \varepsilon}{4} \frac{1}{\beta^*} \frac{1}{(\sin \Delta\mu)^2} p^2 \quad (2.14)$$

Pour effectuer la mesure de ρ avec une bonne précision, les détecteurs doivent donc être placés aussi près que possible des positions où $\Delta\mu = \pi/2$. Le plus petit t_{min} est obtenu avec le plus grand β^* , mais comme la luminosité varie en $1/\sqrt{\beta^*}$, un compromis doit être trouvé entre t_{min} et luminosité. De plus l'émittance du faisceau doit être la plus faible possible. Ceci est obtenu par le "scraping" qui réduit le halo du faisceau.

De grandes valeurs de la fonction bêatronique au point de croisement sont donc essentielles, au moins dans le plan principal. Pour l'expérience de 1985, le compromis retenu entre luminosité et petit t était $\beta_H^* = 1086m$ dans le plan horizontal et $\beta_V^* = 22.28m$ dans le plan vertical. Un effet focalisant était créé à l'entrée de LSS4, et compensé à la sortie en réduisant la force du quadrupôle correspondant. Le problème majeur de cette pseudo-insertion à "grand-beta" [12], était son absence de symétrie.

En 1990, une nouvelle insertion a été conçue [13], en vue d'effectuer une mesure plus précise de ρ . Le principe est le même que précédemment, mais l'effet focalisant à l'entrée de LSS4 est reproduit de manière symétrique à l'autre extrémité. Ceci est obtenu en doublant les quadrupôles $Q416$ et $Q420$, placés tous deux en bout de la longue section droite. La valeur maximale de la fonction bêatronique horizontale est obtenue au centre de LSS4, à la position du point d'interaction. De plus l'optique est symétrique, ce qui est de première importance pour comprendre le bruit de fond et les effets systématiques.

L'autre changement important concerne le point d'interaction $p\bar{p}$. Pour l'expérience de 1985, il était placé au milieu du quadrupôle $Q418$, donc soumis aux effets de champ magnétique de celui-ci. Avec la nouvelle optique, un nouveau quadrupôle a été ajouté en 418, et le point d'interaction se trouve dans l'espace libre entre la paire de quadrupôles ($Q418.1$ et $Q418.2$) ainsi formée. Ceci évite une source possible d'erreur systématique, quand des particules diffusées avec un t identique ne suivent pas le même chemin magnétique. D'autre part, ceci permet l'invariance de la matrice de transfert par rapport à cette position.

Enfin, cette nouvelle insertion permet d'avoir les positions pour lesquelles l'avance de phase $\Delta\mu$ vaut $\pi/2$ dans la longue section droite. Ceci permet de positionner nos détecteurs autour de ces positions longitudinales correspondant à un minimum de la fonction bêatronique horizontale, tout en restant dans la longue section droite. Finalement, les valeurs choisies pour les fonctions bêatroniques au point de croisement sont:

$$\beta_H^* = 2500 \text{ m} \quad (2.15)$$

$$\beta_V^* = 87 \text{ m} \quad (2.16)$$

Ceci correspond à une valeur de la luminosité telle que:

$$\mathcal{L} \simeq 4.10^{26} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.17)$$

Les figures 2.6 et 2.7 montrent la disposition des divers éléments de la longue section droite LSS4, avec les insertions conçues pour les expériences de 1985 (collaboration UA4) et 1991 (collaboration UA4/2).

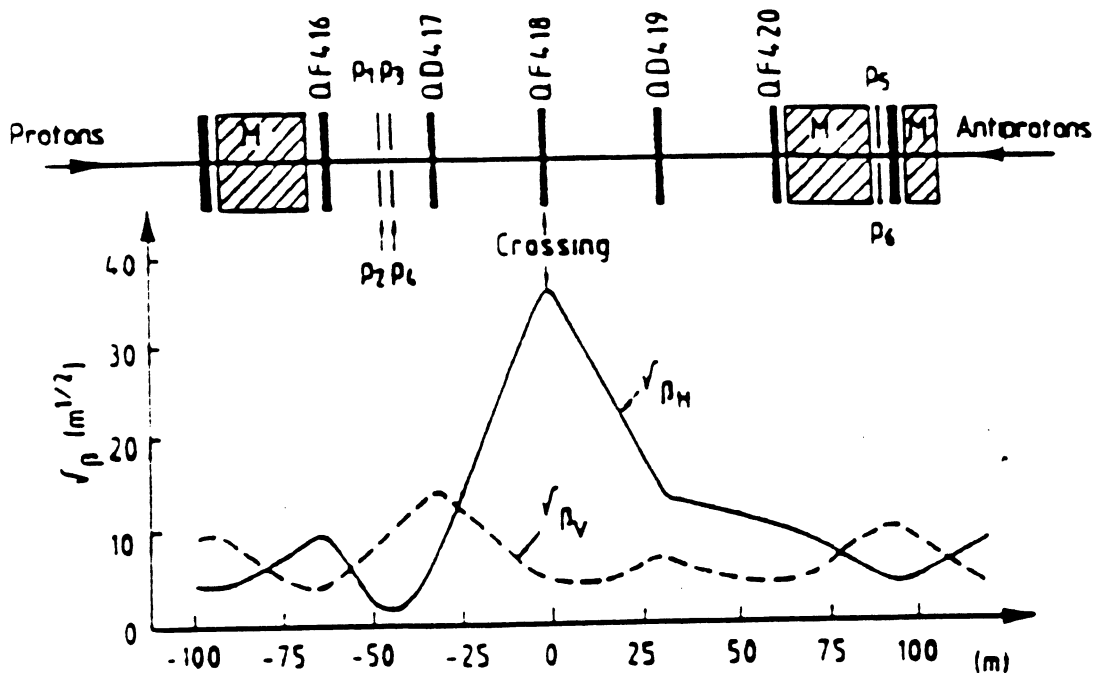


Figure 2.6: Disposition de LSS4 en 1985 - Fonctions bétatroniques associées.

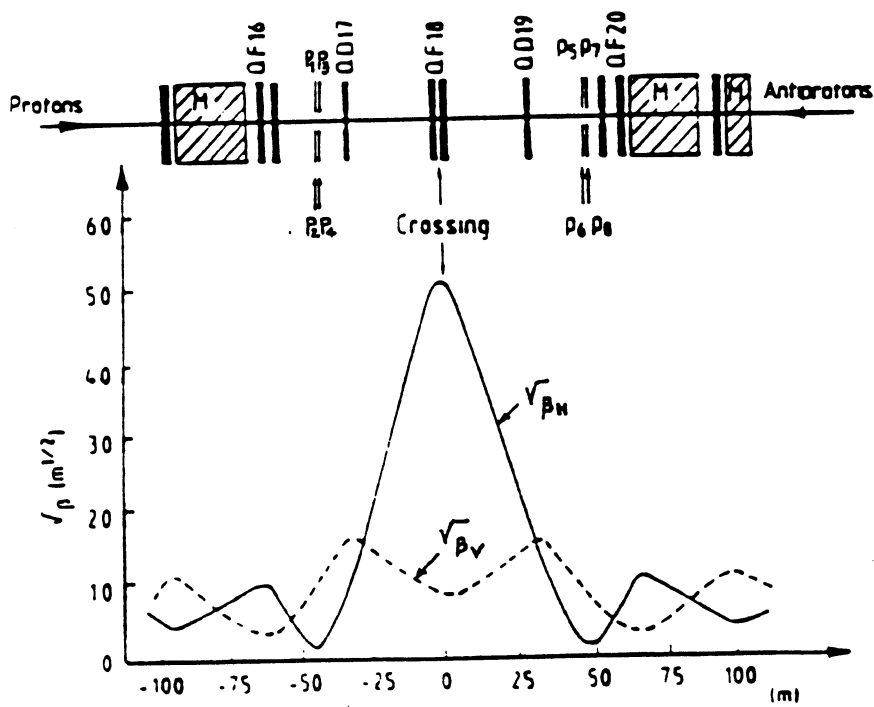


Figure 2.7: Disposition de LSS4 en 1991 - Fonctions bétatroniques associées.

2.3 Le faisceau.

2.3.1 La mesure de l'impulsion des faisceaux.

Les motivations de la mesure.

La forme de la section efficace différentielle (voir équation 1.12), montre une dépendance variable en t , suivant que l'on regarde l'un des trois termes (coulombien, nucléaire ou interférence). La valeur de ρ , rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique, est obtenue en ajustant la fonction théorique ainsi calculée sur la distribution en t expérimentale. Le terme de plus haut degré en t est le terme coulombien, avec une dépendance en $1/t^2$, c'est à dire $1/\theta^4 p^4$. L'erreur relative sur p doit donc être de l'ordre de 10^{-3} , si nous voulons éviter qu'elle ne sature celle sur la mesure de ρ .

Jusqu'à présent, l'impulsion était donnée par:

$$p = (273 \pm 1.4) \text{ GeV}/c \quad (2.18)$$

donc une erreur relative de $5 \cdot 10^{-3}$, impossible à améliorer avec la méthode de mesure utilisée.

Il fallait trouver une nouvelle méthode de mesure permettant d'obtenir $\sigma(p)/p \sim 10^{-3}$. Une étude [14] a montré qu'il était possible de mesurer la différence de vitesse $\Delta\beta = \Delta v/c$, entre des protons et des ions oxygène (^{16}O), en utilisant les mêmes champ magnétique et rayon de l'orbite que durant l'expérience de fin 1991 [15], afin d'en déduire l'impulsion des faisceaux du $S\bar{p}\bar{p}S$ en mode collisionneur.

Le principe de la mesure.

Lorsque des ions et des protons circulent sur la même trajectoire (même rayon R), l'impulsion des protons libres est deux fois celle des protons dans les ions. La vitesse relative de ces deux types de particules est alors différente, tout comme le temps nécessaire à parcourir un tour de machine. Nous pouvons de cette manière mesurer la différence de fréquence RF pour les ions et les protons.

Pour le proton (index p) et l'ion (index i), nous obtenons l'égalité 2.19:

$$\frac{f_p}{f_i} = \frac{\beta_p}{\beta_i} \quad (2.19)$$

d'où nous déduisons les relations liant les vitesses relatives à l'impulsion (avec m_p la masse du proton, et $m_i = M_{^{16}\text{O}}/8$):

$$\beta_p^2 = \frac{p^2}{p^2 + m_p^2} \quad (2.20)$$

$$\beta_i^2 = \frac{p^2}{p^2 + m_i^2} \quad (2.21)$$

et nous obtenons finalement l'équation 2.22 nous donnant la valeur de l'impulsion:

$$p^2 = \left(\frac{f_p}{f_i}\right)^2 \frac{m_p^2 - m_i^2}{1 - \left(\frac{f_p}{f_i}\right)^2} \quad (2.22)$$

Nous simplifions cette expression en utilisant les approximations suivantes:

$$m_i \simeq 2m_p; \Delta\beta = \beta_p - \beta_i \simeq 3/2\gamma^2; \Delta f = f_p - f_i = f - f_i.$$

Cette dernière est la quantité à mesurer, et il vient:

$$p = m_p \sqrt{\frac{3\beta_p}{2\Delta\beta}} = m_p \sqrt{\frac{3f}{2\Delta f}} \quad (2.23)$$

L'erreur relative associée est obtenue par la formule 2.24:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\gamma)}{\gamma} = \frac{1}{3}\gamma^2\sigma(\Delta\beta) = \frac{1}{3}\gamma^2\sigma\left(\frac{\Delta f}{f}\right) \quad (2.24)$$

Numériquement, nous obtenons (avec $f \simeq 2 \times 10^8$ Hz et $p \simeq 270$ GeV/c:

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= 1.8 \times 10^{-5} \\ \Delta f &= 3623 \text{ Hz} \end{aligned}$$

Si nous désirons une erreur relative sur l'impulsion inférieure à 0.1%, l'incertitude sur Δf doit être alors inférieure à 11 Hz.

L'erreur sur les différents paramètres.

Nous allons à présent vérifier l'importance de la précision sur les divers paramètres en jeu pour arriver au résultat.

• Les masses.

La précision absolue sur la valeur des masses est meilleure que 10^{-8} . Nous utiliserons:

$$\begin{aligned} m_p &= 0.93827231 \text{ GeV}/c^2 \\ m_i &= 1.86188551 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

• Le champ magnétique.

En théorie la seule contrainte sur le champ est d'avoir le même pour les deux mesures (protons et ions oxygène). Mais en fait, si nous voulons extrapoler à la valeur de l'impulsion durant notre expérience, il nous faut une mesure absolue du champ magnétique. Une étude a montré que la variation effective du champ entre la mesure et notre expérience est telle que:

$$\frac{dB}{B} < 3.3 \cdot 10^{-5} \quad (2.25)$$

• **La fréquence.**

La mesure de la fréquence de la RF est obtenue par un quartz stable à mieux d'un Hertz sur une période d'un jour. Durant la mesure, la fréquence étant enregistrée régulièrement (20 mesures par seconde), la précision obtenue est donc $\sigma(f) < 0.1 \text{ Hz}$, et nous avons finalement la contribution de l'erreur sur la fréquence à l'erreur sur l'impulsion, donnée par l'équation 2.26:

$$\frac{\sigma_f(p)}{p} < \frac{1}{3} \gamma^2 \frac{\sigma(f)}{f} = 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ Hz} \quad (2.26)$$

• **Le rayon de la machine et la mesure de "l'orbite fermée".**

A champ magnétique fixé, nous pouvons relier la fréquence de la RF au rayon de la machine par l'équation 2.27:

$$df [\text{Hz}] \approx -\frac{f}{R} dR \approx -180 dR [\text{mm}] \quad (2.27)$$

Cette formule permet de corriger la mesure de la fréquence en cas de variation du rayon. Mais il nous faut alors tenir compte d'une éventuelle erreur δR sur la valeur de R , qui va introduire une nouvelle erreur δf sur la mesure de f , donc sur l'impulsion (d'autant plus qu'il est difficile d'obtenir exactement le même rayon de la trajectoire pour les protons et les ions). Le rayon est mesuré en utilisant les "BP" (pour Beam Position, qui permettent une mesure de la position relative transverse), donnant une erreur relative $\delta x = 0.05 \text{ mm}$. En utilisant 74 moniteurs, nous obtenons $\delta R = \delta x / \sqrt{N} = 0.006 \text{ mm}$. L'erreur relative correspondante sur l'impulsion est alors:

$$\frac{dp}{p} = \gamma^2 \frac{\delta R}{R} \simeq 4 \cdot 10^{-4} \quad (2.28)$$

L'impulsion est mesurée à partir de la différence des fréquences RF associées aux faisceaux de protons et d'ions, et bénéficie de ce fait d'un facteur $\sqrt{2}$, ainsi que d'un facteur 3 sur la résolution, dû au terme 2.26. Nous obtenons finalement:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{dp}{p} \simeq 1.9 \cdot 10^{-4} \quad (2.29)$$

Nous voyons que l'erreur associée à la mesure du rayon limite la précision sur la valeur de l'impulsion.

Les résultats.

Cette mesure a été effectuée durant les heures de MD¹ des 4, 5 et 6 mai 1992. Le faisceau d'ions oxygène a tout d'abord circulé dans la machine, suivi du faisceau de protons. Les valeurs des BPs ont été enregistrées, de même que la fréquence de la RF, pour les ions oxygène, puis pour les protons. Les 74 valeurs associées aux BPs ont été utilisées pour définir l'équivalent d'un rayon, c'est à dire le déplacement horizontal moyen par rapport à l'orbite

¹ Machine Development = périodes de faisceau utilisées pour améliorer la compréhension et le fonctionnement de l'accélérateur.

centrale (supposée au centre de chaque BP).

A champ magnétique fixé, la fréquence et le rayon sont liés par l'équation 2.30:

$$df = -\frac{\gamma^2 - \gamma_{tr}^2}{\gamma^2} \frac{f}{R} dR \quad (2.30)$$

Utilisant $p = 271 \text{ GeV}/c$, la valeur de γ est déterminée, ce qui permet de rapporter les fréquences à un déplacement de rayon $dR = 0$. Ensuite, l'impulsion des protons durant le MD est déduite à partir de l'équation 2.22. L'erreur associée est $\sigma(p)/p = 1.39 \cdot 10^{-4} \sigma(f)$, avec $\sigma(f) = \sqrt{2} \sigma(f_p) = \sqrt{2} \times 1.7 \text{ Hz}$ d'où:

$$p_{MD} = (270.66 \pm 0.091) \text{ GeV}/c \quad (2.31)$$

En tenant compte de corrections sur le rayon de l'orbite durant le run au collisionneur par rapport à celui durant le MD, on obtient la variation Δp sur l'impulsion entre les deux. L'erreur associée à la valeur de $p_{p\bar{p}}$ est la somme quadratique des erreurs sur p_{MD} et Δp , et il vient finalement:

$$p_{p\bar{p}} = (270.55 \pm 0.095) \text{ GeV}/c \quad (2.32)$$

La précision relative sur la mesure de l'impulsion atteinte avec cette méthode est donc:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 3.5 \times 10^{-4} \quad (2.33)$$

Nous utiliserons finalement comme valeur de l'impulsion $p = 270.6 \text{ GeV}$ pour le calcul du quadrimoment transféré.

2.3.2 La vérification de la valeur de l'angle du faisceau.

Les BPCS utilisés pour la mesure de l'impulsion des faisceaux sont aussi utilisés pour vérifier l'ordre de grandeur de l'angle du faisceau. C'est un paramètre important pour notre expérience, dans la mesure où une valeur non nulle de ce paramètre entraîne une erreur sur la valeur des angles de diffusion mesurés dans nos détecteurs. Les premiers BPCS utilisés sont côté antiproton diffusé, l'un (BPCS 41793) entre les quadrupôles $Q418_1$ et $Q417$, l'autre (BPCS 41707) entre la sortie du $Q417$ et les pots 3-4. Les seconds sont de l'autre côté, l'un (BPCS 41939) avant les pots 5-6, et l'autre (BPCS 41999) après le quadrupôle $Q420$ situé derrière les pots 7-8. Les valeurs qu'ils fournissent ont été enregistrées à différents moments durant notre expérience, et sont disponibles.

En calculant les matrices de transfert correspondant à leur position, ainsi que celles associées aux deux quadrupôles que nous n'utilisons pas pour le calcul des longueurs efficaces ($Q416$ et $Q420$), nous pouvons retracer la trajectoire suivie par le faisceau le long de la longue section droite $LSS4$, et en déduire l'angle de celui-ci avec l'axe théorique, ainsi que le positionnement horizontal et vertical du point d'interaction.

Les résultats sont présentés figure 2.8 pour l'ensemble des données.

2.3.3 Le réglage des faisceaux.

Avant toute procédure de circulation complète des particules dans le collisionneur, un premier essai est effectué, ce qui permet de vérifier que le AA , les lignes de transfert, et le $Spp\bar{S}$ fonctionnent normalement. Le nombre d'antiprotons extraits du AA pour cette opération est très faible, et nous ne disposons que d'un seul paquet sur les trois, alors que nous avons déjà les trois paquets de protons circulant dans l'anneau (la procédure expérimentale d'extraction des paquets est décrite au paragraphe 2.2.1). Durant cet essai, la position longitudinale du point d'interaction est vérifiée, par la méthode décrite au chapitre 3.7.1. Si un déplacement de l'origine est observé, la phase de la RF est modifiée en conséquence par les responsables du $Spp\bar{S}$, jusqu'à ce que le point d'interaction soit de nouveau à l'origine. La procédure finale de remplissage débute alors. Lorsque les particules et les antiparticules circulent dans le $Spp\bar{S}$, la position longitudinale du point d'interaction est de nouveau vérifiée. Enfin, la procédure de "scraping" est effectuée: les collimateurs sont approchés à environ quatre écart-types du faisceau, de manière à nettoyer le halo, avant d'être ramenés à cinq écart-types.

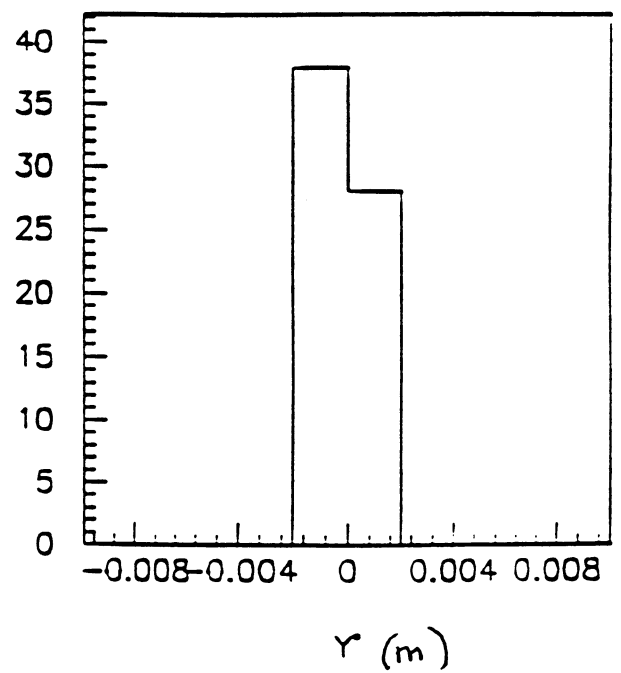
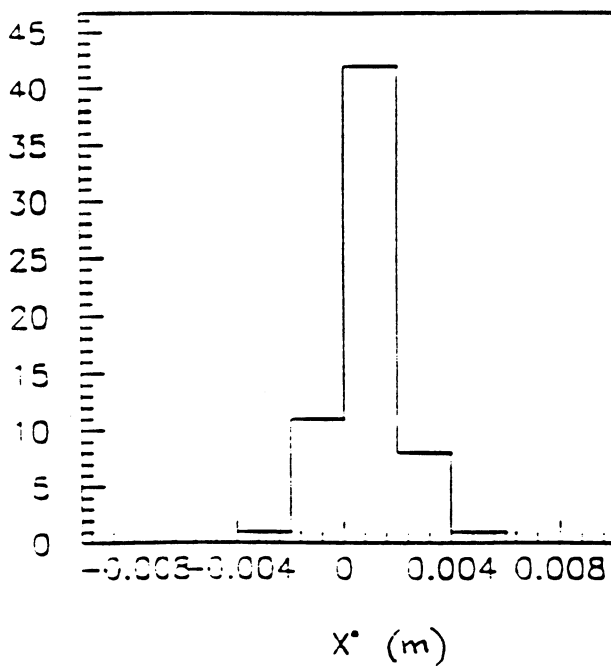
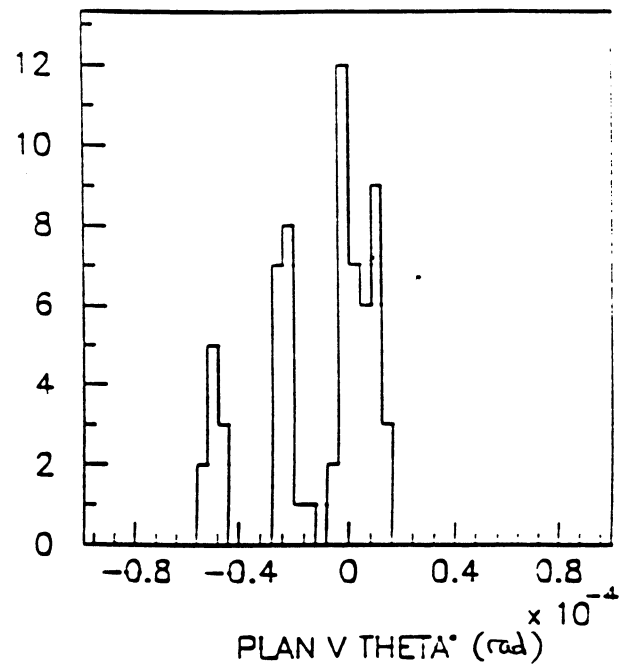
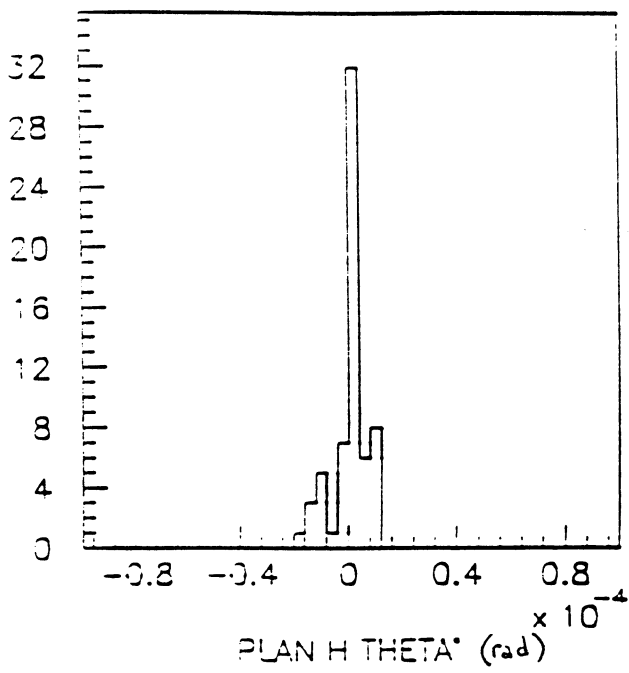


Figure 2.8: Les résultats obtenus avec les détecteurs BPCS: a) l'angle du faisceau dans le plan horizontal; b) l'angle du faisceau dans le plan vertical; c) la coordonnée horizontale au point d'interaction; d) la coordonnée verticale au point d'interaction.

Chapitre 3

L'Ensemble de Détection et L'Acquisition des Données

3.1 Introduction.

Nous voulons détecter des interactions élastiques $p\bar{p}$ à très petit angle de diffusion et mesurer celui-ci. Pour cela, nous utilisons des détecteurs pour mesurer les coordonnées horizontale et verticale des hadrons diffusés. Deux ensembles constitués chacun d'une chambre à dérive, d'un hodoscope de scintillateurs, et d'un détecteur à fibres scintillantes, sont montés par paire de chaque côté du tube à vide dans un "pot Romain" (voir §3.3.1). Cet appareillage a été choisi de manière à minimiser la zone morte qui sépare la partie sensible des détecteurs du fond du pot. Nous disposons de chaque côté du point de collision $p\bar{p}$ de deux de ces paires de pots Romains, de part et d'autre des positions où l'avance de phase vaut $\Delta\mu = \pi/2$, ce qui permet une double mesure de chacune des coordonnées. Nous avons de plus quatre compteurs de luminosité le long de la longue section droite LSS4, situés de part et d'autre du point d'interaction. Le fonctionnement de ces détecteurs est décrit ici.

3.2 L'ensemble de détection.

3.2.1 Les chambres à dérive.

Les chambres à dérive sont des détecteurs gazeux, qui servent à déterminer la position de particules chargées électriquement. Elles permettent des mesures de coordonnées spatiales et, par déduction, de trajectoires de particules. Nous avons repris et modifié à Gênes les chambres utilisées par la collaboration UA4 [24], et nous les utilisons pour la reconstruction de la coordonnée horizontale du hadron diffusé.

La figure 3.1 montre le principe d'une telle chambre. Chacune d'elles est constituée de quatre plans, contenant chacun trois cellules de dérive, et nous avons pour chacune des ces cellules un fil "sensible" qui permet la mesure de temps de dérive. Nous avons donc un ensemble de douze fils sensibles par chambre. Chacun des plans est constitué d'un ensemble de trois cadres, le tout ayant une épaisseur de 30 mm.

Le cadre du milieu a une épaisseur de 6 mm. Il est séparé en trois cellules par deux ensembles de deux fils espacés de 2 mm, et au centre de chacune de ces cellules se trouve le fil sensible anodique en tungstène doré (de diamètre 20 μm). Autour de ce cadre, on trouve deux cadres d'épaisseur 12 mm, qui fournissent un dégradé uniforme de potentiel. Un plan de haute tension est constitué de fils cathodiques en Cu/Be, de diamètre 50 μm , portés à un potentiel graduellement variable, et espacés de 2 mm sur la hauteur du plan, qui permettent l'établissement d'un champ électrique uniforme. Les plans de masse sont des grilles constituées de fils au pas de 4 mm, permettant la séparation électrique des 4 plans de dérive.

La position du premier fil par rapport au fond de la chambre (partie la plus proche du faisceau) est différente pour chacun des plans et vaut respectivement 9 mm, 17 mm, 21 mm et 13 mm pour le premier, le second, le troisième et le quatrième plan. Les deuxième et troisième fils de chaque plan sont respectivement à 42 mm et 84 mm de ce premier fil.

Les 12 fils sensibles sont alimentés à une haute tension positive nominale de 1600V, par l'intermédiaire de câbles blindés, et la haute tension d'alimentation négative pour le "field shaping" est de -2700V en extrémité de cellule, ce qui correspond à un champ de dérive d'environ 1300V/cm.

Les modifications apportées aux anciennes chambres sont les suivantes:

- Nous avons ajouté entre les plans de dérive 2 et 3 un cadre supplémentaire, fermé par deux plans de masse, pour permettre le passage de tirants qui ramènent le fond du pot Romain le plus près possible du fond des détecteurs (voir §3.3.1).
- Au fond de la chambre, 3 plans sur 4 ont leur première cellule tronquée à cause de la position des fils sensibles. Pour y remédier, la structure mécanique de la chambre est terminée par un fond plat, consistant en un circuit imprimé en mylar cuivré, qui porte un réseau de bandes de 200 μm de large. Ceci permet le contrôle de la descente du potentiel entre le plan cathodique et la grille, l'ensemble préservant d'une éventuelle distorsion du champ électrique (en simulant le potentiel d'une cellule entière), jusqu'au plus près du fond de la chambre. En dessous, on trouve une feuille en *kapton*, permettant une circulation du même gaz que dans la chambre des deux côtés du circuit imprimé, ce qui évite à ce dernier de se déformer.

Nous mesurons le temps de dérive, vers un des fils sensibles du plan considéré, des électrons déposés dans le mélange gazeux d'argon et d'éthane (à 50% chacun) contenu dans les cellules. La vitesse de dérive associée est de l'ordre de 52.5 $\mu\text{m}/\text{ns}$. Les 12 fils sensibles sont lus à travers une capacité, discriminés, amplifiés, puis transformés en un signal au standard NIM par un système fabriqué à Rome. Ces signaux, qui correspondent à des différences en temps, sont ensuite ramenés en salle de contrôle via 110 mètres de câble, et digitisés dans un convertisseur

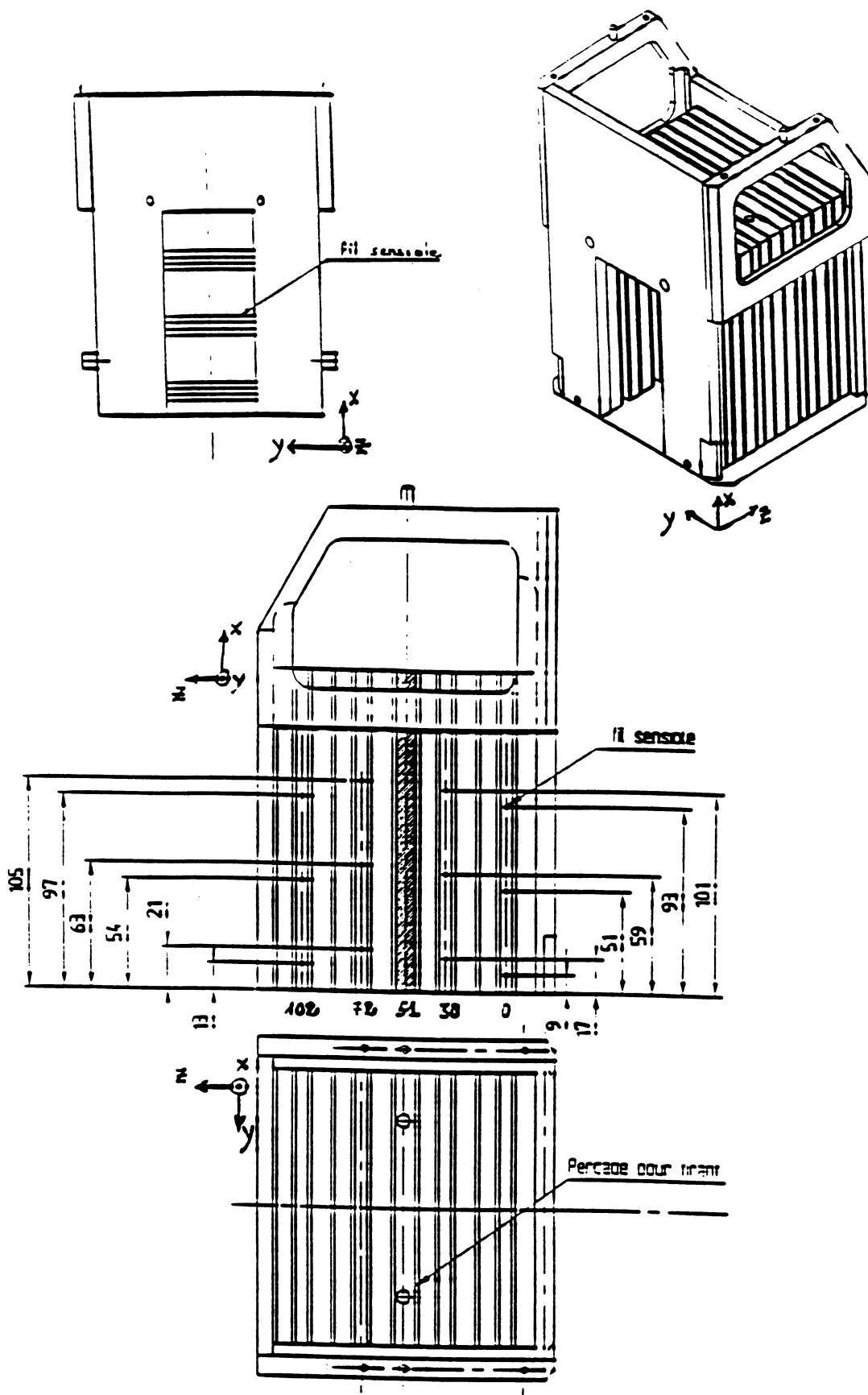


Figure 3.1: *Principe de la chambre à dérive.*

temps-numérique¹.

Nous disposons de 10 chambres à dérive, modifiées à Gênes, dont le fonctionnement a été vérifié lors de tests en faisceau. Nous en avons utilisé huit.

3.2.2 Les détecteurs à fibres scintillantes.

Les détecteurs à fibres scintillantes sont constitués de 480 fibres de 1mm de diamètre, réparties sur 12 plans, et lues après environ 30cm par 40 photomultiplicateurs. Ils servent à mesurer la coordonnée verticale du hadron diffusé. Le signal en sortie des photomultiplicateurs est amplifié par des préamplificateurs de charge à deux étages et envoyé en salle de contrôle sur les canaux d'un convertisseur analogique-digital², après environ 110 mètres de câble torsadé blindé.

Nous disposons de 10 détecteurs à fibres construits à Palaiseau. Le principe de fonctionnement, la méthode de construction de la partie mécanique, ainsi que l'ensemble des tests effectués sur ces détecteurs, sont décrits au chapitre 4. Tous ces détecteurs ont été testés en même temps que les chambres à dérive. Nous en avons utilisé huit.

3.2.3 Les compteurs pour le déclenchement.

Le déclenchement de l'acquisition se fait à partir du signal déposé dans une plaque de scintillateur, le compteur trigger, de largeur 45mm, d'épaisseur 5mm et de hauteur 110mm. Pour augmenter l'efficacité de réponse de la lumière recueillie par ce scintillateur, et que celle-ci soit uniforme, nous le relient à deux guides de lumière qui sont lus par deux tubes photomultiplicateurs indépendants de type EMI 9826, alimentés à une haute tension nominale d'environ 1100V. Les signaux de sortie T_1 et T_2 sont amplifiés et discriminés en salle de contrôle après environ 110 mètres de câble RG58. Nous avons un compteur trigger pour chacun des ensembles de détection, ce qui permet de constituer les différents types de déclenchements de l'acquisition (voir figure 3.2).

En avant de ces compteurs par rapport aux particules diffusés, nous avons un hodoscope constitué de 8 compteurs à scintillation très proches, les "fingers", chacun de 5.5mm de largeur, 4mm d'épaisseur et 110mm de longueur, lus par des photomultiplicateurs de même type, alimentés à une haute tension nominale d'environ 1000V, amplifiés et recueillis suivant le même chemin que pour les signaux des détecteurs à fibres. Nous utilisons ces "fingers" comme complément d'information des fibres, pour déterminer la position verticale de la trace.

Neuf de ces hodoscopes ont été fabriqués à Gênes, testés en faisceau, et nous en avons utilisé huit.

¹TDC Fastbus multihits, Lecroy 1879 - 96 canaux

²ADC Fastbus, Lecroy 1882F - 96 canaux

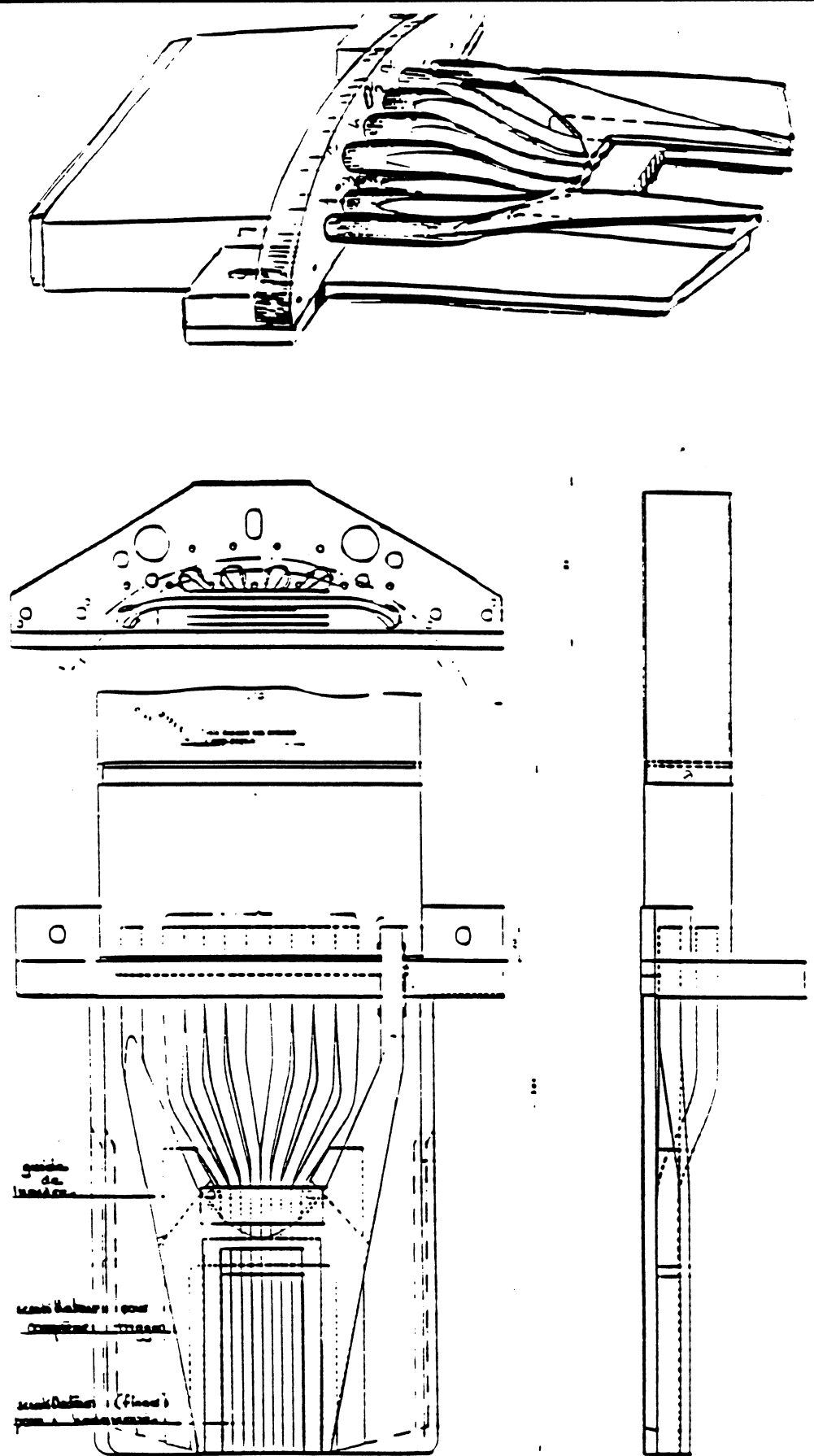


Figure 3.2: L'hodoscope de scintillateur, avec les "fingers" et le compteur trigger.

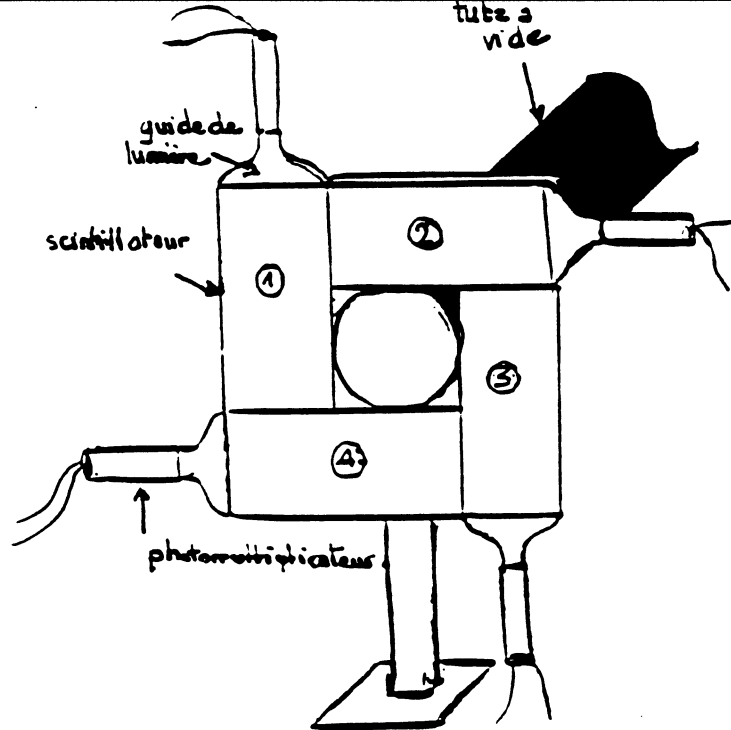


Figure 3.3: Principe des compteurs de luminosité.

3.2.4 Les compteurs de luminosité.

Les compteurs de luminosité ont été fabriqués à Prague. Ils servent comme mesure de la position longitudinale du point d'interaction $p\bar{p}$, et comme compteurs de luminosité relative. Le montage est présenté figure 3.3. Les compteurs sont constitués de quatre plaques de scintillateurs en polystyrène de dimensions $400 \times 200 \times 20 \text{ mm}^3$, suivies chacune d'un guide de lumière en plexiglass, lu par un photomultiplicateur de type EMI 9813 B, monté avec un assemblage de protection. La haute tension nominale d'alimentation des photomultiplicateurs est d'environ 2 kV , fournis par des alimentations haute tension Lecroy 4032. Nous avons deux compteurs pour les protons diffusés (LP_1 et LP_2), et deux pour les antiprotons diffusés (LA_1 et LA_2). Ces compteurs ont été testés en même temps que les autres détecteurs, de façon à choisir leur haute tension nominale d'alimentation, et pour vérifier l'uniformité du taux de comptage de chaque compteur. Nous avons constaté une dispersion résiduelle de ces taux de quelques pour cent. Enfin, l'efficacité de détection de chaque compteur a été mesurée. Elle est supérieure à 99.7% au centre du compteur.

3.3 Le positionnement de l'ensemble de détection.

3.3.1 Les pots Romains.

Le principe d'un pot Romain est montré figure 3.4. Il constitue une partie mobile du tube à vide, à soufflet d'axe horizontal, montée dans le plan de la machine de chaque côté de l'anneau, et dans laquelle nous plaçons nos détecteurs. Ceci permet de choisir leur positionnement le long de l'axe horizontal par rapport au faisceau, le plus près possible dans le cas d'une diffusion élastique. Nous appelons "pot Romain" l'ensemble du système de positionnement d'une paire de détecteurs, et pot la partie de celui-ci dans laquelle nous plaçons un ensemble de détection (chambre + détecteur à fibres + hodoscope). La figure 3.5 montre cette deuxième partie. Un pot Romain en contient deux, de part et d'autre du tube à vide. Les pots Romains sont cylindriques, avec une fenêtre d'acier de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur à l'entrée et à la sortie des particules, pour minimiser la diffusion multiple dans les parois. Le fond du pot est lui aussi équipé d'une fenêtre d'acier de $0.2\ \text{mm}$ d'épaisseur. Ils ont un rebord fixé à un soufflet de $30\ \text{cm}$ de diamètre. La pression atmosphérique est compensée par un asservissement pneumatique, et il suffit d'un moteur électrique de faible puissance pour déplacer l'ensemble.

Les pots Romains ont été alignés avant le début de l'expérience par les géomètres du groupe Géodésie du CERN, et l'erreur sur la mesure de cette position absolue était de $0.1\ \text{mm}$. La distance relative du fond de chaque pot interne par rapport à l'axe théorique de la machine, le long d'un axe horizontal, est mesurée par un micromètre à sortie digitale, avec une précision relative de $25\ \mu\text{m}$ par pot. Nous contrôlons le déplacement à partir de la salle de comptage, en utilisant la lecture des micromètres pour chaque pot (notée *dvm*), et en vérifiant le taux de comptage pour les compteurs trigger correspondants, lorsque nous effectuons l'approche des pots par rapport au faisceau.

Fin 1990, des mesures ont été effectuées afin de vérifier la planéité du fond du pot interne, en simulant la dépression imposée par le tube à vide, et ces mesures ont montré qu'il se bombait en direction du faisceau en son milieu. Nous corrigeons cette déformation en vissant deux tiges à l'intérieur du pot, et en imposant sur chacune d'elle une traction soigneusement calibrée d'après la profondeur de celui-ci. Ces tiges traversent le plan supplémentaire au milieu de la chambre à dérive, et permettent de ramener le fond du pot vers le fond des détecteurs.

Nous avons aussi contrôlé la profondeur des pots, qui a été mesurée au micromètre en douze points d'un gabarit portant l'empreinte des détecteurs et placé sur la bride de ces pots, ce qui a permis d'en déduire la profondeur minimale. La profondeur de l'ensemble de détection était dominée par l'empreinte de la chambre, que nous avons choisi plus grande que celle du pot associé. Nous avons collé un ensemble de trois cales sur la bride de chaque pot afin que le fond de la chambre soit au plus près du fond du pot individuellement (notons les *cal*).

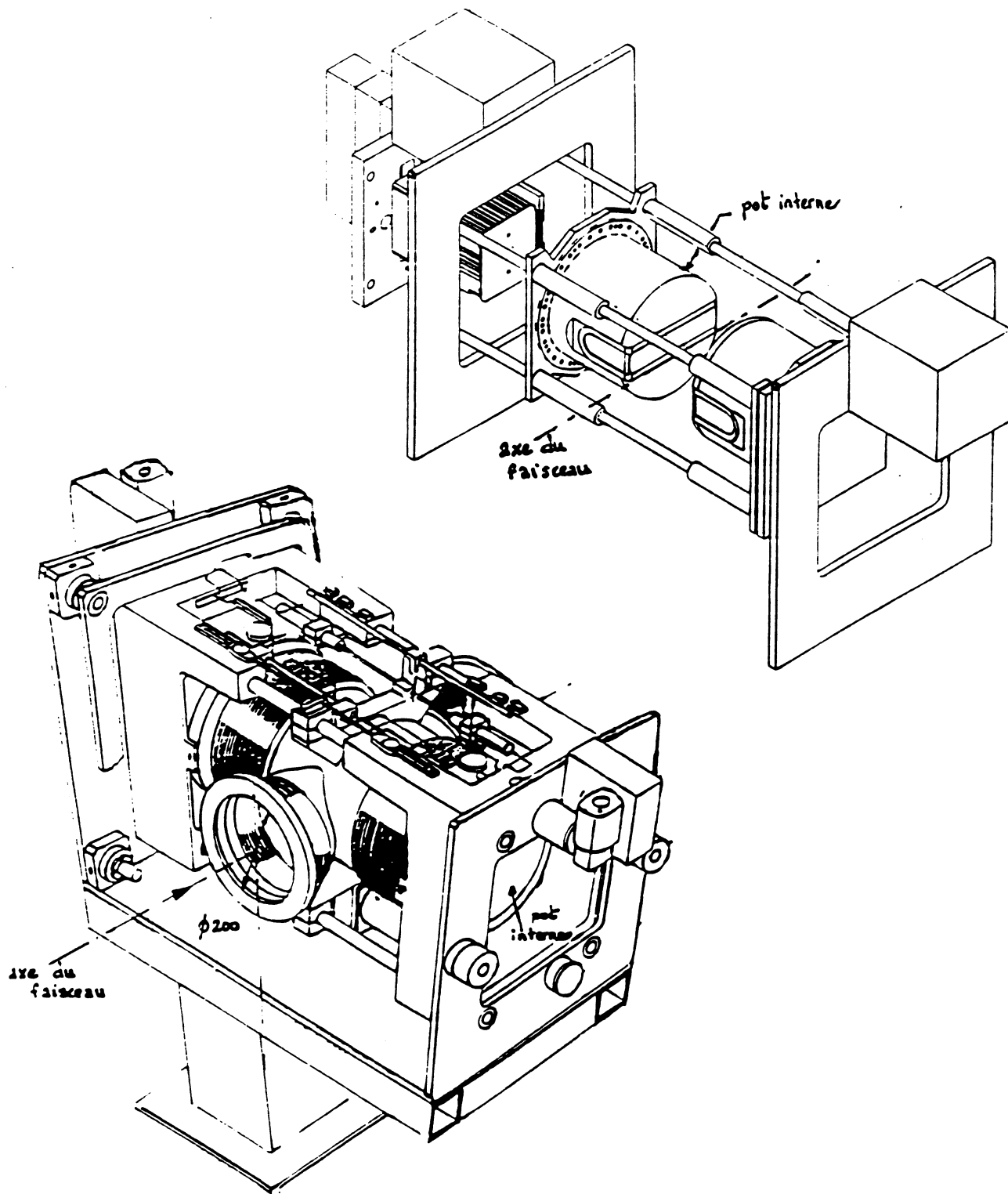


Figure 3.4: Principe d'un pot Romain d'axe horizontal.

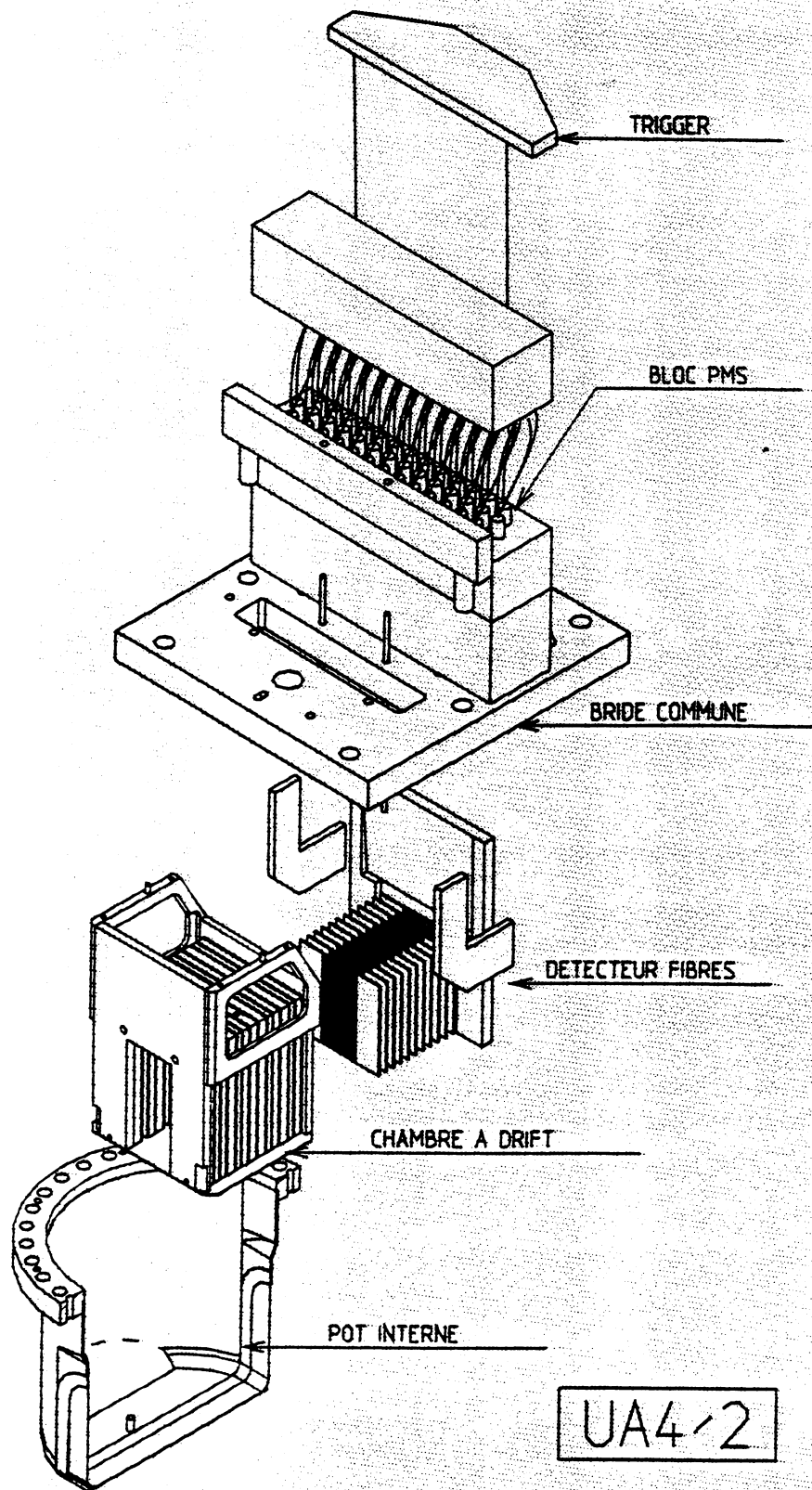


Figure 3.5: *Le positionnement des détecteurs dans un pot.*

Nous disposons de 4 pots Romains horizontaux de part et d'autre du tube à vide, contenant respectivement les ensembles de détecteurs numérotés comme sur la figure 2.4. Nous appelons bras l'ensemble de deux pots internes, d'un même côté du tube à vide et du point d'interaction, mesurant donc la même coordonnée de part et d'autre des positions où l'avance de phase vaut $\Delta\mu = \pi/2$. Notre ensemble de détection possède donc quatre bras répartis comme suit:

bras 1: pots 3 et 1
bras 2: pots 4 et 2
bras 3: pots 5 et 7
bras 4: pots 6 et 8

Nous définissons alors un télescope comme l'ensemble de deux bras opposés mesurant les angles de diffusion associés au proton et à l'antiproton. Le télescope 1 est formé des bras 1 et 4, le télescope 2 des bras 2 et 3.

3.3.2 Les coordonnées au minimum de la fonction bétatronique.

Les détecteurs sont disposés dans les pots de telle manière qu'une particule issue du point d'interaction traverse en premier lieu la chambre à dérive, puis le détecteur à fibres, les "fingers", et enfin les compteurs trigger. Les distances relatives des détecteurs dans un pot sont représentées figure 3.6. Les positions respectives du premier plan de dérive et du premier plan de fibres par rapport au centre du pot sont 72 mm et 65 mm.

Pour que notre ensemble de détection total soit cohérent, nous choisissons d'avoir une référence commune sur nos coordonnées, et pour ce faire, nous rapporterons les valeurs reconstruites dans le plan horizontal et le plan vertical aux deux positions longitudinales où $\Delta\mu$ vaut $\pi/2$, c'est à dire:

- bras 1 et 2, côté \bar{p} : $z_{\pi/2} = -45.465$ mètres du point d'interaction
- bras 3 et 4, côté p : $z_{\pi/2} = +47.953$ mètres du point d'interaction

En pratique, les coordonnées $x_{\pi/2}$ et $y_{\pi/2}$ sont obtenues de la façon suivante:
La coordonnée horizontale à $\pi/2$ est obtenue pour chaque bras i par la formule 3.1.

$$x_{\pi/2}(i) = x_0(i) + \Delta z(i) \times \tan \theta(i) \quad (3.1)$$

où $\Delta z(i)$ représente la distance longitudinale de l'origine du bras à la position à $\Delta\mu = \pi/2$ (c'est-à-dire -438 mm pour les bras 1 et 2, et $+547$ mm pour les bras 3 et 4). Les valeurs de $x_0(i)$ et $\theta(i)$ sont obtenues lors de la reconstruction dans les chambres à dérive.
La coordonnée verticale à $\pi/2$ est obtenue au moyen d'une formule de barycentre. Connaissant

UNIVERSITE DE PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY
DIVISION de la RECHERCHE

Scolarité 3ème cycle
BAT. 301
Tél : 69.4170.38

Monsieur DI LELLA Luigi
CERN MEYRIN
BATIMENT 58 - PIECE 1.004
CH 1211 GENEVE 23
SUISSE

OBJET : Convocation à un jury de thèse.

J' ai l'honneur de vous faire connaître que le Jury de la soutenance de thèse

de M ademoiselle AUGIER Corinne

dont vous faites partie, se réunira aux date, heure et lieu indiqués ci-dessous

Date : Le 15 Mars 19 93

Heure : 14 H 30

Lieu de soutenance :

BATIMENT 338 - SALLE 104

UNIVERSITE PARIS SUD

91405 ORSAY CEDEX

Veuillez agréer, l'expression de mes salutations distinguées.

Pour le Président et par Délégation
Le Chef du Service de la Scolarité
Po/La Responsable de la Scolarité
3ème Cycle



A. ARMANDOU

NB : LA PRESENTE CONVOCATION VAUT ORDRE DE MISSION



DOCTORAT
SCIENCES

R A P P O R T

- MATHÉMATIQUES
- INFORMATIQUE
- PHYSIQUE
- CHIMIE
- CHIMIE
PHYSIQUE
- SCIENCES
DE LA TERRE
- SCIENCES
DE LA VIE

de M onsieur GIFFON Maurice, Professeur

(Nom et titre)

nommé par Monsieur le Président de l'Université PARIS XI
pour examiner la thèse de :

M ademoiselle Corinne AUGIER

"Mesure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique
proton-antiproton..." **ayant pour sujet :**

Il y a quelques années (1985) l'expérience UA4 au CERN nous a
livré une valeur étonnamment élevée pour le rapport ρ de la partie
réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion
élastique. Cette valeur différait beaucoup de celle prédite en
utilisant les relations de dispersion où les modèles théoriques de
la littérature.

Il convenait de reprendre l'expérience dans un autre contexte
expérimental, ce qui vient d'être fait et forme l'objet de la thèse
de Melle Augier. A la lecture de cette dernière on voit qu'elle a
eu la grande chance de participer à toutes les phases de
l'expérience, ce qui est rare dans le domaine de la physique des
hautes énergies. On voit aussi qu'elle a su tirer le plus grand
profit de cette chance. Sa participation à la construction de
l'appareillage, qui se reflète en particulier dans la description
très détaillée qu'elle donne de la réalisation du détecteur à base
de fibres optiques scintillantes, n'a pu être que très active. Les
essais de réception sur un faisceau de particules du CERN montrent
son souci d'une connaissance parfaite du comportement du détecteur
durant l'expérience. On sent que Melle Augier s'est familiarisée
avec les lois qui régissent le comportement des faisceaux. La
description détaillée du montage expérimental témoigne de son
implication à l'installation, à la mise en route et aux divers
tests de fonctionnement indispensables de l'ensemble.

MEMBRES DU JURY

MM _____

RAPPORTEURS
SCIENTIFIQUES

MM _____

La manière de rendre compte de la prise de données et de leur analyse montre une compréhension approfondie de toutes les sources d'erreurs systématiques possibles. La description des diverses méthodes donnant l'ajustement de la distribution en transfert t avec la forme mathématique traditionnellement utilisée pour obtenir la valeur de ρ est très soignée. Il en est de même pour l'obtention de la pente et de la section efficace totale.

Mademoiselle Augier a montré un réel souci de compréhension des modèles existants pour confronter leurs prédictions avec les résultats de l'expérience. Elle a trouvé le temps de faire des calculs numériques en dépit de sa totale implication dans l'expérience et du fait qu'elle ait à remplir un service d'enseignement qui me paraît assez élevé.

J'ai apprécié la clarté de la rédaction, le sens de l'exactitude, le besoin d'aller au fond des choses et l'enthousiasme pour la recherche dont témoigne Melle Augier. Je considère que son travail constitue une excellente thèse.

En conséquence, je déclare que la thèse de :

M ademoiselle Corinne AUGIER

mérite d'être soutenue.

Date et signature

11/02/52

A handwritten signature in dark ink, appearing to be 'M. G. J.' with a flourish at the end.

DOCTORAT
SCIENCES

R A P P O R T

de M Luigi DiLella Physicien

(Nom et titre)

nommé par Monsieur le Président de l'Université PARIS XI
pour examiner la thèse de :M Mademoiselle Corinne AUGIER

ayant pour sujet :

**MESURE DE LA PARTIE REELLE DE L'AMPLITUDE DE
DIFFUSION ELASTIQUE PROTON-ANTIPROTON VERS L'AVANT
A UNE ENERGIE DE 541.2 GeV DANS LE CENTRE DE MASSE**

Cette thèse a pour objet la mesure du rapport ρ entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique proton-antiproton vers l'avant, à une énergie totale de 541.2 GeV. Cette mesure a été effectuée en 1991 auprès du collisionneur Sp \bar{p} S du CERN par la collaboration UA4/2.

Il s'agit d'une mesure classique, qui fait partie du programme d'expériences de tout accélérateur ouvrant un nouveau domaine d'énergies. Dans ce cas particulier, l'expérience UA4/2 représente une deuxième mesure de ρ auprès du Sp \bar{p} S, qui fait suite à la mesure effectuée par la collaboration UA4 en 1985. Le résultat de cette mesure, $\rho = 0.24 \pm 0.04$, publié en 1987, était en désaccord avec les prédictions théoriques ($\rho \approx 0.13$) obtenues par les relations de dispersion à partir d'extrapolations raisonnables de la section efficace totale $p\bar{p}$ à très haute énergie, d'où la nécessité de cette nouvelle mesure.

La méthode expérimentale est basée sur la mesure de la section efficace différentielle de diffusion élastique dans la région où le terme d'interférence entre les amplitudes d'interactions coulombienne et forte est maximum. La difficulté principale réside dans le fait que, à l'énergie considérée, ce terme est important à des angles de diffusion très petits, de l'ordre de 120 μ rad, ce qui exige un contrôle très stricte d'un grand nombre d'effets systématiques liés à la position relative des détecteurs et des faisceaux. Les détecteurs doivent être sensibles à déjà quelques millimètres de l'axe des faisceaux et doivent être positionnés à quelques microns près. En plus, cette mesure exige le fonctionnement du collisionneur avec une optique spéciale qui réduit la divergence angulaire des faisceaux au point de collision (valeur élevée de la fonction β).

 MATHÉMATIQUES INFORMATIQUE PHYSIQUE CHIMIE CHIMIE
PHYSIQUE SCIENCES
DE LA TERRE SCIENCES
DE LA VIE

MEMBRES DU JURY

M _____

RAPPORTEURS
SCIENTIFIQUES

M _____

Le premier chapitre de cette thèse décrit la méthode expérimentale dans ses généralités. Les limites à la précision de la mesure de ρ y sont analysées dans le but de proposer des améliorations possibles par rapport à la mesure précédente. Dans cette partie de la thèse, la candidate témoigne d'un esprit critique bien développé.

Le deuxième chapitre décrit le complexe d'accélérateurs liés au fonctionnement du $Spp\bar{S}$ pour la mesure de ρ . La méthode de réglage de la machine y est aussi présentée, ainsi que la mesure des paramètres des faisceaux qui influencent la mesure de ρ . Dans cette partie de la thèse, la candidate fait preuve d'une bonne connaissance des principes fondamentaux des accélérateurs de particules.

Le chapitre 3 décrit l'ensemble des détecteurs et le système d'acquisition des données. La mesure de la position des détecteurs y est discutée en détail à cause de l'influence qu'elle exerce sur l'erreur systématique finale. Ce chapitre décrit aussi un certain nombre de mesures spéciales (centrage du point de collision, mesure de la luminosité) destinées à vérifier la qualité des données et à fournir des termes de correction au niveau de l'analyse. Dans cette partie de la thèse, la candidate témoigne d'une très bonne connaissance des techniques de détection, dont elle sait mettre en relief les caractéristiques importantes dans la mesure de ρ .

Le chapitre 4 présente une description détaillée des détecteurs à fibres scintillantes qui ont joué un rôle primordial dans cette expérience. La candidate a contribué personnellement avec le groupe du LPNHE de l'Ecole Polytechnique à la construction et à la mise au point de ces détecteurs de conception nouvelle.

Le chapitre 5 décrit la procédure suivie pour transformer les données brutes fournies par les détecteurs en quantités physiques, ce qui implique l'utilisation de données de calibration et d'alignement.

Le chapitre 6 concerne le calcul de l'acceptance en fonction de l'angle de diffusion, qui est nécessaire pour obtenir la distribution angulaire de diffusion $p\bar{p}$. Une estimation de l'incertitude systématique sur l'acceptance est incluse dans ce chapitre.

Les chapitres 7, 8 et 9 présentent les résultats physiques de l'expérience. D'abord, la distribution en t (carré du transfert de quadrimoment), obtenue à partir de la sélection d'événements élastiques après soustraction du bruit de fond (chapitre 7) est décrite. On trouve ensuite la mesure de la section efficace totale $p\bar{p}$, obtenue à l'aide du théorème optique en extrapolant à $t = 0$ la contribution de l'interaction forte à la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ (chapitre 8); et la mesure de ρ par ajustement de la forme théorique $d\sigma/dt$ aux données expérimentales (chapitre 9). Ce dernier chapitre contient aussi une étude approfondie des effets systématiques. L'incertitude finale sur la valeur de ρ , dominée par les effets systématiques, est de ± 0.015 , ce qui représente une amélioration importante par rapport à la mesure précédente (± 0.04).

Enfin, le chapitre 10 présente la théorie des diffusions élastiques des hadrons et l'extrapolation à très haute énergie des amplitudes de diffusion, ce qui permet de prédire la valeur de ρ à l'aide des relations de dispersion. La valeur de ρ mesurée dans cette expérience est, contrairement à la valeur précédente, en bon accord avec les prédictions théoriques.

Cette thèse représente un travail complet sur la mesure du paramètre ρ dans la diffusion élastique proton-antiproton à haute énergie. Les problèmes expérimentaux liés à cette mesure y sont très clairement expliqués, ainsi que les méthodes, souvent très astucieuses, pour les résoudre. L'impression générale est que la candidate maîtrise aussi bien les techniques de détection et d'analyse que les aspects théoriques qui justifient cette recherche. Il faudrait suggérer la lecture de cette thèse à tous ceux qui ont l'intention de s'attaquer à une nouvelle mesure de ρ auprès des accélérateurs du futur (LHC, SSC), et même du présent, tel que le collisionneur $p\bar{p}$ TEV-I de Fermilab.

En conséquence, je déclare que la thèse de :

M ademoiselle Corinne AUGIER

mérite **d'être soutenue.**

Date et signature

le 15 février 1993

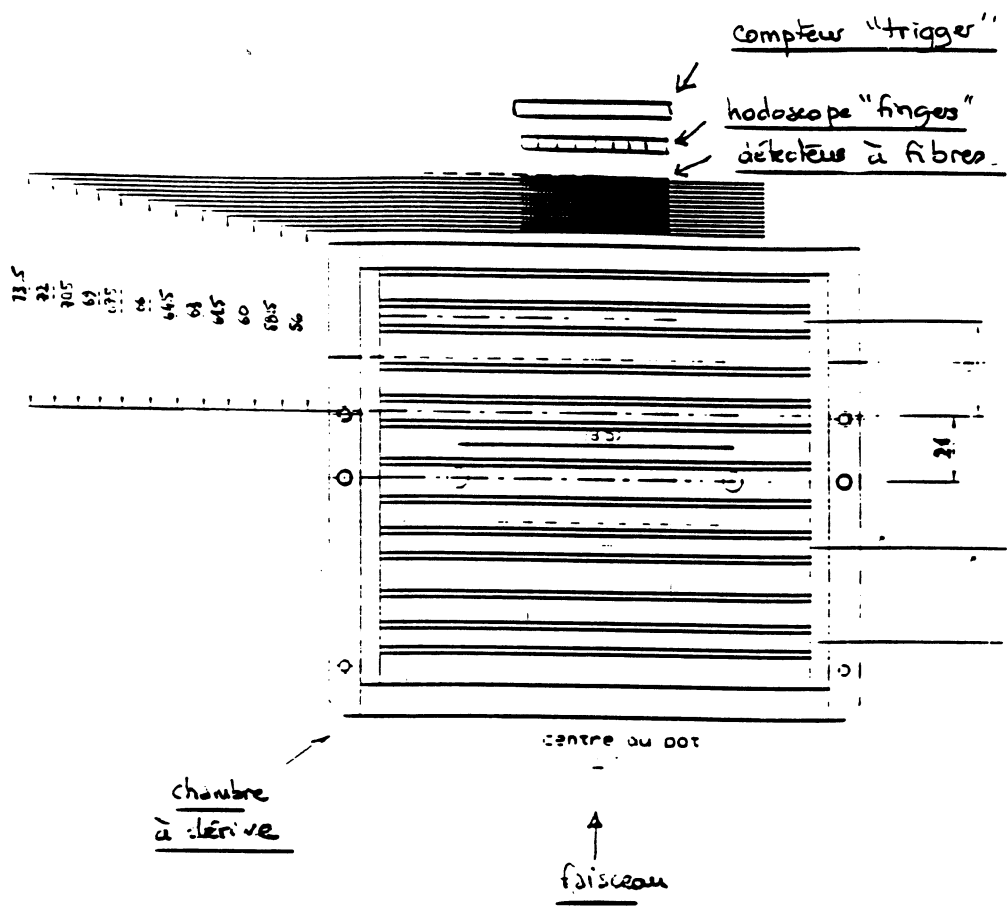


Figure 3.6: Les distances entre les détecteurs dans un pot.

la distance longitudinale entre le milieu des plans de fibres et la position à $\pi/2$, différente pour les deux pots du bras, nous pouvons établir le poids des coordonnées de chacun d'eux sur la coordonnée $y_{\pi/2}$. Nous obtenons pour chaque bras i :

côté antiproton

$$\text{distance } \Delta z_{pot_i - \pi/2} = +301 \text{ mm}$$

$$\text{distance } \Delta z_{pot_e - \pi/2} = -429 \text{ mm}$$

$$y_{\pi/2} = 0.58767 \times y_{pot_i} + 0.41233 \times y_{pot_e}$$

côté proton

$$\text{distance } \Delta z_{pot_i - \pi/2} = -410 \text{ mm}$$

$$\text{distance } \Delta z_{pot_e - \pi/2} = +320 \text{ mm}$$

$$y_{\pi/2} = 0.43836 \times y_{pot_i} + 0.56164 \times y_{pot_e}$$

où y_{pot_i} et y_{pot_e} sont les coordonnées verticales du pot interne et du pot externe du bras i par rapport au point de croisement, obtenues lors de la reconstruction dans les détecteurs à fibres.

Avec l'insertion présentée au paragraphe 2.2.2, et en utilisant le positionnement de nos détecteurs décrit précédemment, les valeurs des quadri-moments transférés t que nous pouvons atteindre sont présentées sur la figure 3.7, comme une fonction de la coordonnée horizontale et de la coordonnée verticale à $\Delta\mu = \pi/2$, pour un des télescopes. Ces ellipses sont

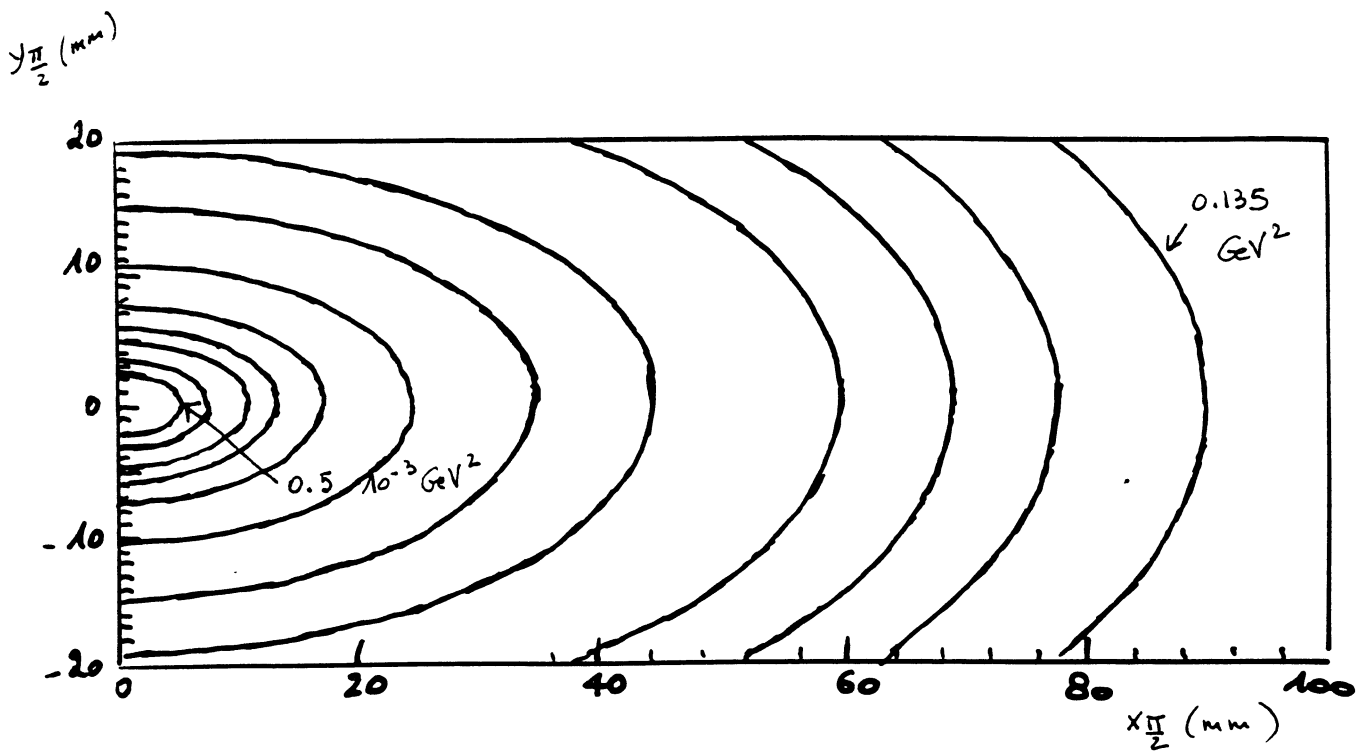


Figure 3.7: Les ellipses en $|t|$ associées à nos télescopes.

différentes côté proton et côté antiproton diffusés, mais elles sont identiques pour les deux télescopes.

3.3.3 La correspondance entre les coordonnées.

Notre ensemble de détection permet d'obtenir une double mesure de chacune des coordonnées, aux incertitudes de résolution près. Nous définissons ici des conditions sur les coordonnées tenant compte de cet effet.

L'angle de diffusion au point de croisement est obtenu en théorie par la formule 3.2 (voir §2.2.2):

$$\theta^* = \frac{r - m_{11}r^*}{m_{12}} \quad (3.2)$$

où les coordonnées à la position des détecteurs et au point de croisement, r et r^* , et les éléments des matrices de transfert m , sont associés soit au plan vertical, soit au plan horizontal.

Nous avons la même relation pour les coordonnées horizontales des deux pots et nous obtenons la relation 3.3 liant ces coordonnées mesurées dans le pot interne et le pot externe du bras.

$$\frac{x_{pot_i} - mh_{11}(pot_i)x^*}{mh_{12}(pot_i)} = \frac{x_{pot_e} - mh_{11}(pot_e)x^*}{mh_{12}(pot_e)} \quad (3.3)$$

Les valeurs de mh_{11} sont proches de zéro, nous pouvons approximer cette relation par la suivante:

$$\frac{x_{pot_i}}{mh_{12}(pot_i)} \sim \frac{x_{pot_e}}{mh_{12}(pot_e)} \quad (3.4)$$

Pour tenir compte de l'ajustement de la trajectoire, des résolutions de nos détecteurs, et de la divergence angulaire du faisceau, nous utiliserons la condition 3.5 pour sélectionner nos coordonnées:

$$\left| x_{pot_i} - \frac{Lh_{eff}(pot_i)}{Lh_{eff}(pot_e)} x_{pot_e} \right| \leq 1 \text{ mm} \quad (3.5)$$

Nous pouvons définir le même type de relation pour les coordonnées mesurées par les deux bras d'un télescope. En utilisant les coordonnées reconstruites à $\pi/2$, l'élément de matrice mh_{11} est nul, et nous aurons directement:

$$\frac{x_{\pi/2}(p)}{mh_{12}(p)} \sim \frac{x_{\pi/2}(\bar{p})}{mh_{12}(\bar{p})} \quad (3.6)$$

Pour tenir compte de la divergence angulaire du faisceau, nous demanderons la condition 3.7:

$$\left| x_{\pi/2}(p) - \frac{Lh_{eff}(p)}{Lh_{eff}(\bar{p})} x_{\pi/2}(\bar{p}) \right| \leq 0.9 \text{ mm} \quad (3.7)$$

Pour la coordonnée verticale, les détecteurs ne sont pas positionnés proches d'un minimum de la fonction bêatronique verticale. L'élément mv_{11} de la matrice de transfert verticale associée aux différentes positions des détecteurs à fibres n'est donc pas nul. Nous avons cependant la même relation 3.2 sur les coordonnées, et nous pouvons écrire:

$$y_{pot_i} - \frac{mv_{12}(pot_i)}{mv_{12}(pot_e)} y_{pot_e} = \frac{1}{mv_{12}(pot_i)} \left(\frac{m_{11}(pot_i)}{mv_{12}(pot_i)} - \frac{mv_{11}(pot_e)}{mv_{12}(pot_e)} \right) y^* \quad (3.8)$$

Or, le terme en facteur de y^* a une valeur typique de 10^{-4} , et nous pouvons donc négliger sa contribution. Nous aurons donc la même relation que pour la coordonnée horizontale, et en tenant compte des résolutions des détecteurs et de la divergence angulaire du faisceau, nous utiliserons finalement la condition 3.9.

$$\left| y_{pot_i} - \frac{Lv_{eff}(pot_i)}{Lv_{eff}(pot_e)} y_{pot_e} \right| \leq 1 \text{ mm} \quad (3.9)$$

En ce qui concerne les coordonnées verticales $y_{\pi/2}$, nous obtenons par la même méthode:

$$y_{\pi/2}(p) - \frac{mv_{12}(p)}{mv_{12}(\bar{p})} y_{\pi/2}(\bar{p}) = mv_{12}(p) \left(\frac{mv_{11}(p)}{mv_{12}(p)} - \frac{mv_{11}(\bar{p})}{mv_{12}(\bar{p})} \right) y^* \quad (3.10)$$

Dans cette formule, les valeurs des éléments de matrice mv_{12} associées au proton et à l'antiproton n'ont pas le même signe, et la contribution du terme en facteur devant y^* n'est pas négligeable. Pour tenir compte de cet effet, nous utiliserons la condition 3.11 sur les coordonnées mesurées par les deux bras du télescope:

$$\left| y_{\pi/2}(p) - \frac{Lv_{eff}(p)}{Lv_{eff}(\bar{p})} y_{\pi/2}(\bar{p}) \right| \leq 6.0 \text{ mm} \quad (3.11)$$

Nous utiliserons toutes ces conditions pour sélectionner nos événements.

3.4 Le contrôle de la position des détecteurs.

3.4.1 Introduction.

Nous voulons observer des événements dont la valeur de $|t|$ est proche de $7 \cdot 10^{-4} \text{GeV}^2$, nous devons donc atteindre des angles de diffusion inférieurs à $100 \mu\text{rad}$. La valeur calculée de θ est obtenue à partir des coordonnées horizontale et verticale mesurées dans les détecteurs. Toute erreur sur la mesure de la position des traces affecte le calcul de l'angle de diffusion et modifie la valeur de t . Cette erreur rassemble plusieurs incertitudes. En vue de minimiser ces erreurs par rapport à l'expérience de 1985, une mesure supplémentaire a été introduite, dont nous décrivons ici le principe.

3.4.2 Le système de mesure utilisé.

Le contrôle de la position des pots par rapport au faisceau est donné par la lecture des micromètres à sortie digitale.

La seule information que nous ne pouvons récupérer lors de l'analyse est l'échelle angulaire, définie par la distance entre les pots se faisant face. Nous avons donc mis en place un nouveau système de mesures avec des pieds à coulisse à lecture digitale, fixant l'échelle angulaire et permettant d'obtenir cette distance.

Le principe de ce système est présenté figure 3.8. Lorsque les détecteurs sont montés dans un pot Romain, nous les munissons de 3 tiges de mesures, fixées à l'une de leurs extrémités à la bride commune d'un des pots, et ayant des pieds à coulisse fixés à l'extrémité associée à l'autre bride. Ces pieds à coulisse permettent la mesure de la distance entre les brides communes des deux ensembles. Les positions des fils sont repérées par rapport à ces brides, et nous pouvons ainsi déduire à partir de la distance interbride la nouvelle distance entre les fils des chambres. Nous enregistrons les valeurs mesurées sur chacun des pieds à coulisse. Nous disposons de trois valeurs pour chacun des quatre pots Romains, mesurées au début, et contrôlées à la fin de chaque prise de données.

3.4.3 Les différentes mesures sur les détecteurs.

La coordonnée horizontale mesurée dans chacune des chambres à dérive est associée à la position des fils sensibles de celle-ci. Nous devons donc les connaître de façon précise, dans un même référentiel. Nous disposons d'un ensemble de mesures des positions de fils obtenues avant l'expérience³. Des informations complémentaires étant nécessaires, les positions des

³R. Angeloz, Division MT, Cern - Groupe moyens de fabrication, section MQ.

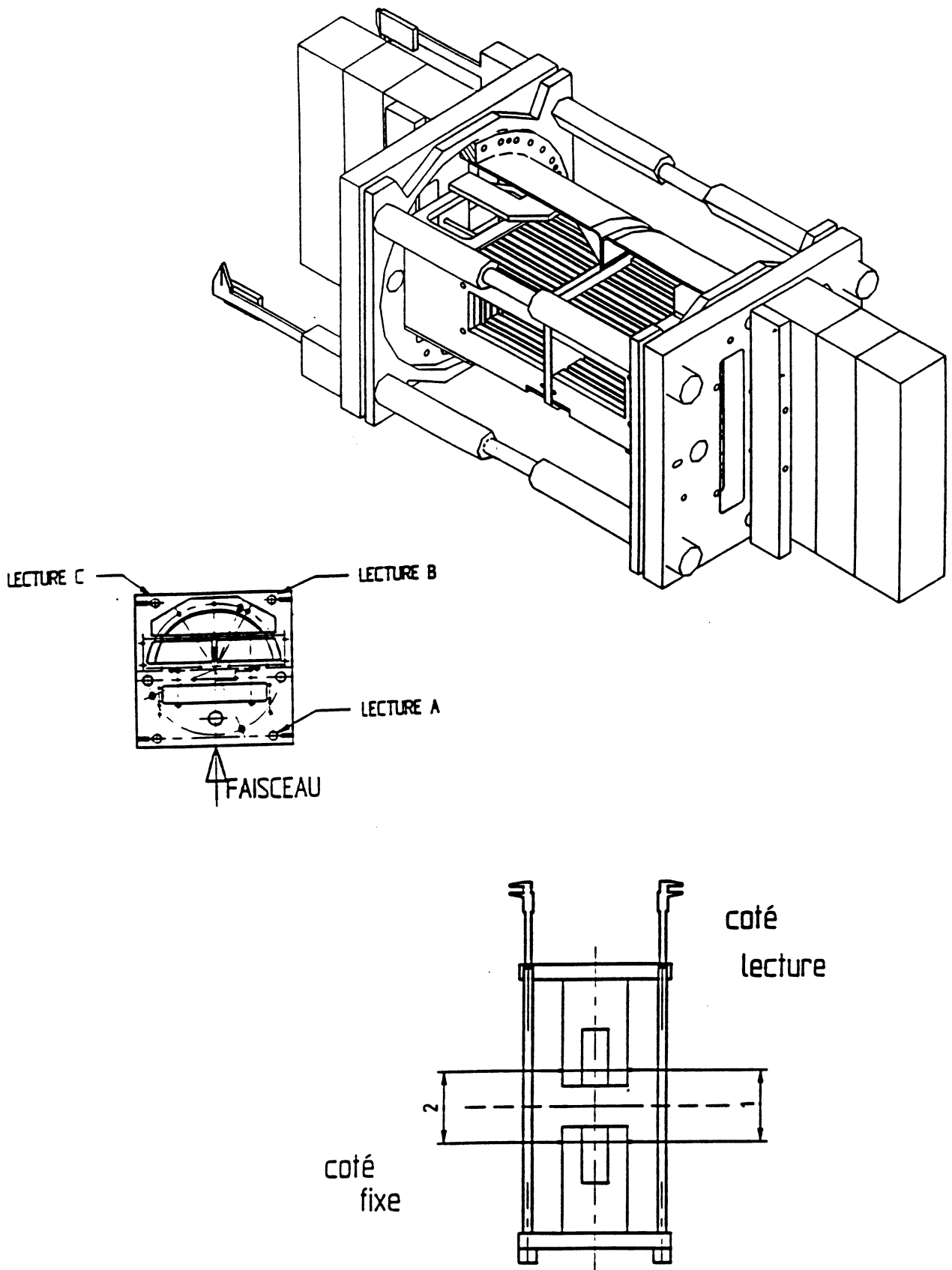


Figure 3.8: *Principe de la mesure avec les pieds à coulisse.*

fil de chambre ont été mesurées de nouveau début 1992, cette fois en même temps que les positions des détecteurs à fibres.

Pour ce faire, deux ensembles de détection appariés sont placés l'un en face de l'autre sur un bâti qui simule un pot Romain. Le principe de la mesure est présenté figure 3.9. Nous avons une vue de côté et une vue de dessus (en supposant les mêmes axes que dans le tunnel du $Spp\bar{p}S$). Les détecteurs appariés sont positionnés à la même distance l'un de l'autre que lors de l'approche nominale des pots, en utilisant les valeurs enregistrées sur les pieds à coulisse (le bâti a été conçu pour que les faces internes des brides communes soient parallèles et à une distance fixe de 496.87 mm).

Nous relevons en premier lieu la valeur l_{ref} donnée par les trois pieds à coulisse de chaque ensemble, correspondant donc à une distance inter-bride de 496.87 mm.

Ensuite, en utilisant une lunette de visée à déplacement parallèle au bâti horizontal sur lequel est posé l'ensemble de détection, nous mesurons directement la distance associée (df_{ref}) entre le premier fil sensible du plan 1 des deux chambres. Nous effectuons cette mesure deux fois, la première en mesurant les distances à partir d'une des deux chambres, la seconde en mesurant les distances à partir de l'autre chambre.

Nous mesurons aussi la position du premier fil des plans 1 et 2 de chaque chambre, et nous vérifions l'alignement des chambres.

Enfin, nous vérifions l'alignement des goupilles de référence des détecteurs à fibres se faisant face.

Nous effectuons ces mesures pour les quatre ensembles de détecteurs. Les résultats sur la position des fils sensibles sont compatibles, avec un écart maximal de $20 \mu m$, avec celles dont nous disposions précédemment. Nous utilisons comme distance de référence entre les premiers fils df_{ref} la valeur moyenne obtenue sur les deux mesures effectuées. Nous utilisons comme valeurs de référence l_{ref} pour la lecture des pieds à coulisse celles que nous possédions déjà: la différence entre ces valeurs et celles obtenues avec les nouvelles mesures est constante par paire à $15 \mu m$ au maximum.

Nous connaissons pour chacun de nos ensembles de données, les trois valeurs mesurées par les pieds à coulisse. La méthode de calcul de la distance entre le premier fil des chambres appariées pour chacun de nos ensembles de données (df_{run}) est alors très simplement donnée par l'équation 3.12.

$$df_{run} = df_{ref} - \sum_{i=1}^3 \frac{[l_{ref}(i) - l_{run}(i)]}{3} \quad (3.12)$$

Connaissant la distance entre les premiers fils des chambres appariées, ainsi que la position de chacun des fils dans un même référentiel, nous pouvons déterminer les positions de l'ensemble des fils des 8 chambres utilisées, avec une référence commune (voir §5.4).

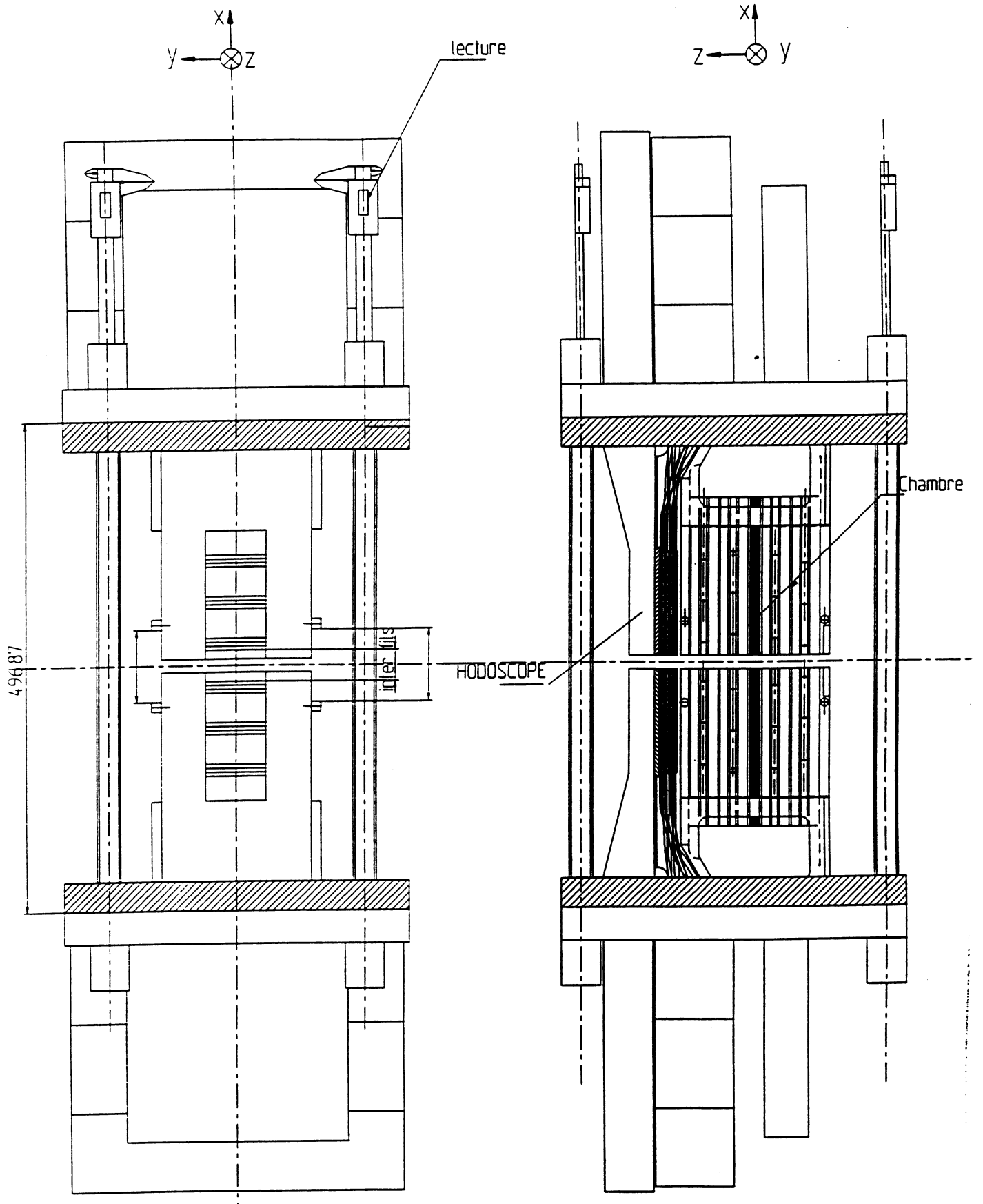


Figure 3.9: Mesures des positions de fils par rapport à une référence commune.

3.5 Le déclenchement.

3.5.1 Introduction.

Pour la sélection des événements élastiques, nous avons besoin d'une référence en temps précise. Nous nous servons de la mesure du passage des paquets de protons à chaque tour de collisionneur, sur un système de capteurs positionné juste à côté du point d'interaction, qui fournit un courant induit que nous détectons. Nous appelons RF le signal ainsi obtenu toutes les $7.7 \mu s$. Nous l'utilisons pour définir l'ouverture de la porte d'acquisition des modules convertisseur analogique-digital, ainsi que le signal commun de "stop" d'acquisition des convertisseurs temps-numérique. Pour assurer le déclenchement de l'acquisition des données, nous utilisons les compteurs trigger. Pour chacun des 8 pots, nous recueillons les deux signaux T_1 et T_2 , que nous discriminons, et dont nous constituons alors un "ou logique", afin d'avoir une plus grande efficacité. Nous obtenons ainsi un signal $T = T_1 + T_2$, pour les 8 pots, notés $1T, 2T, \dots, 8T$, avec lesquels nous formons le trigger élastique.

Les temps associés aux compteurs trigger nous servent aussi à vérifier la position longitudinale du point d'interaction pour chacun de nos ensembles de données, par rapport à la position théorique à l'origine (voir §3.7.2).

3.5.2 Le trigger élastique.

Le trigger élastique est celui que nous utilisons pour obtenir nos événements de diffusion $p\bar{p}$. C'est un trigger double bras, puisque nous considérons comme issu d'une diffusion élastique un événement issu du point d'interaction et pour lequel nous recueillons un signal dans les compteurs trigger des deux pots d'un bras et du bras opposé. Les coïncidences pour les quatre bras sont donc:

$$1.3 = 1T \times 3T \quad (3.13)$$

$$2.4 = 2T \times 4T \quad (3.14)$$

$$5.7 = 5T \times 7T \quad (3.15)$$

$$6.8 = 6T \times 8T \quad (3.16)$$

Nous formons alors la coïncidence des deux bras opposés et nous obtenons finalement les deux types d'événements élastiques:

$$1368 = (1.3) \times (6.8) \quad (3.17)$$

$$2457 = (2.4) \times (5.7) \quad (3.18)$$

Pour éviter la contamination des événements inélastiques, nous avons aussi choisi de refuser un événement 1368 (respectivement 2457) pour lequel nous aurions eu un signal dans l'un

des deux autres bras. Nous formons donc deux types de signaux "antisplash", correspondant à la coïncidence du "non ou logique" des deux signaux à rejeter pour les bras opposés:

$$\overline{(1368)} = \overline{1+3} \times \overline{6+8} \quad (3.19)$$

$$\overline{(2457)} = \overline{2+4} \times \overline{5+7} \quad (3.20)$$

Le signal de déclenchement T_{el} est alors fourni par la coïncidence d'une des deux combinaisons élastiques avec le signal RF (voir figure 3.10):

$$T_{el} = RF \times [(1368 \times \overline{(2457)}) + (2457 \times \overline{(1368)})] \quad (3.21)$$

3.6 Le moniteur de luminosité.

Des compteurs à scintillations sont à la base de la mesure de la luminosité, que nous présentons au chapitre 8. Ils détectent les particules secondaires dans un domaine en pseudo-rapacité $4.6 \leq \eta \leq 5.3$. Nous enregistrons les taux de comptage associés à diverses combinaisons de ces compteurs au moyen d'une échelle de comptage. Nous utilisons les signaux LP_1 , LP_2 , LA_1 et LA_2 , obtenus chacun par le OR logique des signaux amplifiés et discriminés, issus des quatre plaques de scintillateurs qui constituent chacun des compteurs.

$$\begin{aligned} LP_1 &= (LP_{11} + LP_{12} + LP_{13} + LP_{14}) \\ LP_2 &= (LP_{21} + LP_{22} + LP_{23} + LP_{24}) \\ LA_1 &= (LA_{11} + LA_{12} + LA_{13} + LA_{14}) \\ LA_2 &= (LA_{21} + LA_{22} + LA_{23} + LA_{24}) \end{aligned}$$

Nous formons deux types de coïncidences, celles dites "double-arm" L_{DA} (3.22), et celles dites "single-arm" L_{SA} (3.23), à partir de nos quatre compteurs:

$$L_{DA} = LA_2 \times LA_1 \times LP_1 \times LP_2 \quad (3.22)$$

$$L_{SA} = (LA_2 \times LA_1) + (LP_1 \times LP_2) \quad (3.23)$$

La fraction des événements inélastiques détectables par les compteurs est obtenue en théorie à partir du trigger "double-arm" L_{DA} , qui représente la coïncidence des événements ayant traversé au moins une fois chacun des quatre compteurs (3.22). Une telle condition permet de réduire le bruit de fond, mais offre le désavantage de réduire fortement dans le même temps l'acceptance de la région cinématique.

Nous enregistrons donc simultanément les particules secondaires correspondant à une région cinématique plus importante, en demandant cette fois qu'il y ait eu au moins un compteur traversé des deux côtés du point d'interaction. Ceci correspond au trigger L_{max_η} :

$$L_{max_\eta} = (LA_2 + LA_1) \times (LP_1 + LP_2) \quad (3.24)$$

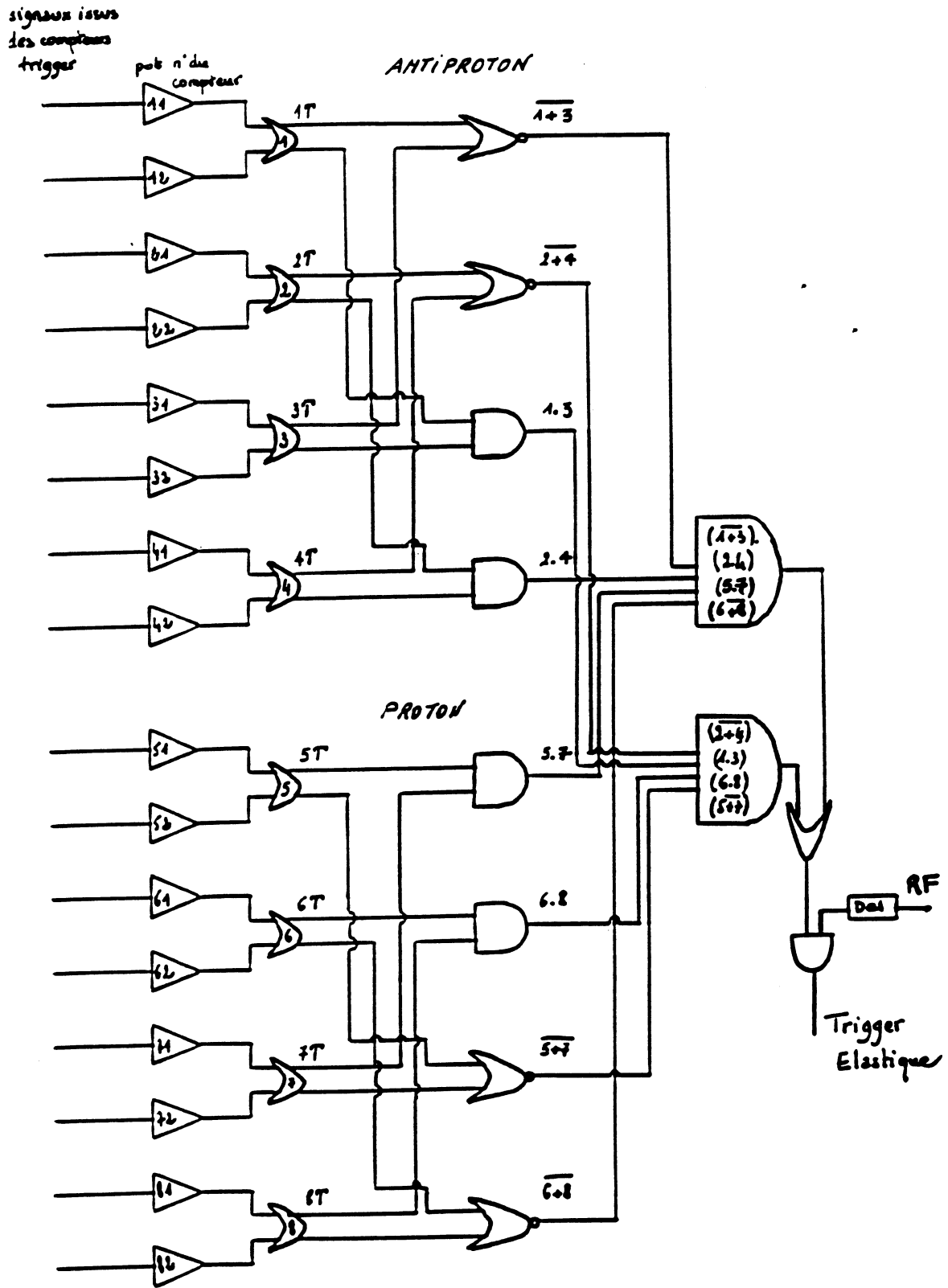


Figure 3.10: Principe du trigger élastique.

Nous soustrayons au nombre d'évènements associés au trigger $L_{max_{eta}}$ le bruit de fond fortuit, estimé en considérant la coïncidence entre les particules ayant traversé les compteurs à scintillations d'un côté du point d'interaction, et celles ayant traversé les compteurs de l'autre côté, mais avec un retard de $7.7 \mu s$. C'est ce que nous appelons le trigger L_{DA} accidentels.

Nous avons enregistré à chaque fois deux types de taux de comptage: l'un en continu ("ungated scalers"), l'autre uniquement en dehors des périodes d'occupation de l'acquisition ("gated scalers"). La correspondance dans l'échelle de comptage entre les taux dits "ungated" et ceux dits "gated", pour les différentes combinaisons définies ci-dessus, sont les suivants: L_{DA} : 21 ↔ 53 ; $L_{max_{\eta}}$: 23 ↔ 55 ; L_{DA} accidentels: 32 ↔ 64.

Tous ces taux sont enregistrés à chaque fois qu'un trigger élastique se produit. Nous avons aussi enregistré dans la voie de l'échelle 1 le nombre V_1 de croisements, ce qui permet une détermination très précise du temps associé à la mesure de ces taux depuis le début de chaque nouvelle acquisition, pour lequel toutes les échelles étaient à zéro. Nous avons donc:

$$T = \frac{V_1}{3f_0} \quad (3.25)$$

où f_0 est la fréquence de révolution du $Spp\bar{S}$. Ceci permet la détermination de la dépendance en temps de n'importe lequel des taux de comptage présentés ici.

La figure 3.11 représente les connexions électroniques pour passer des signaux issus des quatre scintillateurs de chacun des compteurs aux signaux L_{DA} , L_{SA} , et $L_{max_{\eta}}$.

3.7 La position longitudinale du point d'interaction.

3.7.1 La vérification durant l'expérience.

La position longitudinale du point d'interaction est ajustée lors de "tirs pilotes", pendant la synchronisation de l'injection des paquets de protons et d'antiprotons. Chaque paquet est alors contenu dans un puits de potentiel du système d'accélération, la position du point de croisement ne pouvant varier que de moins de $5ns$, la largeur du puits. Nous mesurons cette position en utilisant la méthode décrite au paragraphe suivant, à partir des compteurs de luminosité. Le point d'interaction est considéré comme bien positionné si, pour chacun des compteurs, la différence avec la valeur théorique est proche de zéro, dans tous les cas au moins inférieure à 1 ns. Lorsque l'écart à la valeur théorique est trop important ($\Delta t > 1 ns$), nous faisons corriger la phase de la RF par l'opérateur en charge et nous revérifions ensuite les nouvelles valeurs.

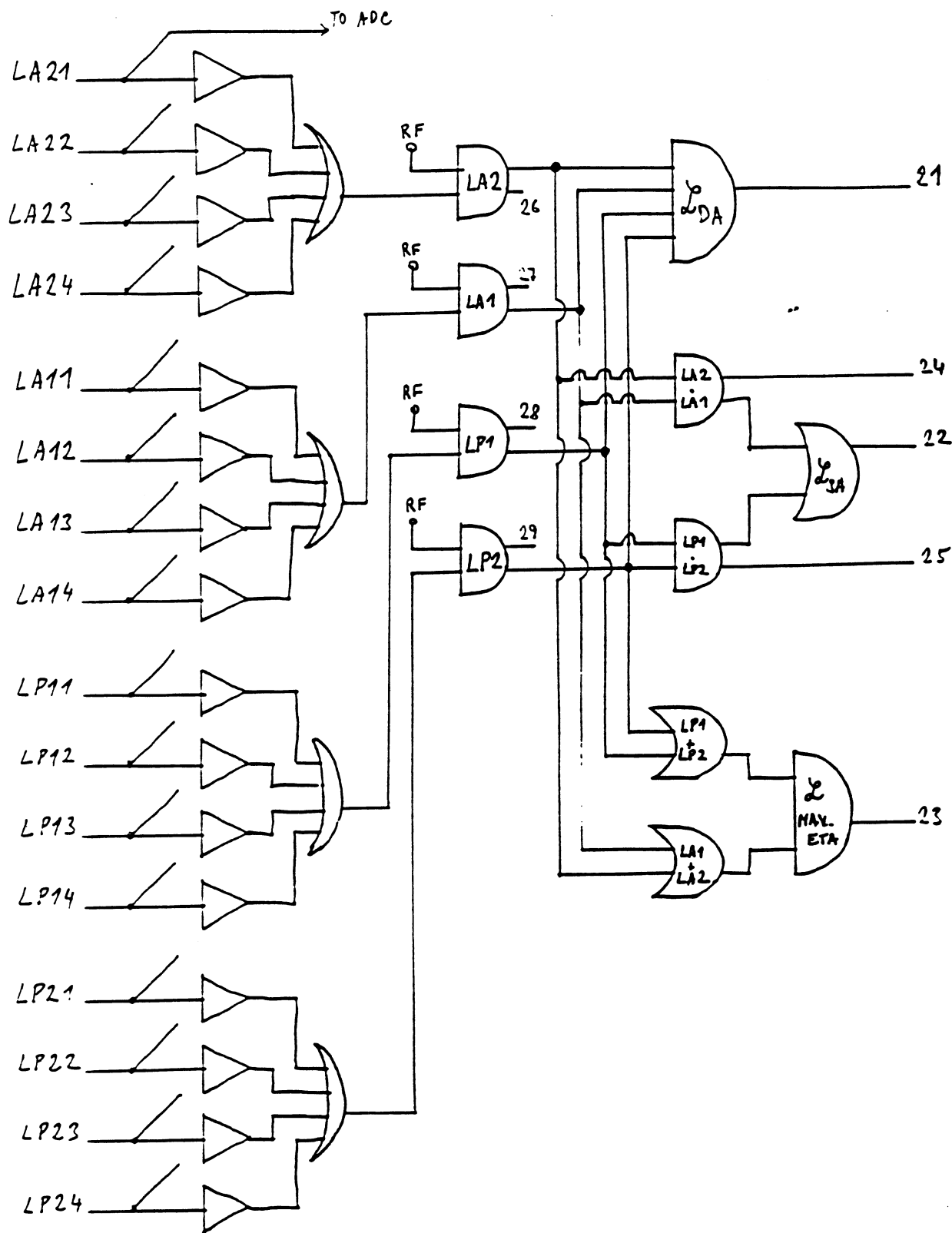


Figure 3.11: Le diagramme logique de l'électronique associée aux compteurs de luminosité.

3.7.2 La vérification sur les données.

Introduction.

Nous vérifions la position longitudinale du point d'interaction sur l'ensemble de nos données, une variation trop importante par rapport à l'origine pouvant provoquer une erreur sur notre résultat.

La méthode.

Nous utilisons les distributions en temps associées aux compteurs trigger, enregistrées sur modules TDC. Chacune des distributions de ces compteurs comporte deux spectres, l'un associé au passage des protons à travers le compteur, l'autre au passage des antiprotons. Nous ajustons sur chacun des deux spectres une distribution gaussienne, ce qui nous permet d'obtenir la valeur moyenne associée. Nous calculons pour chacun des compteurs la différence Δc en canaux entre les deux valeurs moyennes obtenues.

Supposons un point d'interaction bien centré à la position longitudinale $z = 0$. La différence en canaux entre les deux distributions associées au compteur trigger du bras 1 correspond, à un facteur de normalisation près, à deux fois la distance parcourue par la particule entre ce compteur et le point d'interaction, le même type d'arguments s'appliquant au bras 4 et nous avons finalement:

$$a_1 \Delta c_1 = 2 \frac{L_1}{c} \quad \text{et} \quad a_4 \Delta c_4 = 2 \frac{L_2}{c} \quad (3.26)$$

où a_1 et a_4 sont les constantes de normalisation des voies du module TDC, en nanosecondes par canal. Nous avons de même pour le télescope 2:

$$a_2 \Delta c_2 = 2 \frac{L_1}{c} \quad \text{et} \quad a_3 \Delta c_3 = 2 \frac{L_2}{c} \quad (3.27)$$

Les distances entre la position des compteurs trigger et l'origine sont connues et valent respectivement: $L_1 = 45.1895 \text{ m}$ et $L_2 = 47.5685 \text{ m}$.

Supposons maintenant que l'hypothèse de départ soit fautive, et que le point d'interaction soit déplacé de Δz vers le côté proton diffusé. La même différence en canaux doit alors tenir compte de cette valeur Δz . Les nouvelles équations sont donc les suivantes:

$$a_1 \Delta c_1 = 2 \frac{L_1 - \Delta z}{c} \quad \text{et} \quad a_4 \Delta c_4 = 2 \frac{L_2 + \Delta z}{c} \quad (3.28)$$

$$a_2 \Delta c_2 = 2 \frac{L_1 - \Delta z}{c} \quad \text{et} \quad a_3 \Delta c_3 = 2 \frac{L_2 + \Delta z}{c} \quad (3.29)$$

Nous cherchons à déterminer la valeur de Δz . Nous avons enregistré les valeurs dans le module TDC pour l'ensemble des données. Nous avons donc à notre disposition un ensemble d'équations pour chacun d'entre eux. Bien que les constantes de normalisation soient inconnues, le fait d'avoir tout un jeu de valeurs doit nous permettre l'autodétermination de

celles-ci, et donc d'en déduire la variation de la position longitudinale du point d'interaction sur l'ensemble de ces données. En combinant les équations deux à deux nous déduisons la valeur de Δz dès que les constantes sont déterminées.

Les résultats obtenus.

Pour ces modules le constructeur donne une horloge correspondant à deux nanosecondes par canal. La précision est cependant insuffisante pour nous, et nous utilisons le fait que les quatre égalités présentées doivent être vérifiées, pour calculer le facteur de normalisation associé à chacune des quatre voies. Nous en déduisons alors les valeurs de Δz pour chacun des ensembles de données, obtenues à partir des ensembles 1.3 – 5.7, 1.3 – 6.8, 2.4 – 5.7, et 2.4 – 6.8, les quatre devant donner les mêmes résultats. Nous obtenons les mêmes ordres de grandeur pour les différences en temps associées aux deux bras côté antiproton diffusé (triggers 1.3 et 2.4), mais ce n'est pas le cas pour celles associées aux bras côté proton diffusé. Nous ne pouvons finalement trancher entre les deux résultats obtenus pour la valeur de Δz , représentés sur la figure 3.12, ni certifier que l'une de ces deux valeurs est correcte.

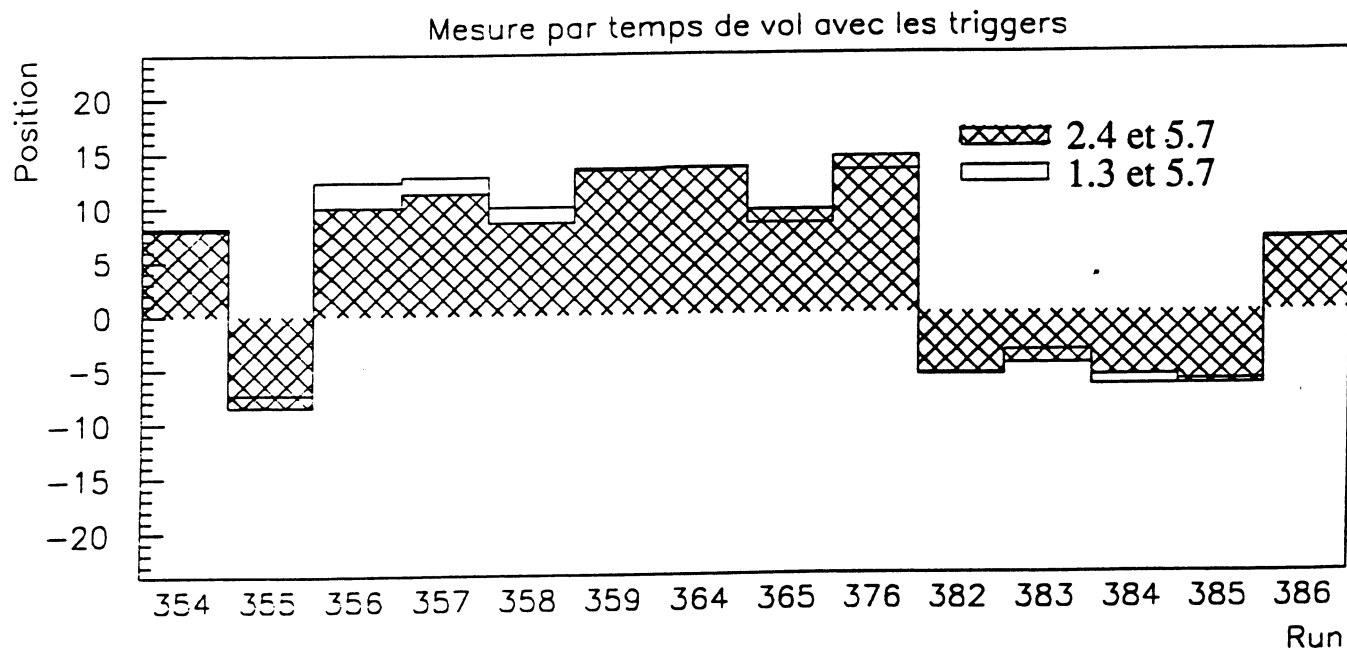
Pour résoudre cette divergence, nous utilisons une autre méthode. La coordonnée verticale est sensible à la position du point d'interaction alors que la coordonnée horizontale ne l'est pas, puisque les détecteurs sont au minimum de la fonction bêtatronique horizontale dans ce plan. Si le point d'interaction est déplacé, la coordonnée verticale mesurée dans les deux bras d'un télescope est différente, donc les angles de diffusion verticaux aussi, alors que la valeur moyenne de cet angle de diffusion reste indépendante. Nous créons donc pour chacun de nos ensembles de données la distribution de la différence entre l'angle de diffusion du proton et l'angle de diffusion de l'antiproton, en fonction de l'angle de diffusion moyen pour les deux télescopes. Nous avons:

$$\theta_p(y) - \theta_{\bar{p}}(y) = \frac{2\Delta z}{Lv_{eff}} \langle \theta(y) \rangle \quad (3.30)$$

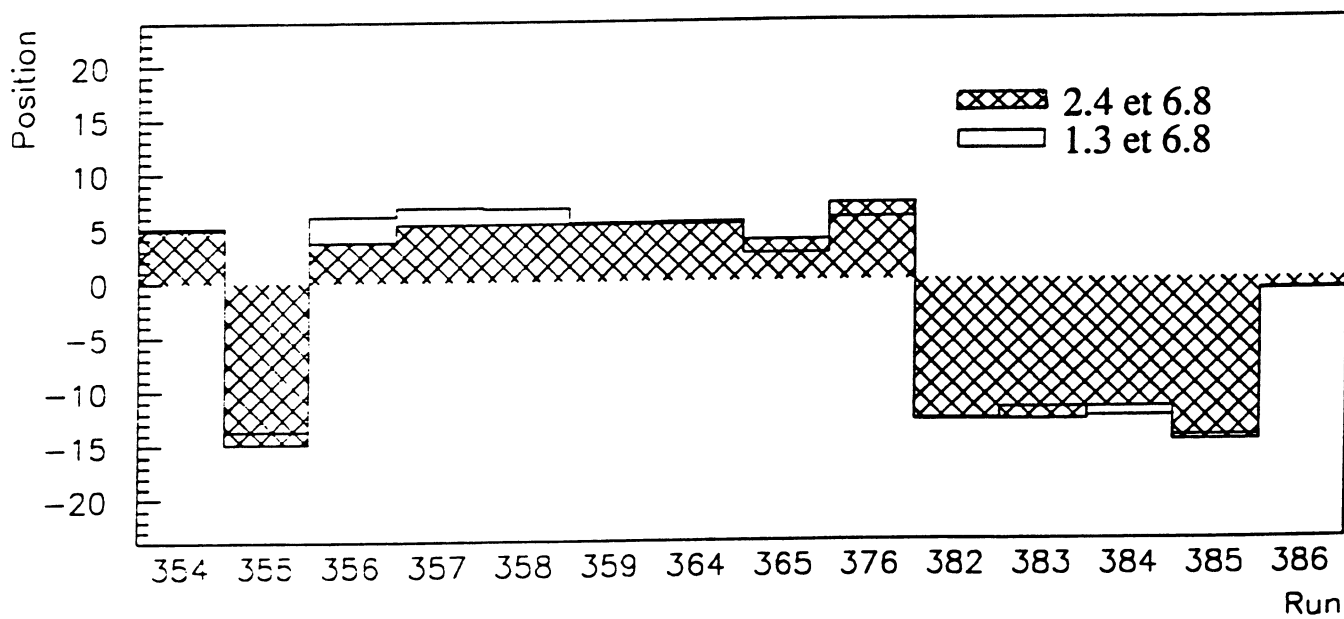
La pente des distributions nous donne donc la valeur de Δz . Les résultats sont présentés figure 3.13.

Conclusion.

Nous connaissons à présent la valeur de la position longitudinale du point d'interaction sur l'ensemble des données. Le point d'interaction est toujours positionné côté proton diffusé, et sa valeur par rapport à l'origine vaut entre 2 et 23 cm. L'erreur relative associée à ces résultats est celle sur l'ajustement de la pente, elle vaut 10%. Nous verrons au paragraphe 9.4.1 l'effet d'une variation Δz sur notre mesure.



Variation de delta z pour 1.3 5.7 et 2.4 5.7 en cm



Variation de delta z pour 1.3 6.8 et 2.4 6.8 en cm

Figure 3.12: La variation de Δz en cm sur l'ensemble des runs: a) avec le trigger 5.7; b) avec le trigger 6.8

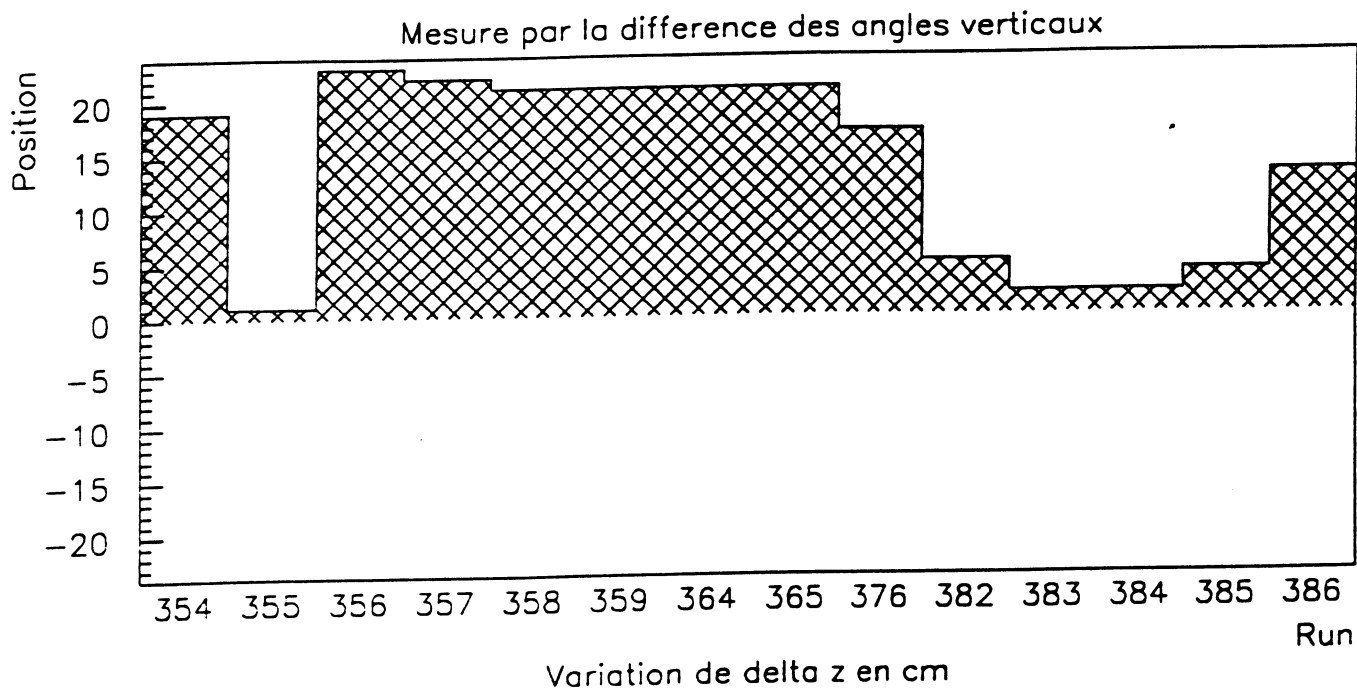


Figure 3.13: La valeur de Δz en cm sur l'ensemble des runs.

3.8 Les données expérimentales.

Nous présentons ici les moyens utilisés pour l'acquisition des données expérimentales.

3.8.1 L'acquisition et l'enregistrement.

L'électronique et l'informatique d'acquisition.

Nous disposons pour les détecteurs du nombre adéquat de modules électroniques de lecture, présentés en même temps que les détecteurs (modules de conversion analogique digital et temps numérique), ainsi que d'une lecture au standard Camac: module de conversion analogique digital pour les signaux de mesure de la pression atmosphérique; module pour la lecture du système de mesure de la position.

Lors de l'acquisition, la priorité est laissée à la réception des différents signaux et à l'enregistrement des données sur des cassettes en continu, les autres possibilités s'effectuant avec un niveau de priorité inférieur pendant les temps morts. Ces dernières sont les suivantes:

★ L'utilisation du présentoir:

Les commandes de l'acquisition, ainsi que son contrôle, sont facilités par une visualisation graphique des différentes tâches (mise en route, arrêt, enregistrement,...).

★ La visualisation des histogrammes:

Nous disposons d'une console avec écran et clavier pour visualiser les différents histogrammes nécessaires à la vérification du bon fonctionnement de notre acquisition.

★ La visualisation en temps réel des évènements

Sur l'écran d'une console, nous avons la possibilité de visualiser les évènements en temps réel: avec une reconstruction rapide, nous pouvons reproduire les trajectoires des particules sur une représentation graphique des chambres et des détecteurs à fibres, de manière à estimer le pourcentage d'évènements élastiques, ou encore de vérifier le bon fonctionnement des différents détecteurs par visualisation des trajectoires reconstruites. La figure 3.14 montre une telle visualisation.

La procédure d'acquisition

Les faisceaux sont réglés au moyen de la procédure décrite au paragraphe 2.3.3. Les compteurs trigger sont mis sous tension. Nous approchons alors les pots de l'axe théorique du faisceau, lentement, en vérifiant le taux de comptage de ces compteurs pour les huit pots, jusqu'à une distance de 1 cm. L'approche finale se fait très lentement, jusqu'à ce que les fonds des pots

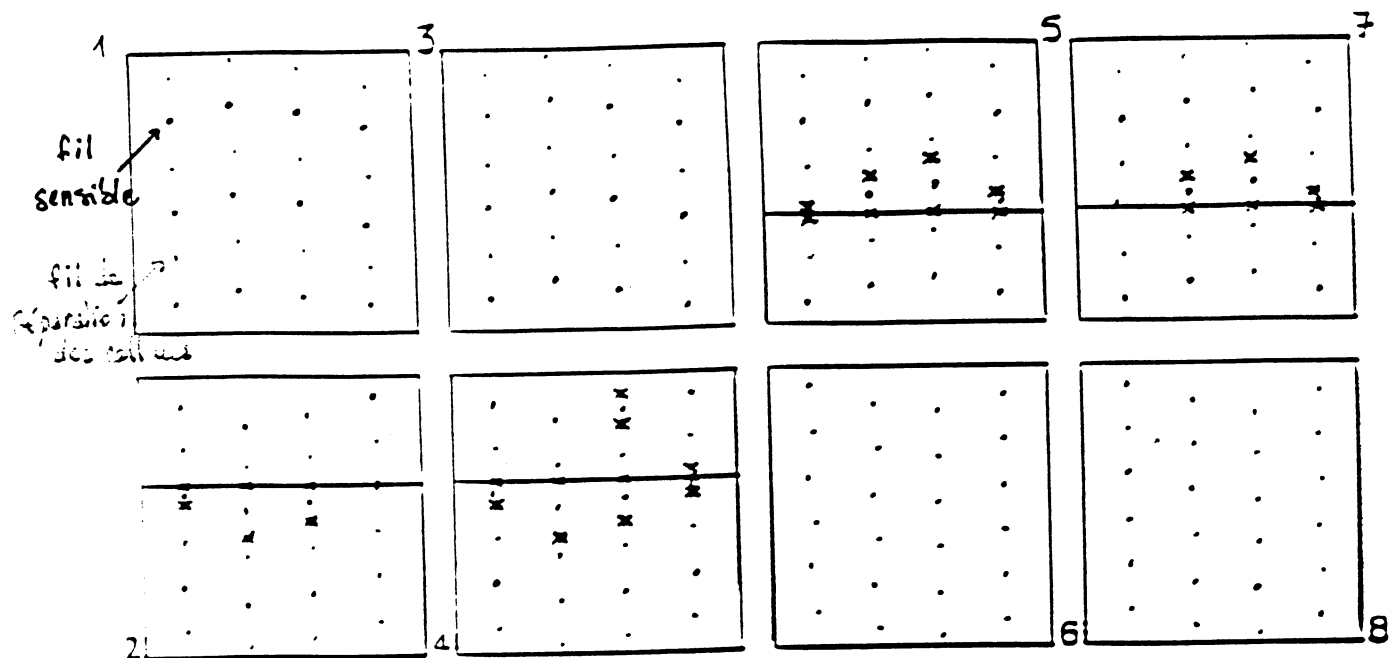


Figure 3.14: La visualisation d'une trajectoire reconstruite dans les chambres durant l'expérience.

soient en contact avec le halo du faisceau. Ceci correspond à des distances typiques entre le fond des pots et l'axe théorique du faisceau de 3 à 4 mm, mesurées par les *dvm*. Ces distances tiennent compte du fait que le fond des pots est bombé en direction de l'axe du faisceau, ce qui le rapproche de ce dernier d'environ 2 mm par rapport aux distances initialement mesurées. Les distances d'approche sont plus petites pour tous les pots d'un même côté du faisceau (1, 3, 5 et 7), ce qui peut être le signe d'un léger décentrage systématique de celui-ci. Les taux de comptage finaux des compteurs trigger pour ces positions sont inférieurs à 10^4 Hz.

Lorsque les pots sont à leur position nominale, que les chambres à dérive fonctionnent sans courant au niveau des fils sensibles, nous débutons l'acquisition, sans enregistrement, afin d'effectuer les dernières vérifications. Nous utilisons pour ce faire la visualisation des histogrammes et des événements. Ensuite, nous commençons la procédure d'acquisition réelle, mais cette fois avec enregistrement des données. Chaque nouvelle procédure d'enregistrement débute ce que nous appelons un nouveau "run". Celui-ci prend fin lorsque le taux de déclenchement produit par des diffusions élastiques devient trop faible, ce qui nécessite un nouveau remplissage du *Sp \bar{p} S*.

3.8.2 Les données brutes.

Les événements sont formatés par paquets de 10 selon le standard d'acquisition EPIO/CERN, et enregistrés sur des cassettes magnétiques de 170 Mbytes de capacité. Le "formatage" consiste à écrire toutes les informations concernant l'évènement (run, temps, déclenchement, signaux,...) selon une structure arborescente, facilement décodable par les programmes d'ana-

lyse.

Les informations relatives à chaque évènement sont rangées en mémoire après décodage (sous forme de variables et vecteurs), et utilisées pour reconstruire cet évènement et accéder ainsi aux grandeurs physiques (coordonnées des traces, angles, moment transféré). La liste ci-dessous décrit les informations décodées pour chacun des détecteurs.

- les valeurs contenues dans les modules ADC pour les quarante photomultiplicateurs de chacun des huit détecteurs à fibres;
- les adresses des canaux dans les modules TDC pour chacun des douze fils sensibles des huit chambres à dérive; les valeurs contenues dans chacun des canaux; la valeur du temps de dérive pour chacun des huit plans de dérive d'un bras, le numéro de fil sensible associé et la multiplicité (le nombre de valeurs enregistrées) de ces plans;
- les valeurs contenues dans les modules ADC associées aux huit doigts de scintillateurs de chacun des huit détecteurs utilisés.
- les valeurs associées aux deux compteurs trigger de chacun des huit détecteurs et les valeurs pour les quatre scintillateurs de chacun des quatre compteurs de luminosité, dans les modules ADC;
- les valeurs de la mesure de la coïncidence des compteurs trigger de chacun des quatre bras, mesure de la coïncidence des compteurs de luminosité *LA1* et *LP1*, mesure de la RF proton et antiproton; les valeurs associées à la mesure de la pression atmosphérique, le tout dans les modules Camac;
- les valeurs contenues dans les échelles de comptage;
- les trois valeurs lues par les pieds à coulisse de chacune des quatre paires de pots;
- le numéro du run.

Nous utilisons toutes ces valeurs, soit directement, soit de manière plus complexe comme dans le cas des données relatives aux chambres ou aux détecteurs à fibres, pour reconstruire les trajectoires associées à chacun des évènements.

Chapitre 4

Le Détecteur à Fibres Scintillantes

4.1 Introduction.

Les détecteurs à fibres ont été conçus et réalisés pour l'expérience de la collaboration UA4/2, qui cherchait un détecteur susceptible de mesurer la coordonnée verticale du hadron diffusé, en remplacement de la chambre à fils proportionnels à division de charge utilisée précédemment par la collaboration UA4. Avec celle-ci, la précision obtenue sur la mesure de la coordonnée était d'environ $600\mu m$. D'autre part, il fallait s'approcher davantage de l'axe du faisceau, de manière à mesurer des angles de diffusion plus petits, donc des quadri-moments transférés au carré plus faibles (inférieurs à $10^{-3} GeV^2$). Nous avons donc besoin d'un détecteur nous donnant une précision absolue meilleure, inférieure à $200\mu m$ [16].

A l'origine des détecteurs à fibres scintillantes, nous trouvons les plaques de scintillateurs de plus en plus minces (ISR [18]), suivies quelques années plus tard par l'apparition des détecteurs à localisation (UA2 [19]; SOFI pour la biologie [20]) utilisant directement des fibres.

Notre choix s'est donc porté sur un hodoscope fabriqué avec des plans de fibres optiques plastiques scintillantes: en effet, un détecteur à scintillation permet d'avoir une bonne efficacité jusqu'au plus près du faisceau; quant à l'utilisation des fibres de petit diamètre, elle nous permet d'obtenir la résolution demandée.

4.2 Le principe du détecteur.

Lorsqu'une particule traverse le détecteur à fibres, un signal est produit, puis amplifié, et la reconstruction d'une trace est alors assez simple: le signal issu de chacun des photomultiplicateurs qui constituent le système de lecture des fibres est numérisé dans une des voies d'un module ADC, et nous obtenons un piédestal et un signal. Nous sélectionnons l'ensemble des

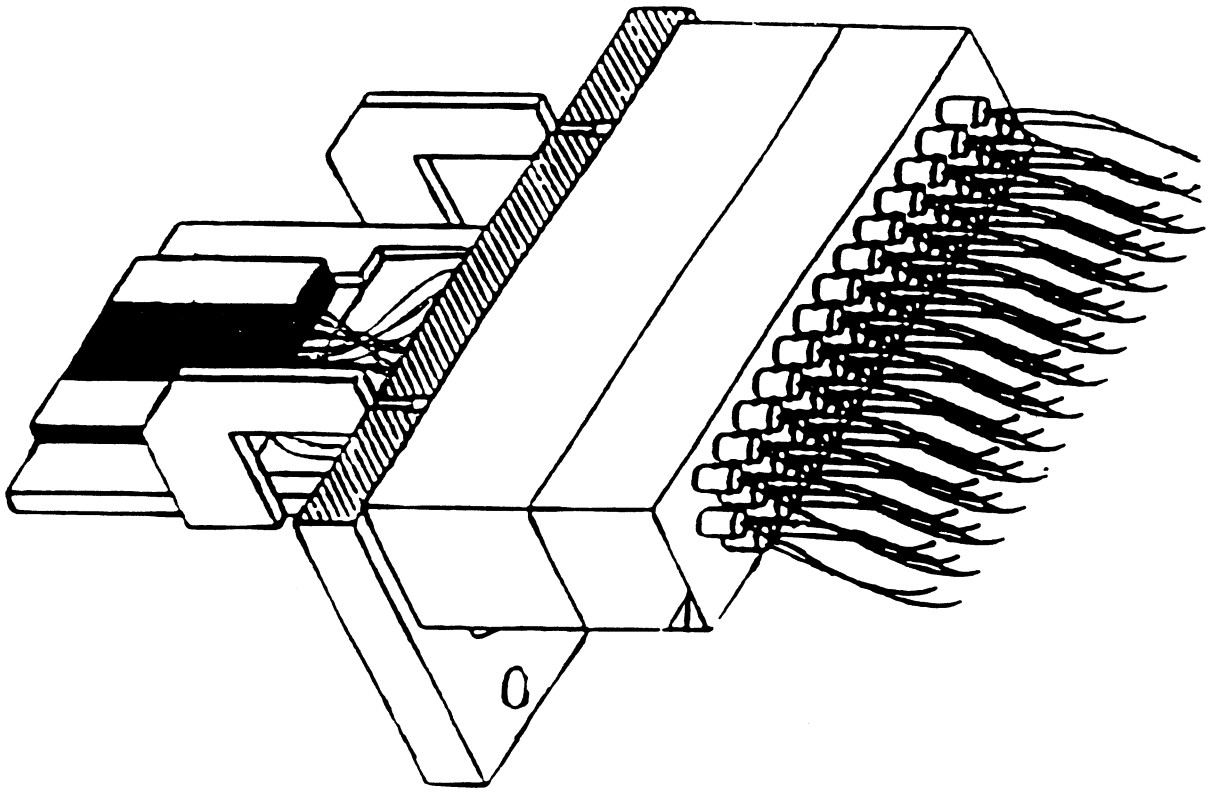


Figure 4.1: *Vue d'ensemble: plans de fibres et photomultiplicateurs*

photomultiplicateurs qui présentent un signal pour un évènement donné. Nous considérons que toutes les fibres reliées à un des photomultiplicateurs sélectionnés ont elles-mêmes été traversées par une particule. La direction des fibres est orthogonale à la coordonnée que l'on veut mesurer, ainsi qu'à la particule incidente. La reconstruction d'une trace correspond simplement par projection (rectangle de largeur le diamètre de la fibre et de poids 1) à un alignement de fibres touchées. On obtient alors pour chaque évènement un histogramme constitué d'un fond (dû au multiplexage des fibres sur les photomultiplicateurs), et d'un pic (correspondant à la position du maximum de fibres touchées) associé à la coordonnée de la trace.

Le détecteur est constitué de plans de 40 fibres parallèles de 1mm de diamètre, avec un pas de 1.2mm , collées dans des rainures sur des plaquettes en aluminium. Douze de ces plans ($n_{\text{plan}} = 12$) sont assemblés avec précision, et collés pour former le détecteur. La zone sensible ainsi obtenue est d'environ $47 \times 110\text{mm}^2$. Les 480 fibres sont lues après environ 30cm par des photomultiplicateurs (figure 4.1).

Pour un évènement élastique, une seule particule traverse le détecteur et seules sont touchées les fibres dans une même partie de celui-ci. Ceci permet de réduire le nombre de photomultiplicateurs, à 40 en multiplexant 12 fibres sur chacun d'entre eux. Le codage des fibres sur les photomultiplicateurs est obtenu de manière à minimiser la probabilité qu'une trace produise une trace fantôme dans une autre partie du détecteur. A la sortie des photomultiplicateurs, le signal est amplifié par des préamplificateurs de charge, puis numérisé dans

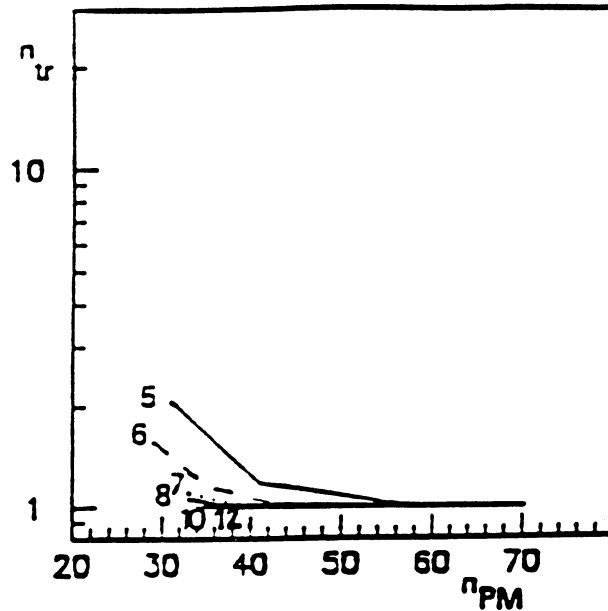


Figure 4.2: *Les résultats de la simulation pour les détecteurs à fibres.*

le module convertisseur analogique digital.

Dans une première partie (§4.3), nous décrivons le fonctionnement général du détecteur à fibres scintillantes, avec la simulation utilisée pour le choix des paramètres, le principe de codage des fibres sur les photomultiplicateurs et de la reconstruction. La deuxième partie (§4.4 à §4.6), plus technique, décrit les choix plus concrets des fibres et photomultiplicateurs utilisés, l'électronique d'amplification associée, ainsi que la construction en série des détecteurs, avec les tests intermédiaires de vérification de leur bon fonctionnement. Enfin, la dernière partie du chapitre (§4.7) décrit les tests effectués en faisceau au CERN.

4.3 Le fonctionnement général du détecteur.

4.3.1 La simulation.

Les différents paramètres des détecteurs à fibres scintillantes ont été obtenus à l'aide d'une simulation MonteCarlo. Le choix du diamètre des fibres, $\phi = 1mm$, résulte d'un compromis entre flexibilité, résolution et efficacité, en tenant compte du fait que la longueur d'atténuation et le nombre de photoélectrons émis varient avec celui-ci.

La figure 4.2 montre la variation de l'efficacité en fonction des divers paramètres, obtenue par le programme de simulation [17]. Le nombre de plans (n_{plan}) et le nombre de photomultiplicateurs (n_{pm}) sont obtenus d'après cette simulation, sachant qu'on a 40 fibres par plan, et que plus ces deux nombres sont grands, plus aisée sera la distinction entre une vraie trace

et une trace fantôme. Le nombre de traces reconstruites pour une trace incidente est fourni comme une fonction de n_{pm} et n_{plan} .

Il apparaît qu'à partir d'une certaine valeur du nombre de photomultiplicateurs ($n_{pm} \geq 40$), le comportement du détecteur devient bon, c'est-à-dire que le nombre de traces reconstruites est égal au nombre de traces incidentes. A plus faible valeur de n_{pm} , le nombre de traces fantômes augmente. La simulation montre aussi qu'en se plaçant à une valeur choisie de n_{pm} , le nombre de traces fantômes diminue quand on augmente le nombre de plans, ce qui augmente l'efficacité de reconstruction.

Nous avons donc choisi $n_{pm} = 40$, nombre minimal de photomultiplicateurs permettant d'obtenir un bon comportement du détecteur, de manière à minimiser l'encombrement et le coût. Enfin, le nombre de plans a été fixé à $n_{plan} = 12$, et pas davantage, sachant que nous obtenons une efficacité de reconstruction d'autant plus grande que n_{plan} augmente, mais que nous augmentons la probabilité d'interaction au sein du détecteur. Pour ce choix, nous avons également gardé en mémoire la notion de taux d'occupation de fibres touchées candidates à la reconstruction, ε , puisque nous devons avoir $\varepsilon \ll 1$ pour observer un bon comportement du détecteur. Ce taux d'occupation est donné par la formule 4.1[21]:

$$\varepsilon = \frac{mult * n_{hit}}{n_{fibre}} \quad (4.1)$$

où n_{fibre} est le nombre de fibres du détecteur, $mult$ est le facteur de multiplexage ($mult = n_{fibre}/n_{pm}$), et n_{hit} le nombre moyen de fibres touchées ($n_{hit} \sim n_{traces} * n_{plan} * \frac{\phi}{pas}$). D'où nous déduisons:

$$\varepsilon = \frac{\phi}{pas} \frac{n_{traces} * n_{plan}}{n_{pm}} \quad (4.2)$$

Le taux d'occupation est indépendant du nombre total de fibres du détecteur, et donc de sa taille, quand nous fixons le nombre de traces, de plans et de photomultiplicateurs. En choisissant $n_{plan} = 12$, avec une trace (événement élastique) et quarante photomultiplicateurs, nous obtenons:

$$\varepsilon = 0.25 \ll 1 \quad (4.3)$$

Le détecteur aura un bon comportement avec un tel nombre de plans. Les paramètres choisis d'après la simulation sont donc:

$$\begin{aligned} n_{plan} &= 12 \\ n_{fibre} &= 40 \\ n_{pm} &= 40 \\ \phi &= 1mm \\ pas &= 1.2mm \end{aligned}$$

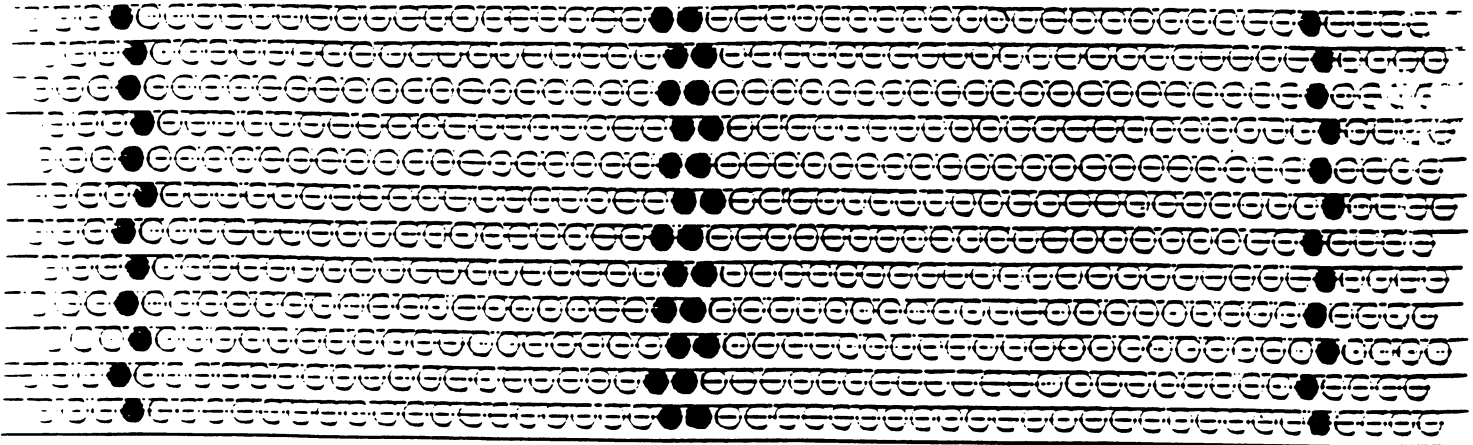


Figure 4.3: *Le principe de codage des fibres.*

4.3.2 Le codage.

Nous appelons codage l'assignation de chacune des 480 fibres à un des 40 photomultiplicateurs dont nous disposons. Ceci doit être réalisé en évitant qu'une trace réelle ne simule une trace fantôme dans une autre partie du détecteur. Le principe de ce multiplexage est le suivant: les fibres sont numérotées $f_{i,j}$, avec i variant de 1 à n_f (où n_f est le nombre de fibres par plan), et j variant de 1 à n_{plan} (avec $n_{plan} = 12$). Soit p_i la position de la fibre $f_{i,j}$. Nous définissons un couple c_i comme le jeu de $2 \times n_{plan}$ fibres le long de deux positions consécutives i et $i + 1$ (voir figure 4.3):

$$c_i = p_i \cup p_{i+1} \quad (4.4)$$

Pour $i_1 = 1, n_f$ et $i_2 = 1, n_f$ avec $\text{mod}[i_1 - i_2] > 1$, nous appelons m_{i_1, i_2} le nombre de photomultiplicateurs communs aux couples c_{i_1} et c_{i_2} . Plus la valeur de m_{i_1, i_2} est grande, et plus grande sera la probabilité qu'une trace passant par les fibres du couple c_{i_1} simule une trace fantôme dans les fibres du couple c_{i_2} . Nous utilisons une méthode qui permet de minimiser la valeur de m_{i_1, i_2} : soit n le maximum des m_{i_1, i_2} , et $k(n)$ le nombre de fois où $m_{i_1, i_2} = n$ (c'est-à-dire le contenu du bin n). Pour une valeur donnée de n , nous minimisons $k(n)$ en échangeant le codage de 2 fibres: si $k(n)$ reste inchangé ou diminue, nous gardons le nouveau codage, sinon nous revenons au précédent. Quand $k(n) = 0$, n diminue d'une unité, ce qui permet de minimiser sa valeur. Avec cette méthode, un minimum stable est obtenu avec quelques millions d'essais. Les codages des détecteurs 2 à 10 ont été obtenus à partir de celui du détecteur 1, par une rotation circulaire sur la numérotation des photomultiplicateurs. Ceci permet d'éviter que les traces fantômes associées à deux détecteurs du même bras ou appariés ne soient identiques.

4.3.3 La reconstruction.

Les ADC utilisés codent sur 12 bits, de 0 à 4095. La haute tension est ajustée de manière à ce que la valeur moyenne du piédestal soit centrée autour de 300 canaux environ, et que celle du signal corresponde alors à environ 2000 canaux. Nous disons qu'un photomultiplicateur présente un signal si la valeur mesurée dans la voie de l'ADC à laquelle il est relié est supérieure à la valeur moyenne plus trois écarts-type de la distribution du piédestal qui lui est associé. La largeur typique associée à la distribution du piédestal est de 30 canaux. Pour un piédestal de type gaussien (ce qui est notre cas), la coupure à trois écarts standards correspond théoriquement à une probabilité de 0.135% de contamination du signal, ce qui est satisfaisant pour nos besoins. Cette condition nous permet de sélectionner l'ensemble des photomultiplicateurs associés à un évènement donné, et donc les fibres associées.

Les détecteurs sont formés de douze plaquettes en quinconce, associées suivant un ordre établi. Nous voulons tenir compte du décalage de 0.1 mm imposé sur la distance entre la goupille de référence et la première rainure, entre une plaquette numéroté i , et une plaquette numérotée $i + 1$. L'ordre des plaquettes est le suivant, en commençant par le plan qui voit les particules issues du point d'interaction le premier: 1, 8, 12, 4, 5, 9, 2, 7, 11, 3, 6, 10. La précision de la mesure de position d'une trace est alors, au premier ordre, indépendante de son angle. Avec ce système, en tenant compte des 12 plans d'un détecteur, les centres des 480 fibres sont positionnés tous les 0.1 mm sur un axe horizontal, ce qui permet la détermination de la position de la trace, par projection des fibres associées à un photomultiplicateur ayant fourni un signal.

Pour chaque évènement, nous trouvons la position et la hauteur du spectre associé à la trace. Le niveau moyen du fond sous ce spectre est donné par $\mu = \varepsilon * n_{plan}$, où ε est le taux d'occupation des fibres ($\sim 25\%$ d'après la formule 4.3). Ceci nous donne $\mu = 3$, ce qui est relativement faible par rapport au spectre, dont la hauteur moyenne correspond à 9 photomultiplicateurs. Le principe de la reconstruction est montré figure 4.4, sur laquelle on peut voir les fibres choisies, parmi toutes celles reliées à des photomultiplicateurs sélectionnés, et l'histogramme correspondant avec le pic et le fond dû au multiplexage. Nous sélectionnons aussi les évènements multitraces. Pour cela, nous cherchons les pics ayant la hauteur maximale. Nous disons que nous avons autant de clusters, donc de traces reconstruites, que nous avons de pics ayant la même hauteur lorsque celle-ci est la hauteur maximale atteinte.

Nous pouvons ensuite former la distribution de la coordonnée mesurée avec le détecteur à fibres scintillantes. La résolution théorique d'un tel détecteur est obtenue par deux approximations successives: nous supposons d'abord que les fibres sont rectangulaires, puis nous utilisons la formule: $\sigma = pas / (n_{plan} \sqrt{12})$. Nous obtenons $\sigma = 29 \mu m$, en ne tenant compte d'aucune source de bruit, et ce chiffre est confirmé par la simulation de type MonteCarlo géométrique. La résolution expérimentale est moins bonne, du fait des approximations employées, et du fait que le bruit n'est pas nul (bruit électronique, bruit entre fibres voisines, ...). Nous verrons dans les prochains paragraphes comment minimiser ce bruit.

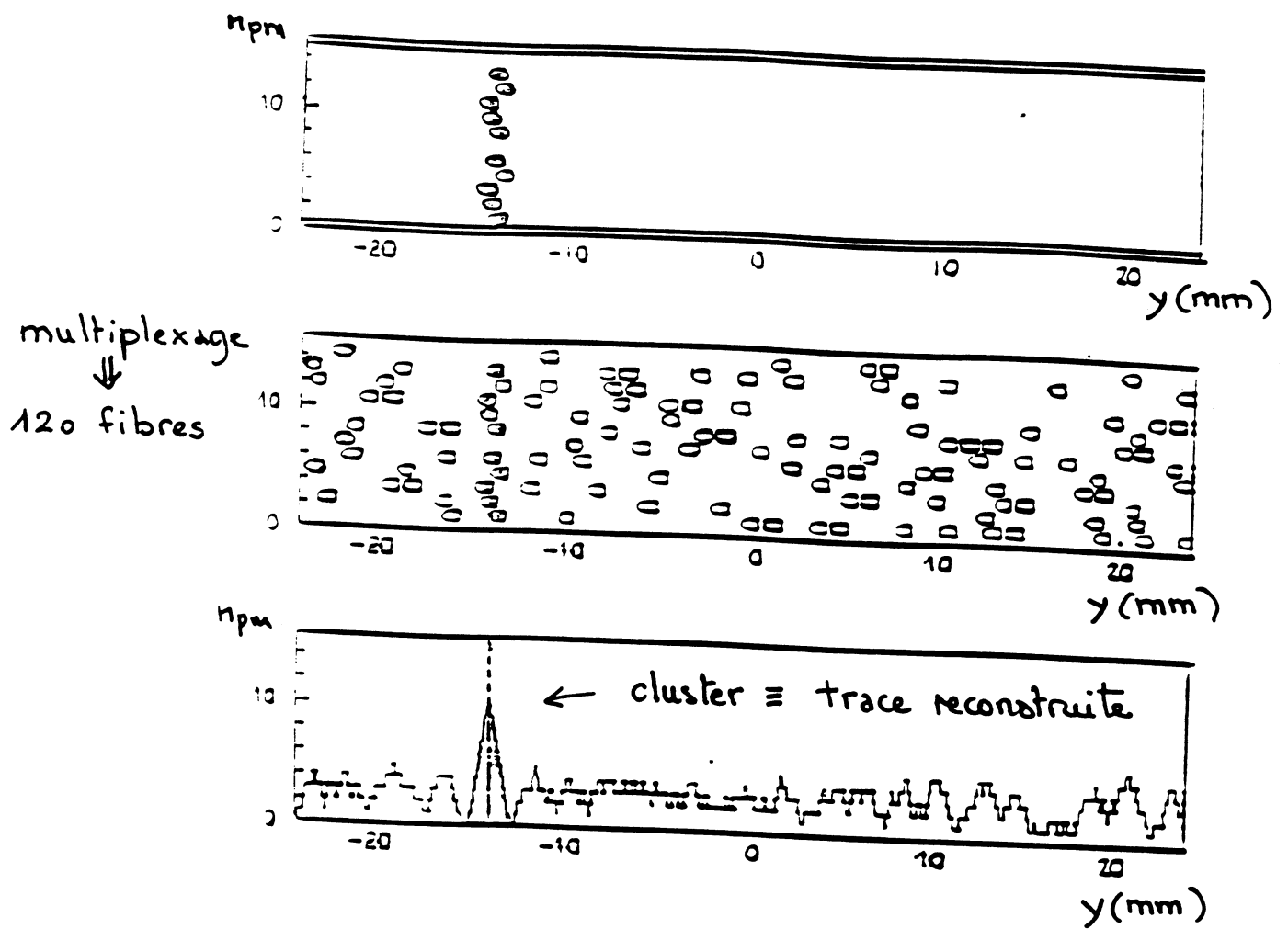


Figure 4.4: *Principe de la reconstruction pour un évènement avec le détecteur à fibres.*
 a) la position de la trace mesurée de façon externe.
 b) l'ensemble des fibres reliées à des photomultiplicateurs sélectionnés.
 c) la trace (cluster) associée à ces fibres par projection.

4.4 Le choix des fibres scintillantes.

4.4.1 Introduction.

Les fibres plastiques scintillantes sont constituées d'un coeur, en général de polystyrène, recouvert d'une gaine (*cladding*) servant de protection mécanique à la fibre. Elles sont dopées par un ou plusieurs composés aromatiques fluorescents permettant la conversion des photons de scintillation du polystyrène en photons visibles. L'épaisseur moyenne de la gaine est de 30 à 40 μm pour une fibre de 1 mm de diamètre. Pour les fibres que l'on utilise, l'énergie d'excitation des électrons π du polystyrène est transférée de façon non radiative vers le premier dopant. Celui-ci émet alors un rayonnement ultraviolet, absorbé rapidement par le second dopant, qui à son tour émet un photon bleu, dont la longueur d'onde λ est centrée autour de 420 nm. Une fraction F_{capt} de ces photons est captée en réflexion totale à l'interface coeur-gaine, puis guidée jusqu'à l'extrémité de la fibre. On couple celle-ci à un photomultiplicateur, dont la photocathode convertit les électrons émis en signal électrique avant amplification. Lorsque l'on considère tous les rayons, même ceux à fort angle, en négligeant tous les facteurs de perte, un calcul complet donne l'expression 4.5 [22]:

$$F_{\text{capt}} = \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{n_{\text{gaine}}}{n_{\text{coeur}}} \right)^2 \right) \quad (4.5)$$

Nous déduisons n_{gaine} et n_{coeur} des relations de dispersion des matériaux pour la longueur d'onde moyenne λ d'émission du dopant. Ce sont les indices de réfraction respectifs des matériaux constituant la gaine et le coeur de la fibre. Pour une fibre scintillante ayant un coeur en polystyrène et une gaine en PPMA, les indices de réfraction sont $n_{\text{coeur}} = 1.59$ et $n_{\text{gaine}} = 1.49$ [23].

Deux paramètres principaux interviennent lorsqu'on utilise des fibres scintillantes:

a) la longueur d'atténuation λ de la fibre, qui est telle que les pertes fonctions de la longueur de fibre parcourue par les photons valent:

$$\frac{I(\lambda)}{I_0} = \frac{1}{e} \quad (4.6)$$

I_0 est l'intensité du signal photoélectrique émis par la particule à son entrée dans la fibre, et I est l'intensité du même signal à la distance λ .

b) le nombre de photons N_γ , qui doit être le plus grand possible sur l'épaisseur de la fibre utilisée dans le détecteur. Ce nombre peut être estimé, en considérant quelques hypothèses simples.

Une fibre est constituée principalement de plastique (matériau du coeur) de densité environ 1g/cm^3 ; la perte d'énergie par unité de longueur lorsqu'elle est traversée par un électron au minimum d'ionisation vaut:

$$\frac{dE}{dx} \sim 2\text{MeV/cm} \quad (4.7)$$

Le nombre de photons émis est proportionnel à l'énergie déposée et vaut pour les scintillateurs

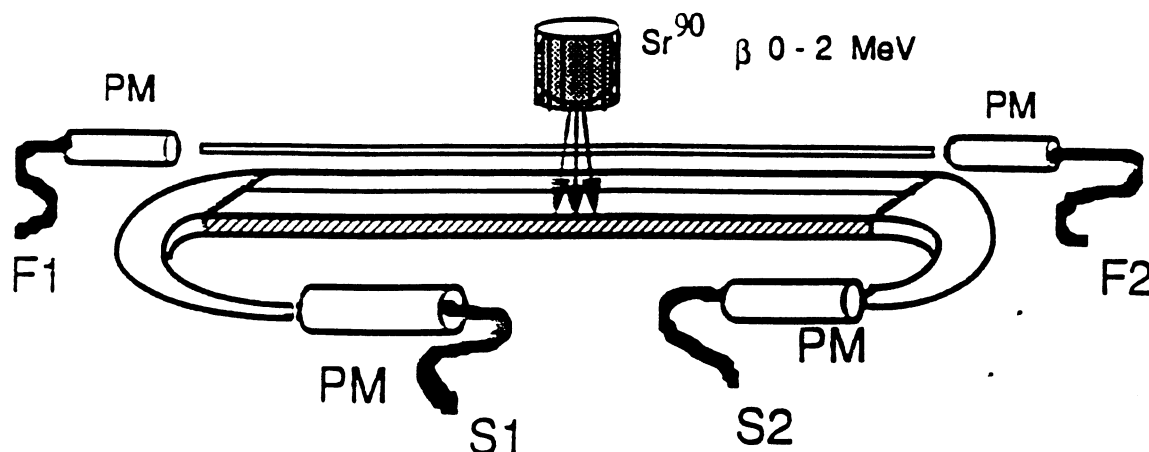


Figure 4.5: L'ensemble fibre-photomultiplicateurs-scintillateur

les plus communs environ:

$$N_{\gamma} = \frac{E}{200eV} \quad (4.8)$$

Nous devons faire intervenir l'efficacité de capture de la fibre (F_{capt}), ainsi que l'efficacité quantique du photomultiplicateur que l'on utilise (ϵ_q), et nous obtenons alors le nombre de photoélectrons attendus pour une fibre et un photomultiplicateur choisis:

$$\frac{dN_{\gamma e^-}}{dx} = \frac{2 \cdot 10^5}{200} \epsilon_q F_{capt} = 1000 \epsilon_q F_{capt} \text{ mm}^{-1} \quad (4.9)$$

4.4.2 Les tests comparatifs de fibres.

Nous avons contacté plusieurs constructeurs de fibres scintillantes, dans le but de choisir celles des fibres le mieux adaptées à nos besoins, le critère étant d'obtenir le plus grand nombre possible de photoélectrons. Nous avons aussi mesuré la longueur d'atténuation λ .

Le test consiste à mesurer l'intensité de la lumière reçue aux deux extrémités polies d'une fibre, en les couplant à deux photomultiplicateurs R647 - 04¹. Nous disposons d'une source radioactive de Sr^{90} , qui émet des électrons dans un spectre en énergie de 0 à 2.2 MeV, que l'on centre sur la fibre de longueur 1m. Pour minimiser les signaux parasites, tels rayons cosmiques ou courant d'obscurité du photomultiplicateur, nous devons effectuer une sélection sur les signaux de sortie. Nous plaçons sous la fibre une plaque de scintillateur, qui est lue en ses deux extrémités par deux tubes photomultiplicateurs (figure 4.5).

Les quatre signaux "fibre" et "scintillateur" sont amplifiés puis discriminés en valeurs logiques: le seuil de discrimination pour les fibres est équivalent à $\frac{1}{3}$ d'un photoélectron, et

¹Société Hamamatsu-Photonics K.K.

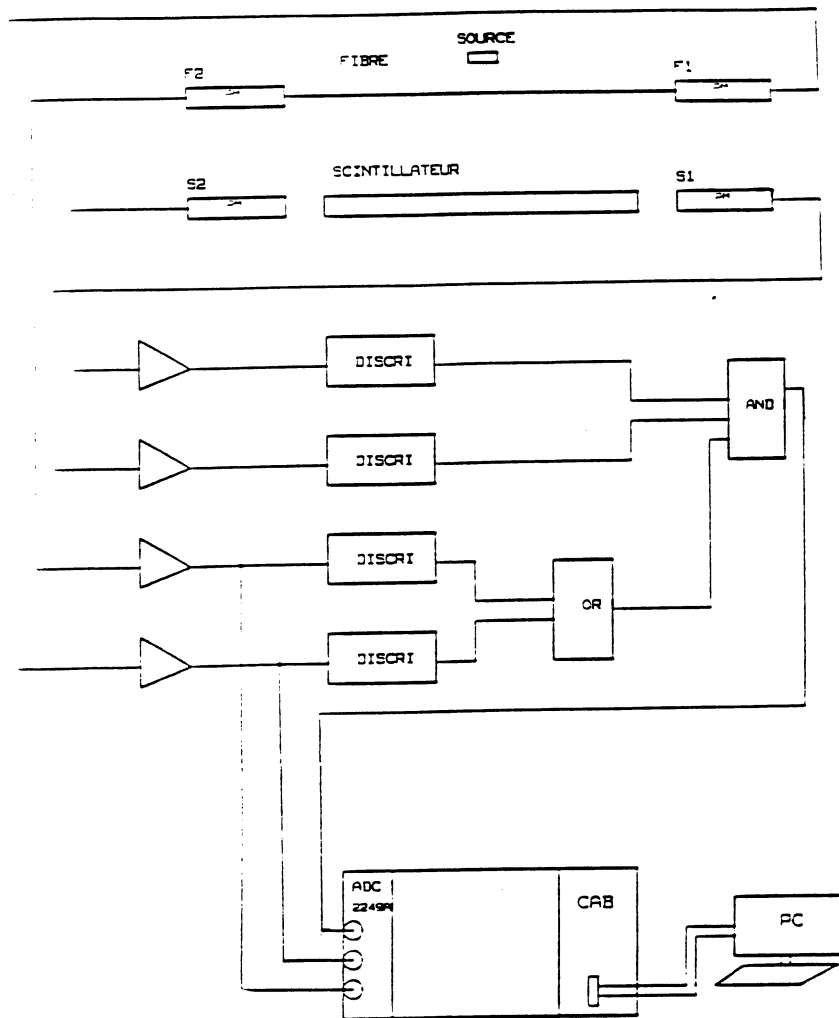


Figure 4.6: Schéma simplifié de l'acquisition des données pour le test des fibres.

nous choisissons le seuil maximal de discrimination pour le scintillateur. Chaque fois qu'une particule traverse la fibre, nous recueillons une impulsion en sortie des deux photomultiplicateurs, dont les valeurs intégrées dans le temps, F_1 et F_2 , sont proportionnelles au nombre de photons émis par la fibre scintillante. Les signaux S_1 et S_2 servent à former un signal de déclenchement d'acquisition, qui permet de sélectionner les électrons qui ont traversé la fibre et ont été stoppés dans le scintillateur:

$$T = S_1 \times S_2 \times (F_1 + F_2) \quad (4.10)$$

Le schéma de l'acquisition est présenté figure 4.6.

Les spectres typiques que nous obtenons en positionnant la source sur la fibre, ici à 50cm des photomultiplicateurs, sont représentés figure 4.7. Nous obtenons la valeur moyenne du signal *signal*, sur un nombre d'événements N_{signal} suffisamment grand pour minimiser l'erreur

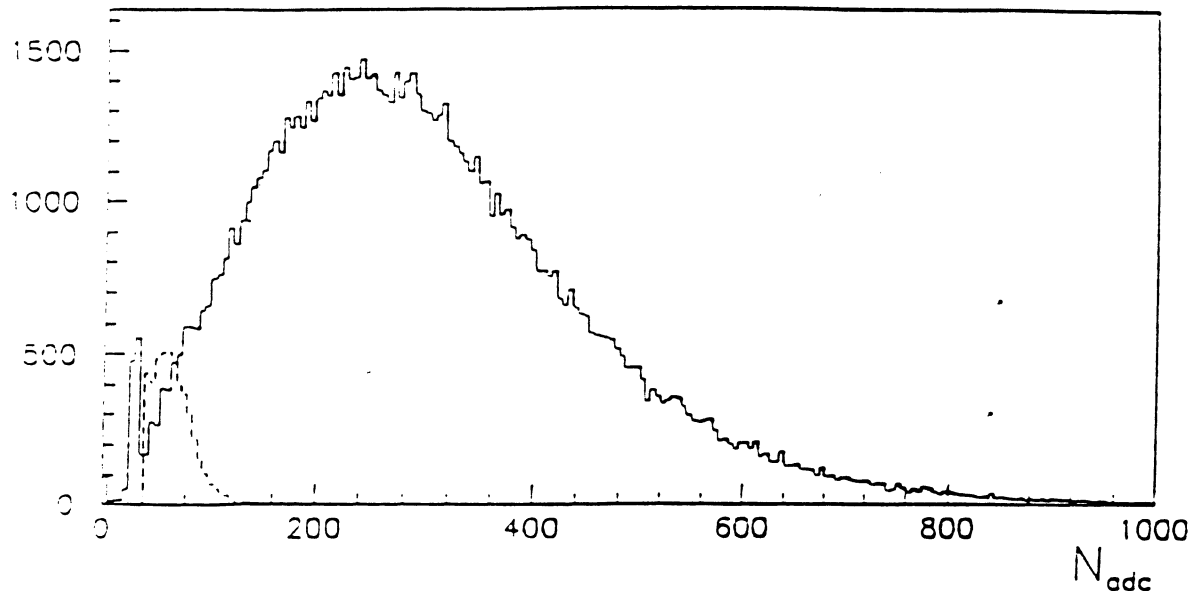


Figure 4.7: Spectre des signaux obtenus pendant le test avec la source de Sr^{90} : en trait plein, le signal avec son piédestal; en pointillé, le pic au simple photon.

de mesure. Ensuite, nous éloignons le photomultiplicateur de l'extrémité de la fibre jusqu'à obtenir le spectre du pic au simple photon, sans bouger la source (en pointillés). Nous déduisons la valeur moyenne du pic au simple photon $\bar{1}\gamma$, qui sert de normalisation pour trouver le nombre de photoélectrons émis par la fibre pour une position de la source choisie. L'incertitude la plus importante sur la mesure de $N_{\gamma e^-}$ vient de l'obtention de la valeur moyenne du pic au simple photon, et nous l'estimons à environ 10%. Les valeurs moyennes du signal, N_1 et N_2 , pour deux positions différentes de la source, x_1 et x_2 , permettent aussi la mesure de la longueur d'atténuation λ . On obtient:

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{x_1}{\lambda}} \quad (4.11)$$

$$N_2 = N_0 e^{-\frac{x_2}{\lambda}} \quad (4.12)$$

d'où on déduit entre ces deux positions, pour deux photomultiplicateurs ayant même efficacité quantique:

$$\lambda = \frac{x_1 - x_2}{\ln\left(\frac{N_2}{N_1}\right)} \quad (4.13)$$

La longueur des fibres scintillantes utilisées dans nos détecteurs est d'environ 30cm. La longueur d'atténuation, qui vaut de 1.5 à 3 mètres pour les fibres testées, va donc jouer un rôle secondaire dans notre choix.

Nous mesurons le nombre de photons émis aux deux extrémités de la fibre, en changeant la position de la source, ce qui permet d'établir une comparaison complète entre les différentes fibres scintillantes. Dans notre cas, $F_{capt} \sim 3\%$, et l'efficacité quantique du photomultiplicateur utilisée est de l'ordre de 25%, ce qui nous donne comme valeur attendue un nombre

de photoélectrons d'environ 7.5. Nous représentons $N_{\gamma e-}(pm_1)$ en fonction de $N_{\gamma e-}(pm_2)$, obtenus en plaçant la source à 50cm, et mesurés avec les photomultiplicateurs 1 et 2 aux extrémités de la fibre testée (voir figure 4.8). Nous observons que l'émission de photons est pratiquement identique des deux côtés pour la plupart des fibres testées, ce qui nous assure de leur reproductibilité. Cette propriété est vérifiée en particulier pour les fibres Kuraray, ce qui est d'autant plus intéressant que ce sont celles qui fournissent le plus grand nombre de photoélectrons à 50 cm ($N_{\gamma e-} = 6$).

Dans nos détecteurs, les fibres sont collées dans des rainures sur une plaque d'aluminium, afin d'assurer une bonne tenue mécanique et un centrage de précision. Nous avons donc voulu étudier l'effet de différentes colles sur le comportement optique de la fibre scintillante. Nous avons choisi des fibres déjà testées, que nous avons enduit de colle sur une longueur de 10cm. Nous avons déplacé la source tous les deux centimètres sur cette région. La figure 4.9 montre la différence de comportement sur une fibre non aluminisée avant et après collage, alors que nous n'observons pas de différence pour une fibre aluminisée.

L'observation de cette figure montre une baisse du nombre de photons capturés sur la partie collée pour la fibre non aluminisée. Ce n'est pas un effet de transmission, ni un effet de la longueur d'atténuation, puisque l'on retrouve la forme de la courbe en dehors de la partie collée. Le comportement de la fibre aluminisée, insensible à cet effet, a permis de conclure: le nombre de photoélectrons produits diminue sur des fibres collées, de l'ordre de 20%, mais ce phénomène est reproductible et ce quelle que soit la colle utilisée. Nous avons donc choisi le type de colle pour ses qualités d'opacité, qui permet de minimiser la diaphotie.

La diaphotie, ou *cross-talk* optique, est un phénomène local qui se produit au moment de la traversée d'une particule dans une fibre. Il y a émission d'un photon primaire ultra-violet, qui peut sortir de cette fibre sans être absorbé et être alors converti en un photon bleu par une fibre voisine. Ce photon peut lui être capturé et produire un photon supplémentaire pour cette dernière. La mesure du taux de diaphotie x a été effectuée en plaçant la source sur une fibre, et en relevant le taux de comptage pour cette fibre, sa voisine, et la coïncidence des deux:

$$x = \frac{N_{12}}{N_1 + N_2} \quad (4.14)$$

Un premier test a permis de mesurer une diaphotie locale de 4% entre deux fibres voisines, avec une diffusion des électrons de 1% (voir tableau 4.1). Puis, nous avons refait le même test, en posant les fibres sur une des plaquettes usinées pour les détecteurs. Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 4.2, toujours en utilisant la formule 4.14. Nous n'avons pas observé de variation entre le fait de gagner les 2 fibres ou de n'en gagner qu'une. La diaphotie n'est plus mesurable à distance, à cause des plaquettes, mais on voit que la diffusion des électrons secondaires est dominante. Nous avons quand même décidé, par précaution, de gagner une fibre sur deux dans les détecteurs².

Nous avons finalement choisi les fibres scintillantes *SCSF* - 38³, celles-ci donnant le plus

²Il n'était pas possible de gagner toutes les fibres pour des raisons d'encombrement.

³Société Kuraray

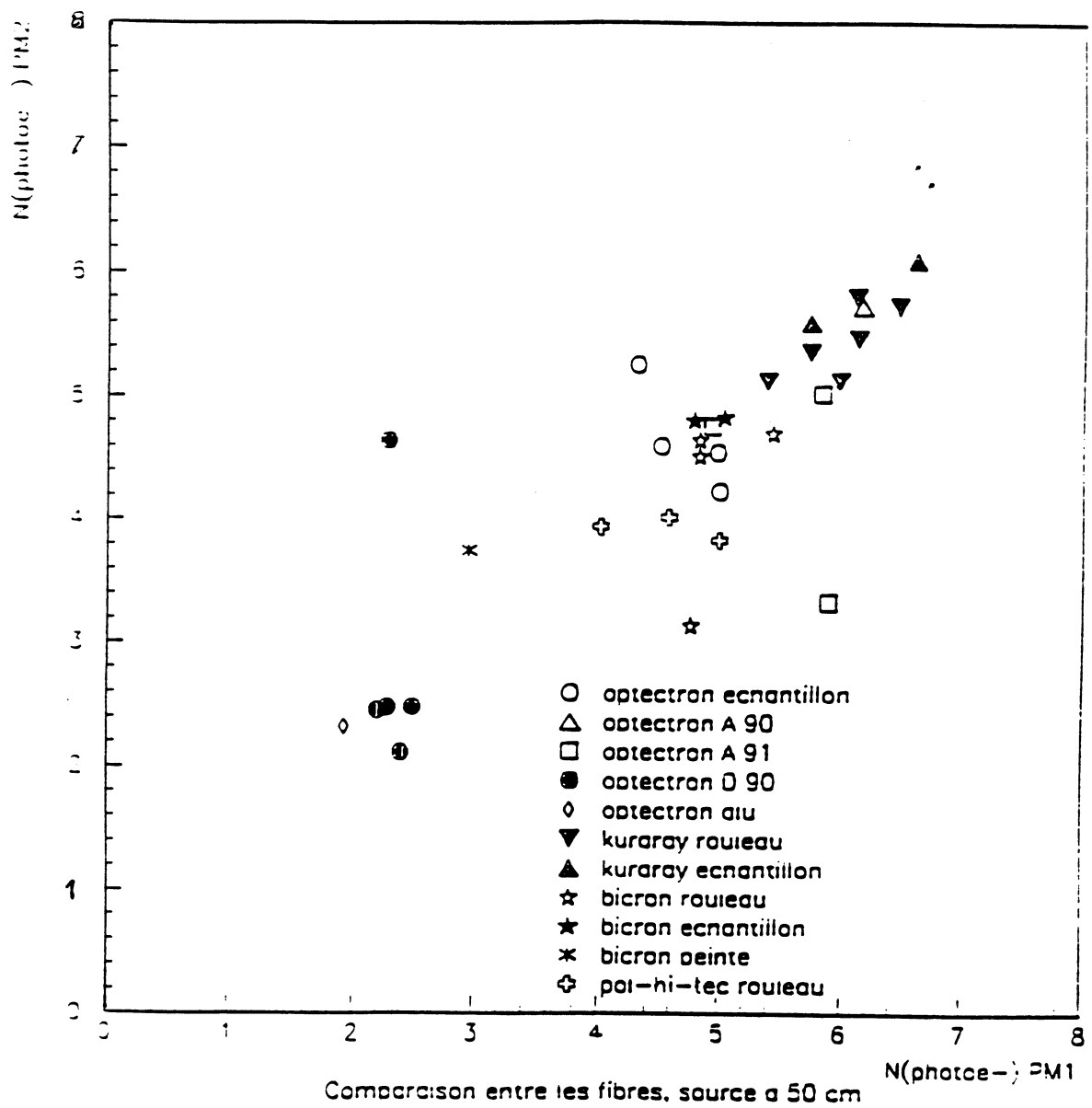


Figure 4.8: $N_{\gamma e}-(pm_2)$ en fonction de $N_{\gamma e}-(pm_1)$ pour les fibres testées.

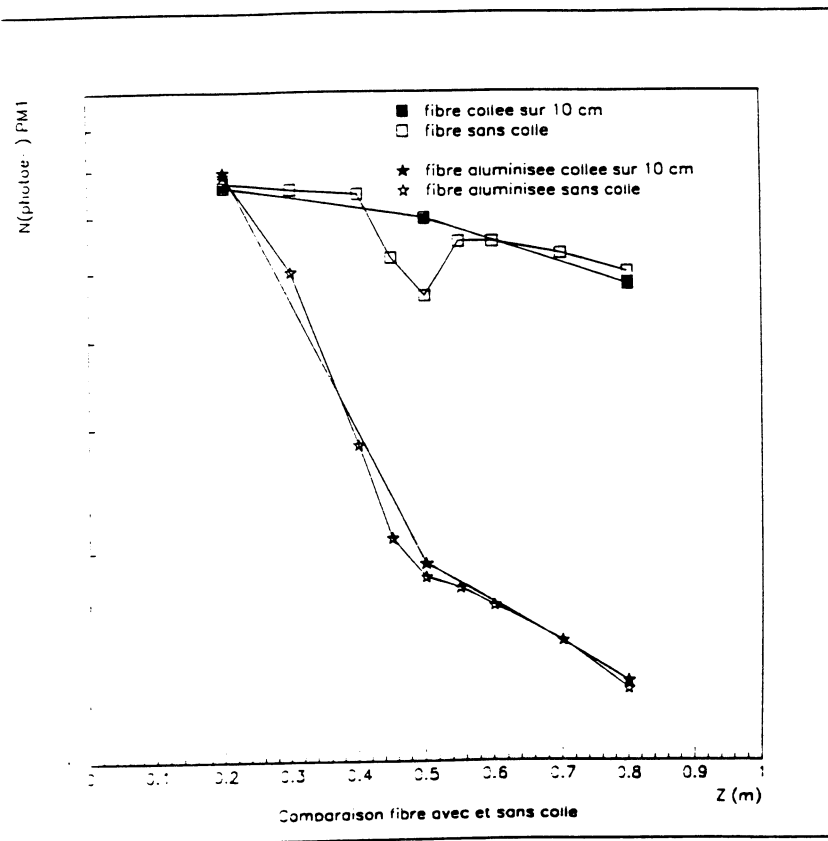


Figure 4.9: Comparaison d'une fibre nue et d'une fibre aluminisée avec et sans colle

Type de test		diaphotie x
Fibre ₁	Fibre ₂	en %
nue	nue	5.0
aluminisée	nue	0.9

Tableau 4.1: Fibres libres premières voisines

Type de test		diaphotie x
Fibre ₁	Fibre ₂	en %
nue	nue	0.8 à 1.0
gainée	nue	0.6 à 0.8
gainée	gainée	0.6 à 0.8

Tableau 4.2: Fibres premières voisines sur plaquette

grand nombre de photoélectrons, ($N_{\gamma e^-} \sim 6$) à 50 cm, et ce de manière très reproductible. Pour le collage des fibres sur les plaquettes, nous avons choisi l'Araldite AW106, et pour le collage des plaquettes, la Minnoseta Structurale 2216. Les fibres utilisées, d'une longueur de 2m, ont tout d'abord été polies aux deux extrémités manuellement, à l'eau et avec des papiers à grains de plus en plus fins, en vérifiant la qualité du poli au microscope. Ce polissage permet d'éliminer la diffusion et de recueillir un maximum de signal sur la surface de la photocathode.

4.5 L'électronique des détecteurs à fibres.

4.5.1 Le choix des photomultiplicateurs.

Les détecteurs étant placés dans des pots, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les photomultiplicateurs devaient être de petit diamètre, afin d'avoir un encombrement minimal. De plus l'efficacité quantique des photocathodes devait être optimale pour la longueur d'onde λ centrée autour de $423nm$ correspondant à l'émission bleue de nos fibres scintillantes (4.16).

$$\varepsilon_q = \frac{N_{\gamma e^- \text{ émis par la photocathode}}}{N_{\gamma \text{ incidents sur la photocathode}}} \quad (4.15)$$

$$\varepsilon_q(\%) = 124 \frac{S_{k,\lambda}(mA.W^{-1})}{\lambda(nm)} \quad (4.16)$$

où $S_{k,\lambda}$ est la sensibilité énergétique de la photocathode.

Nous avons choisi les photomultiplicateurs *R647-04*, montés dans un assemblage *H3165*⁴, donnant un gain de 4.10^6 minimum à une haute tension nominale de 1000 V.

En utilisant le même banc de test que précédemment (voir §4.4.2), nous avons mesuré pour chaque photomultiplicateur le taux de comptage, ainsi que les valeurs moyennes du signal et du pic au simple photon, avec une fibre de référence, ceci afin de vérifier le gain, par rapport à celui d'un photomultiplicateur choisi, et l'efficacité quantique relative. Les résultats étaient compatibles avec ceux fournis par le constructeur.

4.5.2 L'électronique d'amplification.

Il se produit en sortie de la base du photomultiplicateur une impulsion typique de $10mV$ lorsqu'une particule au minimum d'ionisation traverse une fibre scintillante connectée à celui-ci. Nous voulons obtenir une bonne séparation entre le piédestal et le signal du spectre de ce photomultiplicateur issu du module ADC, et accommoder l'amplitude des signaux à la plage couverte par ce module (0 à 10 V convertis de 0 à 4095 canaux). Nous choisissons pour cela d'amplifier le signal en sortie de chaque photomultiplicateur par un système amplificateur, conçu et réalisé à Valencia.

Le principal problème à résoudre est celui du *cross-talk* entre canaux voisins: un photomultiplicateur envoyant un signal peut induire du bruit électronique sur le canal voisin du sien.

L'amplificateur est à trois étages. Le circuit est construit à partir de composants discrets opérant à grandes largeurs de bande passante (~ 100 MHz). La figure 4.10 présente le principe d'un tel préamplificateur.

⁴Société Hamamatsu-Photonics K.K

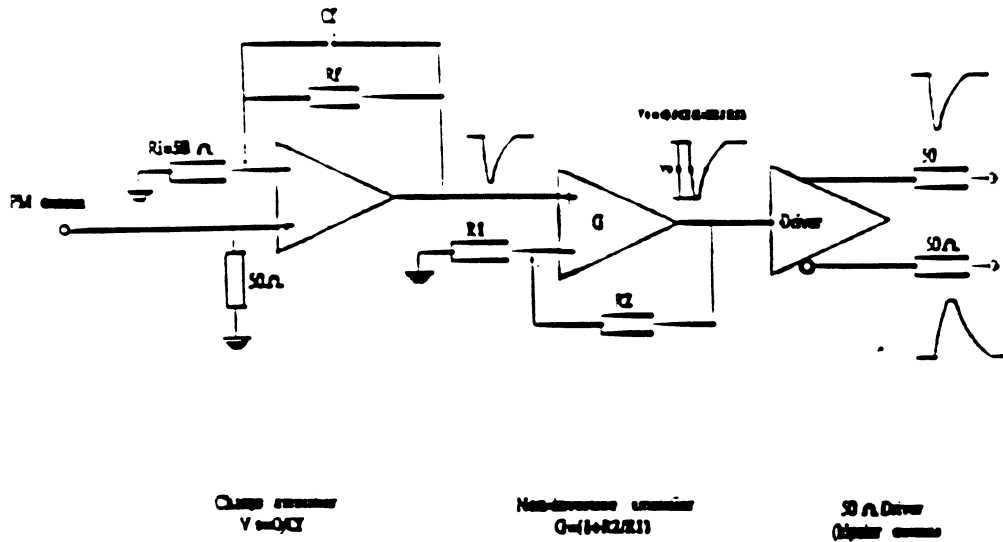


Figure 4.10: Principe du préamplificateur.

Les spécifications du préamplificateur sont les suivantes:

- impédances $z_i, z_o \sim 50 \Omega$
- gain différentiel $\sim 1 mV/\mu A$
- largeur de bande passante supérieure à 30 MHz
- non linéarité résiduelle de 5% sur une plage d'entrée de 1 mA
- temps de montée de l'impulsion de sortie $\sim 20 ns$
- largeur de l'impulsion de sortie $\sim 80 ns$
- bruit équivalent en entrée (r.m.s.) inférieur à 100 ns
- *cross-talk* entre canaux voisins supérieur à 50 dB.

La liaison photomultiplicateur-préamplificateur se fait via 3 mètres de câble coaxial d'impédance 50 Ω . Chaque préamplificateur est monté au sein d'une carte *fil*, elle-même enchassée dans un connecteur d'une carte *mère* en standard NIM. Chacune des cartes NIM contient 16 préamplificateurs.

4.6 La construction en série des détecteurs.

4.6.1 Introduction.

Les différentes étapes de la construction des détecteurs sont:

- le polissage des fibres.
- la fabrication et la métrologie des plaquettes.
- le collage des fibres sur les plaquettes.
- les tests des fibres après collage.
- le collage des plaquettes.
- l'usinage et le polissage du fond du détecteur.
- la métrologie du fond des fibres.
- le *tricotage* des fibres et vérification.
- l'aluminisation du fond des fibres.
- la coupe et le polissage des groupes de fibres côté photomultiplicateurs.
- le montage final.
- le test d'étanchéité à la lumière.
- le test avec la source radioactive.

Dix détecteurs ont été réalisés au LPNHE, et nous avons décidé de contrôler la bonne qualité des fibres aux diverses étapes de la construction, ainsi que la géométrie de la partie détection, pour s'assurer de la précision nécessaire à une bonne reconstruction⁵.

4.6.2 La métrologie des plaquettes.

Les fibres sont collées sur des plaquettes en aluminium, de dimensions $105 \times 110 \times 1.5 \text{ mm}^3$, dans des rainures en forme de V qui permettent le centrage de la fibre, indépendamment de son diamètre, avec une précision de $7 \mu\text{m}$ (voir figure 4.11). Le métal a été choisi pour sa facilité d'usinage et son faible coefficient de dilatation, et l'aluminium pour sa faible longueur d'interaction nucléaire ($\sim 3\%$ pour un détecteur complet).

La première opération sur ces plaquettes consiste à fraiser deux alésages de diamètre 8 mm , d'un même côté, qui vont servir de référence pour l'usinage des rainures, le montage des 12 plaquettes qui forment un détecteur, et le positionnement final.

La deuxième opération consiste à fraiser les 40 rainures de 1 mm de large, avec un pas de 1.2 mm . Le fraisage s'effectue sur un plateau à dépression, qui donne une bonne planéité à l'ensemble, et assure la constance de la profondeur des rainures.

⁵"La confiance n'exclut pas la vérification". Louis KALT, maître d'oeuvre.

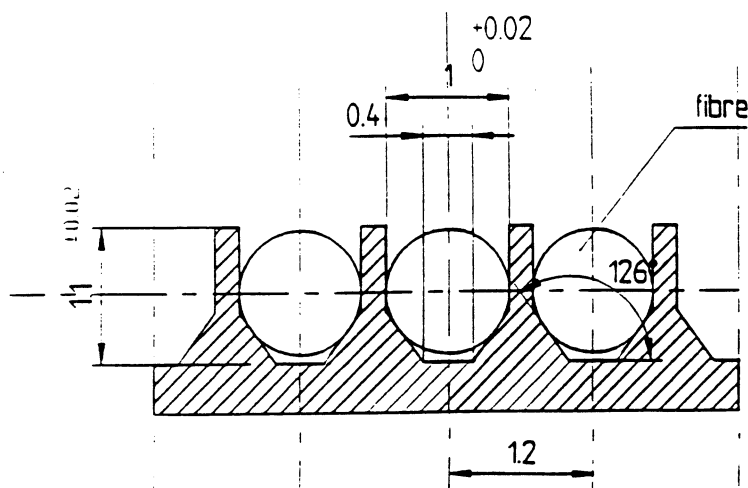


Figure 4.11: Vue d'une rainure de plaquette.

Les mesures sur les plaquettes.

Une métrologie de chaque plaquette a été effectuée, en vue de validation. Le banc de mesure est constitué d'un microscope, relié à une caméra et un moniteur, l'ensemble fournissant un grossissement de 100 à 300. Des règles micrométriques reliées à un écran de contrôle visuel permettaient des mesures de déplacement. L'ensemble des mesures étaient par ailleurs envoyées sur un micro-ordinateur de type PC, pour l'enregistrement des données. L'incertitude de lecture relative avec ce banc de mesure est de quelques microns. Pour chaque plaquette, nous effectuons 102 mesures:

- * mesure des diamètres et entraxes des alésages de référence, ce qui nous donne les points 1 à 4 et 13 à 16; mesure de la position de la première et de la dernière rainure, ce qui correspond aux points 5 à 12 (voir figure 4.12).
- * mesure de la profondeur de la première et de la dernière rainure, obtenue en plaçant un miroir à 45 degrés par rapport à la plaquette, ce qui permet un renvoi à 90 degrés sur l'objectif du microscope. On obtient les points A à F (voir figure 4.13).
- * mesure de la largeur et du centre des 40 rainures, toujours avec le miroir, en prenant deux points de mesure pour chacune des rainures, au début et à la fin (voir figure 4.13).

La première série de mesures nous donne des renseignements sur les alésages de référence, mais aussi l'angle existant entre l'axe des alésages et les rainures. La dernière série de mesures nous donne la position des 40 rainures.

Les résultats.

La profondeur moyenne des rainures est de 1.1mm sur l'ensemble des plaquettes des dix détecteurs, avec une variation inférieure à $30\ \mu\text{m}$.

En ce qui concerne les alésages, le diamètre mesuré est de 8mm avec une variation de $2\ \mu\text{m}$, et la longueur de l'entraxe est de 93.01mm avec une variation de $8\ \mu\text{m}$, et ce sur l'ensemble des plaquettes des dix détecteurs.

Enfin, la valeur moyenne du pas entre les rainures est bien centrée autour de 1.2mm , avec une

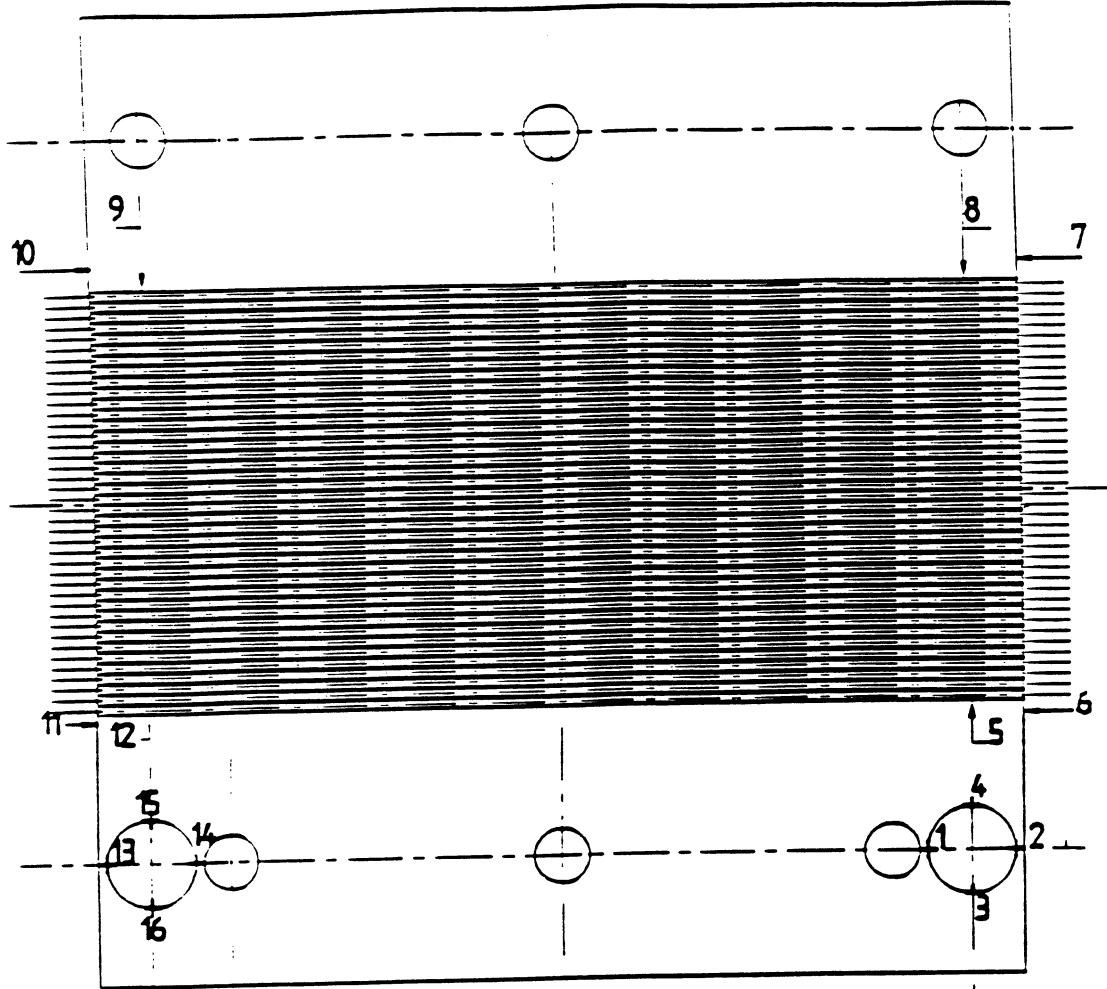


Figure 4.12: Points de mesure sur une plaquette vue de dessus (partie sur laquelle les fibres sont collées).

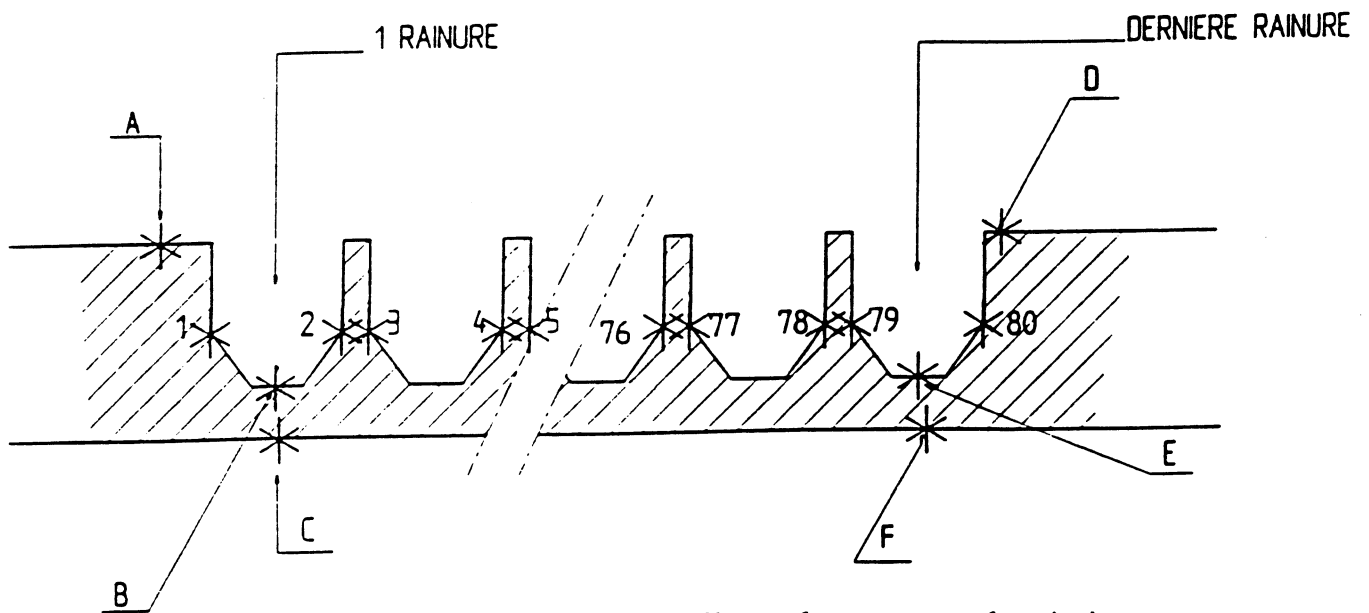


Figure 4.13: Points de mesure d'une plaquette avec le miroir

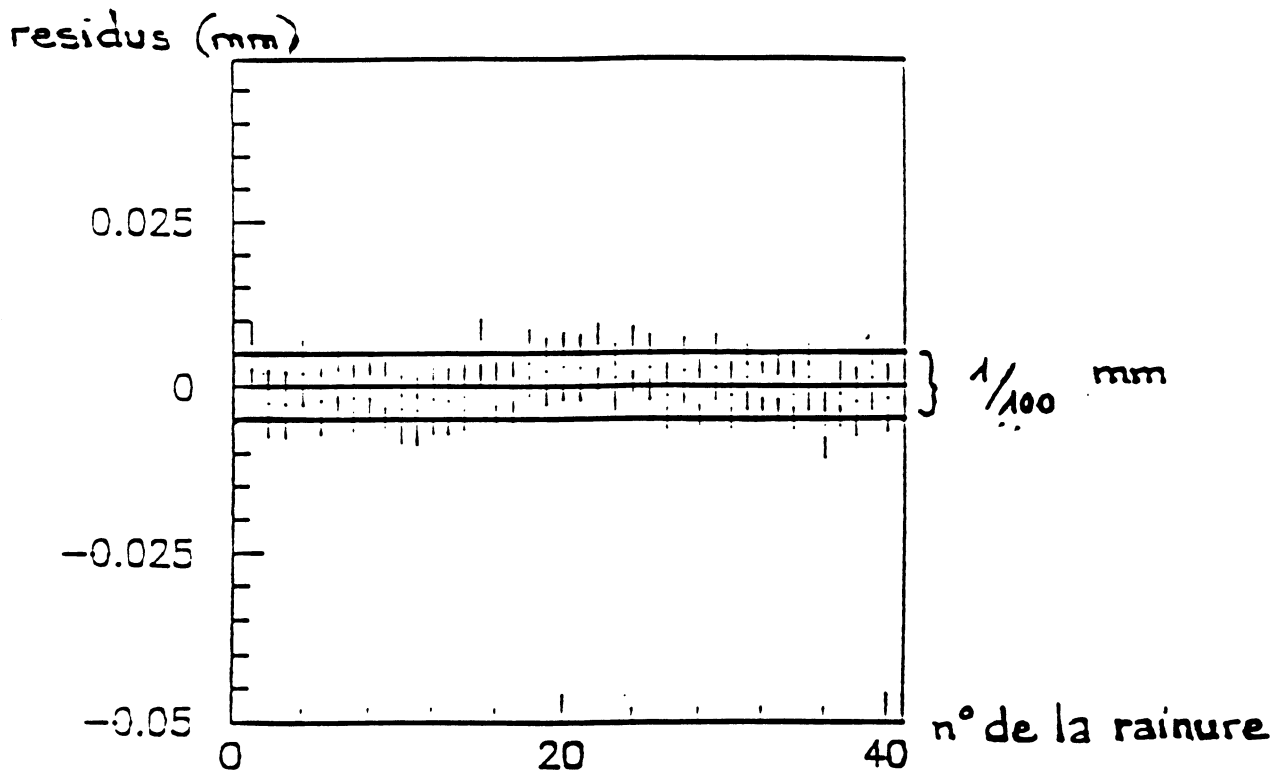


Figure 4.14: Résidus de la position des rainures d'une plaquette par rapport à leur position théorique

variation de seulement $0.5\mu\text{m}$ sur toutes les plaquettes. Les résidus de la position des rainures par rapport à leur position théorique sont présentés figure 4.14, pour une des plaquettes du détecteur 1. Nous observons un écart inférieur à $10\mu\text{m}$ autour de la valeur moyenne.

4.6.3 Le collage des fibres sur les plaquettes.

Quarante fibres de 2m sont collées sur 4 plaquettes dont la métrologie a été préalablement vérifiée, comme montré sur la figure 4.15. Pour cette opération, nous positionnons les plaquettes sur un marbre, nous plaçons ensuite les fibres dans les rainures, en les maintenant grâce à des presses, et nous collons à l'extrémité des rainures de chaque plaquette côté fond (partie au fond du pot Romain, proche du faisceau), pour former un bloc avec les fibres, et loin du bord côté lecture, pour éviter les risques de diaphotie. Le temps de séchage est de 24 heures.

Les fibres ont été testées après cette étape de la construction, en utilisant un banc de tests analogue à celui employé pour le choix des fibres. La source est placée sur une des plaquettes du milieu, et nous mesurons le nombre de photoélectrons émis aux deux extrémités de chacune des 40 fibres d'un ensemble. Pour chaque détecteur, les quelques fibres abimées sont remplacées et testées de nouveau.

Figure 4.15: *Le collage des fibres de 2m, sur 4 plaquettes*

4.6.4 Le montage de la partie détection.

Pour chacune des plaquettes, nous gainons une fibre sur deux. Puis nous positionnons sur un marbre un bloc d'aluminium de dimensions $105 \times 110 \text{ mm}^2$, d'épaisseur 8 mm , muni de deux pions de référence. Nous collons les plaquettes une à une sur ce bloc en séparant les plans de fibres, les alésages de référence permettant le passage des pions pour le calage des plaquettes. Nous suivons l'ordre défini au paragraphe 4.3.3.

Nous usinons alors le fond du détecteur, en coupant l'extrémité des fibres, parallèlement à la direction définie par les deux pions de référence. Enfin, nous polissons ce fond, en préservant sa planéité.

Nous effectuons ensuite la métrologie du fond du détecteur, avec le même banc de mesure que pour celle des plaquettes. Nous éclairons avec une source lumineuse les fibres une à une à l'autre extrémité, et nous mesurons leur position directement, sur leur axe. Nous formons les résidus de la position des fibres par rapport à leur position théorique. Après correction de la position des rainures, nous obtenons un écart à la valeur théorique inférieur à $5 \mu\text{m}$ sur l'ensemble des détecteurs (voir figure 4.16).

Les 480 fibres d'un détecteur sont assignées à l'un des 40 photomultiplicateurs qui constituent le système de lecture, grâce au programme de codage (voir §4.3.2). Le *tricotage* consiste à amener chaque fibre à la position du support barillet correspondant à son photomultiplicateur. Nous disposons d'un système de déplacement en x et z , muni d'une source lumineuse, qui permet d'éclairer les fibres une à une côté fond, du plan 1 au plan 12, afin de les identifier et les placer dans le support qui leur correspond.

Enfin, le fond du détecteur à fibres est aluminisé de manière à obtenir un plus grand nombre de photons par réflexion⁶.

⁶Laboratoire des Cibles, Orsay.

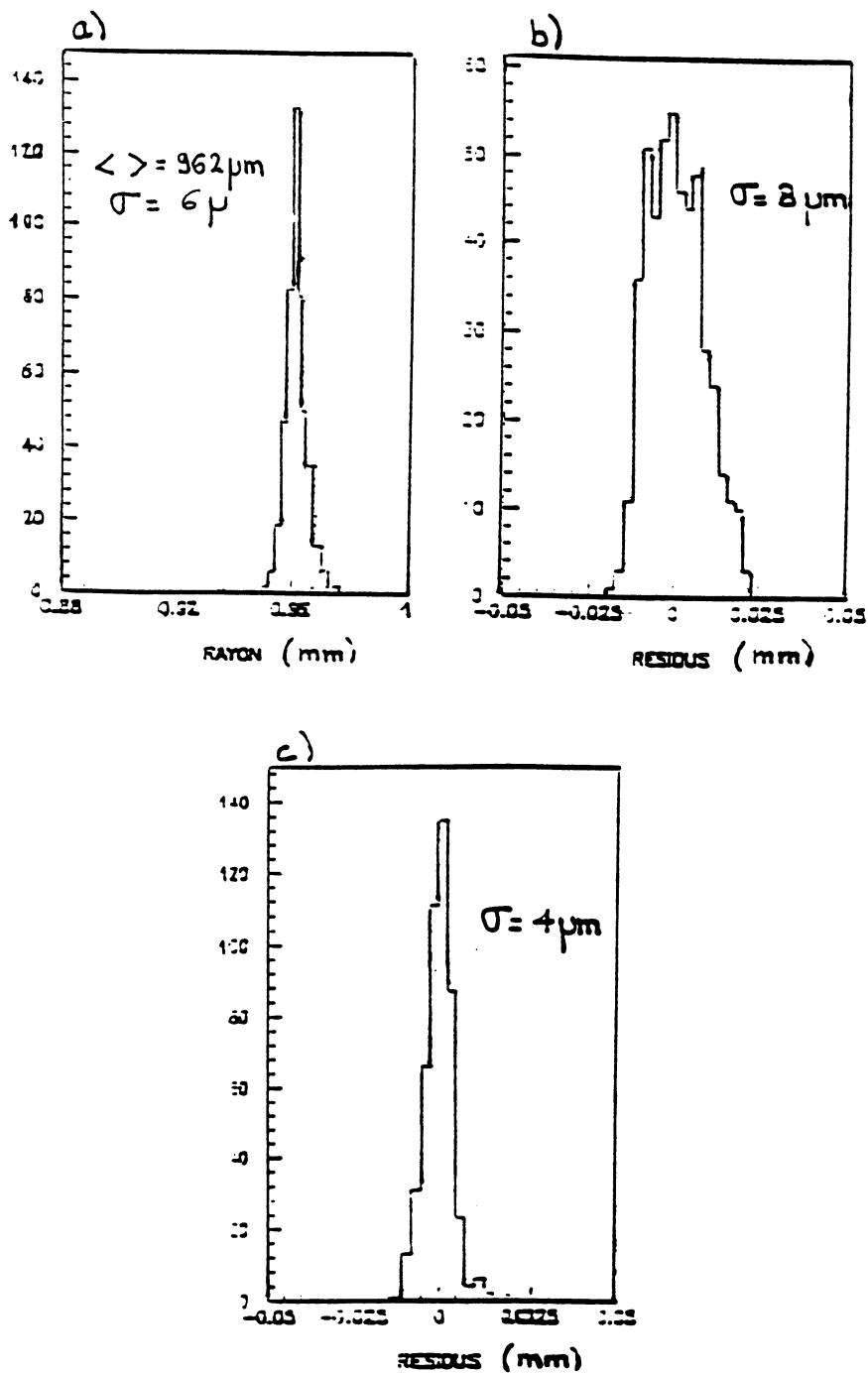


Figure 4.16: Résultats de la métrologie pour un détecteur.

a) Rayon moyen des fibres = $962 \mu\text{m}$ ($\sigma = 6 \mu\text{m}$).

b) Résidus de la position des fibres par rapport à leur position théorique ($\sigma = 8 \mu\text{m}$).

c) Résidus de la position des fibres par rapport à leur position théorique après correction de la position des rainures, connues au micron près ($\sigma = 4 \mu\text{m}$).

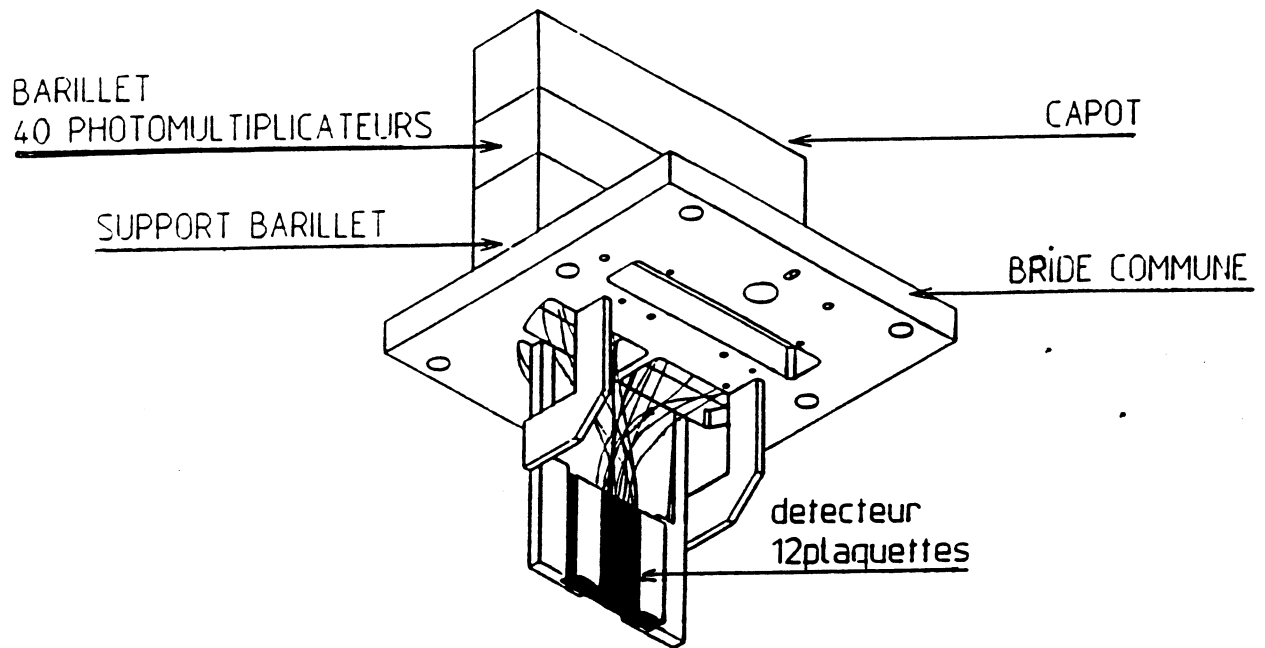


Figure 4.17: Plan d'ensemble des pièces du détecteur.

4.6.5 L'assemblage du détecteur.

Les autres pièces du détecteur.

La partie mécanique du détecteur à fibres scintillantes est présentée figure 4.17. Elle comprend:

- *le détecteur, qui est l'ensemble constitué par les 12 plans de fibres, avec un côté poli et de l'autre les fibres libres, juste regroupées par paquets de 12.
- *le support détecteur, sur lequel nous fixons la partie détection.
- *la bride commune, contenant les évidements nécessaires au passage des fibres et des photomultiplicateurs, servant également de support à la chambre à dérive et l'hodoscope.
- *le barillet, pour les photomultiplicateurs.
- *le support barillet.
- *le capot, qui sert à protéger les fibres.

Hormis la partie détection, nous noircissons toutes les pièces, afin d'éviter les réflexions à la lumière, et pour rendre le détecteur isolant par rapport au pot Romain dans lequel il est placé.

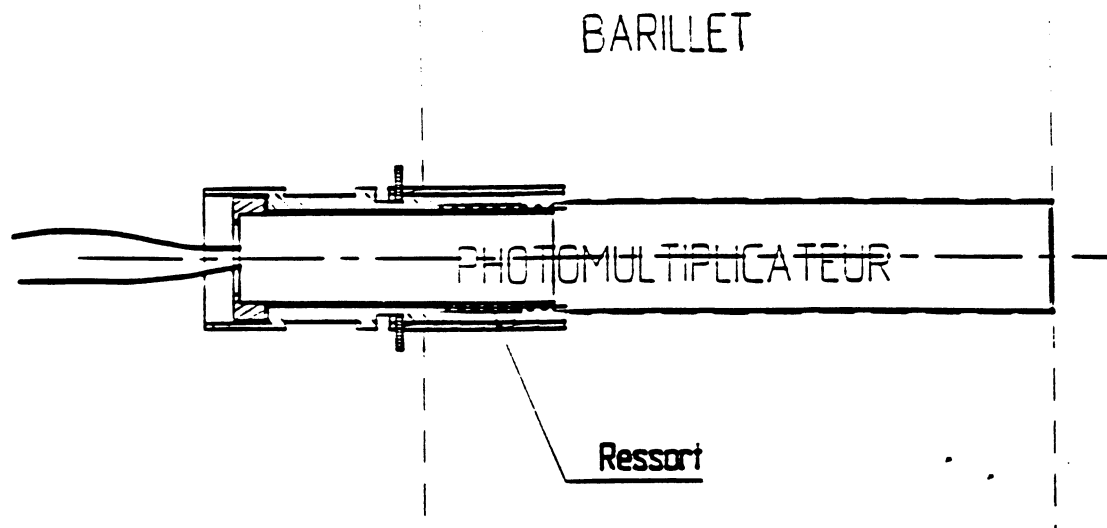


Figure 4.18: Le système de montage des photomultiplicateurs

Le montage final.

Nous commençons par monter le support détecteur et le support barillet sur la bride commune. Une fois ces trois pièces assemblées, nous fixons la partie détection sur le support détecteur. Les 40 groupes de fibres sont alors positionnés dans le support barillet, au moyen d'un embout en PVC, l'ensemble fibre-embout étant collé sur ce support, puis nous fixons le capot sur le support détecteur.

Ensuite, l'usinage et le polissage de chaque ensemble fibre-colle-embout permet d'obtenir une surface plane côté photomultiplicateurs. Les photomultiplicateurs sont logés dans les tubes en aluminium du barillet. Nous commençons par présenter à l'extrémité de la photocathode une rondelle, de $5/10\text{mm}$ d'épaisseur, qui maintient le photomultiplicateur décollé du toron. Ensuite, nous montons côté câbles un système à bayonnette, muni d'un ressort, pour bloquer les photomultiplicateurs sur leur support (voir figure 4.18). Il ne reste alors plus qu'à visser le barillet sur son support, et le détecteur est entièrement monté. Les joints entre les différentes pièces mécaniques sont réalisés avec un mastic noir, de type *sika*. L'étanchéité à la lumière est ensuite vérifiée et éventuellement améliorée. Le détecteur est considéré comme étanche à la lumière lorsque le taux de comptage à l'obscurité⁷ est le même que sous un éclairage ambiant pour les 40 photomultiplicateurs.

Le test avec la source radioactive.

En utilisant la source de Sr^{90} avec le porte-source utilisé pendant les tests (§4.4.2), sur le même système de déplacement que lors du multiplexage (§4.6.4), nous illuminons l'extrémité des 480 fibres l'une après l'autre, parallèlement à leur axe. Avec ce système, la source est centrée sur l'axe des fibres avec une précision d'environ 0.5mm . Le seuil d'extinction du signal en sortie du photomultiplicateur correspondant est mesuré à l'oscilloscope. Avec une haute-tension

⁷typiquement de 200 à 300 Hz

d'alimentation de 950V et après amplification, nous obtenons un signal entre 130 et 280mV suivant le photomultiplicateur. Cette manière de procéder permet aussi de vérifier l'existence de fibres endommagées, ainsi que la validité du *tricotage* et de la numérotation des photomultiplicateurs. Les résultats sont satisfaisants, puisque nous avons seulement 7 fibres endommagées sur les 4800 formant les 10 détecteurs.

4.6.6 Conclusion.

La partie mécanique des 10 détecteurs à fibres a été conçue, réalisée, et testée à chaque étape de fabrication, à l'atelier de mécanique du Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique de Palaiseau.

La métrologie et les tests en salle avec une source radioactive ont donnés de bons résultats sur la qualité des fibres en fin de montage. Nous avons ensuite vérifié le comportement des détecteurs en faisceau.

4.7 Description des tests en faisceau.

Le comportement d'un détecteur avec une source d'électrons de très basse énergie est différent de celui qu'il a en présence d'un faisceau de hadrons relativistes, c'est pourquoi il est nécessaire de tester le fonctionnement en faisceau.

4.7.1 Les moyens à notre disposition.

Pour les tests, nous avons utilisé la ligne de faisceau tertiaire X7 du CERN. Les dix détecteurs à fibres ont été exposés à un faisceau de particules chargées négativement d'impulsion $70\text{GeV}/c$, avec les autres détecteurs de la collaboration UA4/2 (voir §3). Nous disposions d'une autre chambre à dérive, utilisée par la collaboration UA4, servant de système extérieur pour la mesure de la coordonnée verticale de la particule incidente.

Tous ces détecteurs étaient regroupés sur un bâti de tests, sur lequel nous pouvions placer les détecteurs de la collaboration UA4/2 de deux manières différentes: soit en configuration horizontale, la chambre à dérive mesurant la coordonnée horizontale, le détecteur à fibres et les "fingers" mesurant la coordonnée verticale; soit en configuration verticale, la chambre à dérive mesurant la coordonnée verticale, le détecteur à fibres mesurant la coordonnée horizontale.

Dans les deux cas, la chambre à dérive non modifiée de la collaboration UA4 mesurait la coordonnée verticale, et nous avons la possibilité de déplacer les compteurs trigger pour qu'ils recouvrent la zone des détecteurs que nous avons choisi de tester. Le positionnement des détecteurs pour les deux configurations est montré figure 4.19. Pour chacun des ensembles fibre-chambre-hodoscope à tester, nous avons pris des mesures dans les deux configurations, afin de vérifier les efficacités de reconstruction de la chambre et du détecteur à fibres, par comparaison avec la coordonnée reconstruite dans l'ancienne chambre.

4.7.2 Les résultats des tests en faisceau.

Pour les dix détecteurs, nous avons mesuré la résolution et l'efficacité de reconstruction, étudié l'inefficacité sur la partie la plus proche du fond du pot Romain, et vérifié la géométrie.

La reconstruction et l'efficacité.

Nous utilisons le bâti de tests dans sa configuration horizontale, le détecteur à fibres mesurant donc la même coordonnée que l'ancienne chambre à dérive. Pour cette étude, nous sélectionnons une seule trace reconstruite dans chacune des deux chambres à dérive et nous effectuons la reconstruction dans le détecteur à fibres pour ces traces. Nous effectuons des coupes fiduciaires sur la position et l'angle reconstruits dans les deux chambres, ainsi que sur

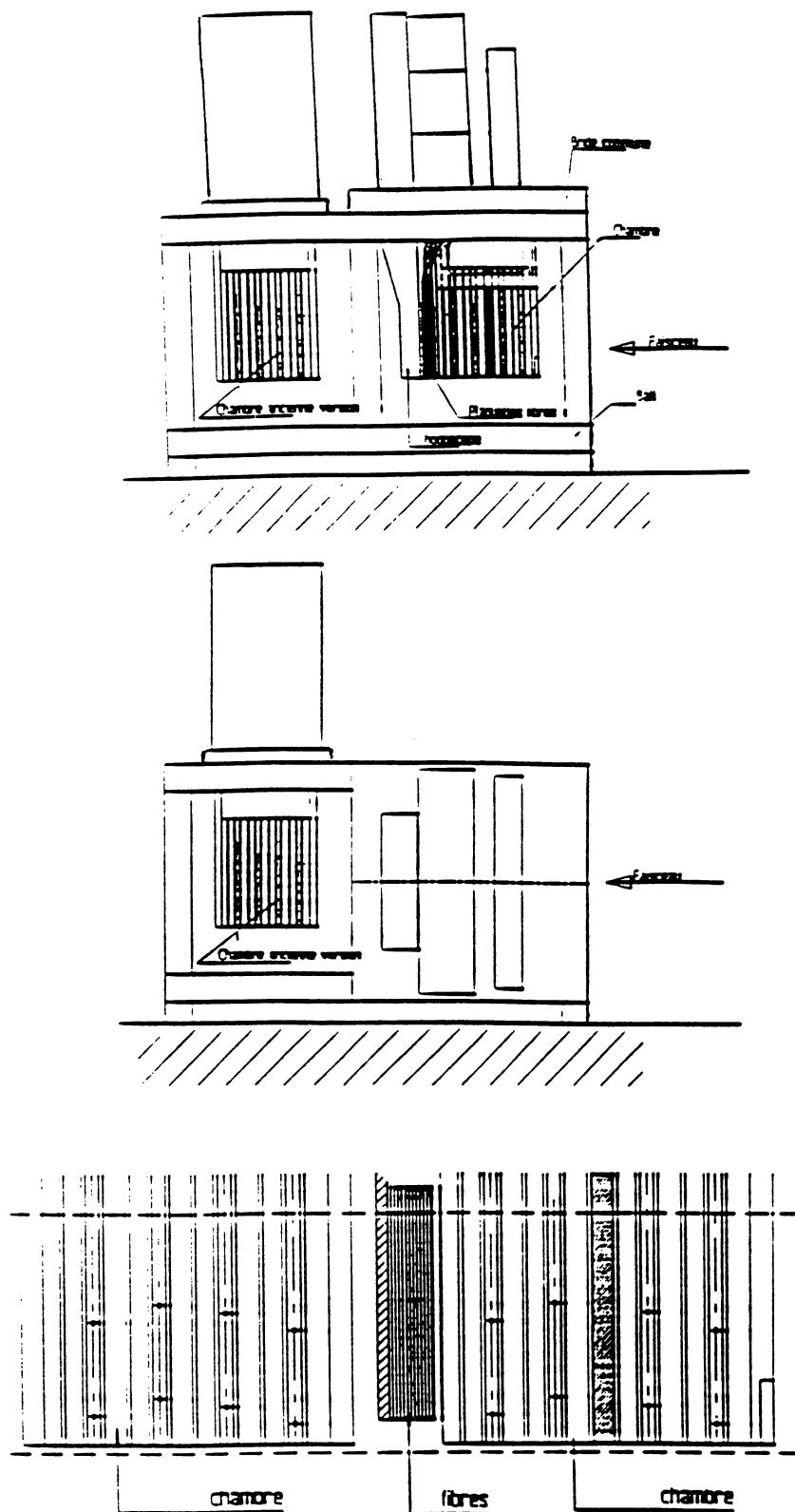


Figure 4.19: Schéma du positionnement des détecteurs:
 a) en configuration horizontale,
 b) en configuration verticale,
 c) pour la mesure de l'efficacité au fond des détecteurs à fibres.

la multiplicité (nombre de plans touchés) dans ces chambres et l'écart quadratique moyen obtenu lors de la reconstruction des trajectoires. Toutes ces coupes permettent de sélectionner au maximum un faisceau "propre", avec des trajectoires uniques dans le détecteur, de particules n'ayant pas subi d'interactions.

Nous définissons l'efficacité de reconstruction par la méthode suivante. Nous mesurons le nombre d'évènements à une trace reconstruite dans la chambre à dérive N_{drift} . Pour chacun de ces évènements, nous reconstruisons la coordonnée dans le détecteur à fibres. S'il n'y a qu'un seul cluster, la coordonnée de la trace est donnée par la position de celui-ci, et nous mesurons directement le nombre d'évènements, $N_{nclu=1}$, pour lesquelles la condition 4.17 est réalisée:

$$|y_{fibre} - y_{drift} - \delta| < 1 \text{ mm} \quad (4.17)$$

Nous appelons δ la différence en mm entre les coordonnées mesurées par les deux détecteurs, due à la géométrie du système.

Pour une même particule, nous pouvons avoir plusieurs traces reconstruites (voir §4.3.3). Nous choisissons parmi ces clusters le plus proche de la position obtenue dans l'ancienne chambre, sans biaiser le résultat. Ceci correspond à environ 0.5% des évènements reconstruits dans le détecteur à fibres. Nous calculons alors le nombre d'évènements, $N_{nclu>1}$, pour lesquelles la condition 4.17 est réalisée. L'efficacité de reconstruction ϵ_{recon} est alors obtenue par la formule 4.18:

$$\epsilon_{recon} = \frac{N_{nclu=1} + N_{nclu>1}}{N_{drift}} \quad (4.18)$$

Utilisant cette définition de l'efficacité, nous cherchons à optimiser l'algorithme de reconstruction de manière à en obtenir la valeur la plus élevée possible.

Nous étudions donc les différents paramètres pouvant faire varier cette efficacité.

a) La définition du signal des photomultiplicateurs.

Nous sélectionnons un photomultiplicateur (c'est à dire qu'il est relié à une fibre traversée par une particule) lorsque le signal en sortie de l'ADC est supérieur à une certaine valeur délimitant la séparation entre piédestal et signal.

Dans un premier temps, nous imposons la même coupure pour tous les canaux, posant condition sur la valeur du signal $sig(i)$ mesuré dans le canal ADC i :

$$sig(i) \geq 400 \quad (4.19)$$

L'efficacité de reconstruction associée vaut 99.59%.

Nous observons sur la figure 4.20 que la distribution associée au piédestal est de type gaussienne. Nous déterminons la largeur à mi hauteur et la valeur moyenne par ajustement d'une telle distribution. Les piédestaux sont centrés autour de 200 canaux, et de largeur à mi-hauteur proche de 40 canaux. Nous incrémentons alors le nombre de photomultiplicateurs sélectionnés si la valeur du signal est supérieure à cette valeur moyenne plus trois fois la largeur, et ensuite plus cinq fois la largeur. Nous obtenons une efficacité respectivement de 99.92% et 99.72%.

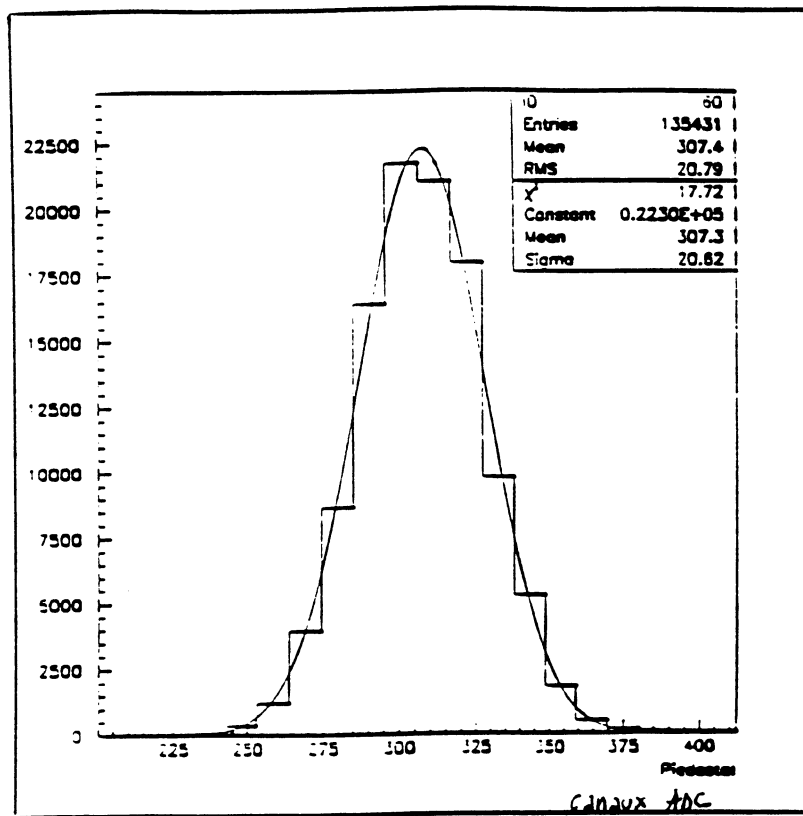


Figure 4.20: Le piédestal typique associé à un photomultiplicateur.

Nous choisissons finalement la coupure piédestal définie par l'équation 4.20:

$$sig(i) \geq \overline{ped(i)} + 3\sigma_{ped(i)} \quad (4.20)$$

où $\overline{ped(i)}$ et $\sigma_{ped(i)}$ représentent respectivement la valeur moyenne et la largeur à mi-hauteur du piédestal associé au canal i .

b) La coupure sur le nombre de photomultiplicateurs sélectionnés.

Nous gardons la coupure sur le piédestal à 3σ , et nous effectuons la reconstruction pour différentes valeurs du nombre de photomultiplicateurs sélectionnés n_{pm} , en effectuant les coupes fiduciaires. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.3.

Les efficacités sont relativement identiques, et d'autant meilleures que la valeur de n_{pm} est élevée. Par contre nous devons supprimer les petites valeurs de n_{pm} , pour lesquelles la trace reconstruite n'est pas celle attendue.

Nous choisissons finalement d'effectuer la reconstruction lorsque le nombre de photomultiplicateurs sélectionnés vérifie la relation 4.21.

$$n_{pm} \geq 4 \quad (4.21)$$

Nous ne sélectionnons pas de limite maximale pour la valeur de n_{pm} . Nous verrons que pour notre expérience, nous avons été obligé de définir une limite maximale $n_{pm} \leq 25$.

c) Les efficacités pour les 10 détecteurs.

Nous avons utilisé la coupure piédestal définie par la relation 4.20 et la coupure sur le

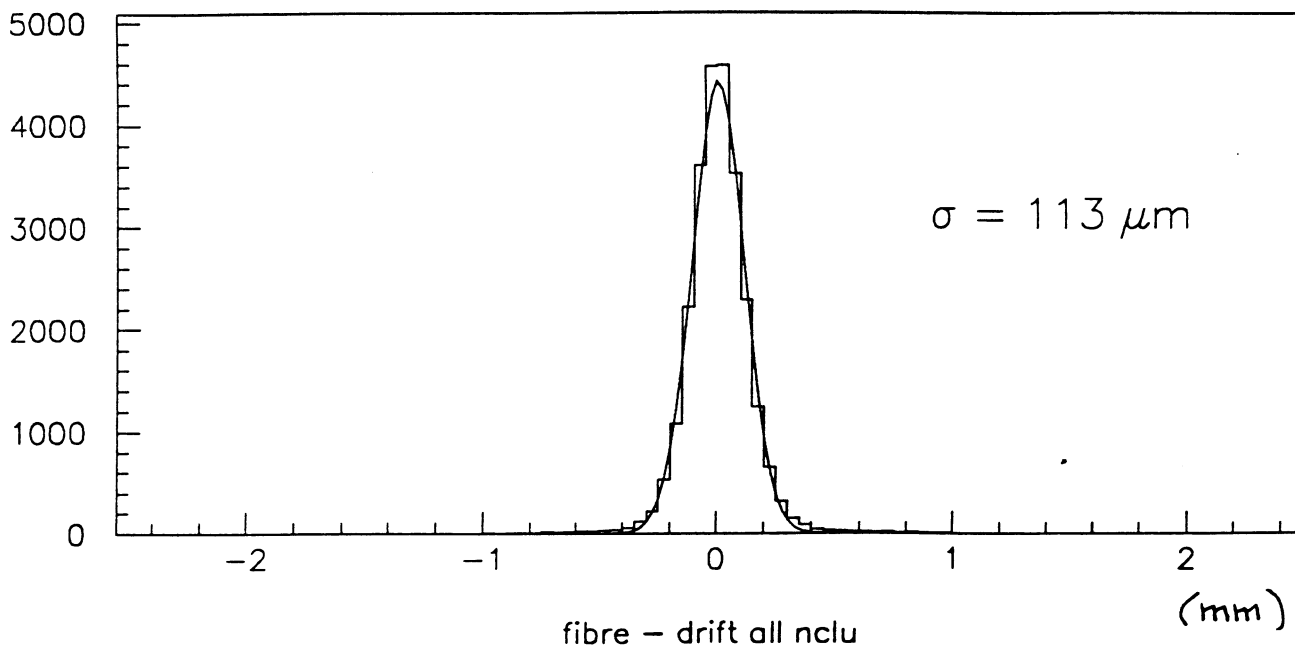


Figure 4.21: *Spectre de la différence entre les coordonnées mesurées dans le détecteur à fibres et dans la chambre à dérive.*

nombre de photomultiplicateurs sélectionnés définie par la formule 4.21. Les résultats pour les dix détecteurs sont regroupés dans le tableau 4.4. On voit que les détecteurs ont tous une efficacité de reconstruction supérieure à 99.8%. L'erreur statistique associée (distribution binomiale) est de l'ordre de 0.1%.

La résolution du détecteur.

Nous nous plaçons dans la même configuration de tests que pour l'étude précédente, le détecteur à fibres mesurant la coordonnée verticale, tout comme l'ancienne chambre à dérive. Nous formons un spectre avec la somme des coordonnées mesurées dans le détecteur à fibres et dans la chambre, et nous le centrons en zéro (en retranchant une valeur δ), comme montré sur la figure 4.21. Nous nous intéressons seulement aux événements efficaces (vérifiant la relation 4.17), c'est à dire ceux sélectionnés par la reconstruction. Une mesure de la résolution du détecteur peut être obtenue à partir de la largeur à mi-hauteur de ce spectre, σ , puisque nous avons:

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{chambre}}^2 + \sigma_{\text{fibre}}^2 \quad (4.22)$$

La résolution du détecteur à fibres est donc connue, dès lors que celle de la chambre à dérive l'est aussi. La résolution fournie par la collaboration UA4[24] pour la chambre est $\sigma_{\text{chambre}} \sim 100 \mu\text{m}$. Nous avons mesuré σ (en μm), pour tous les détecteurs. Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.5. L'estimation de la résolution des dix détecteurs donne alors $\sigma_f \sim 100 \mu\text{m}$, ce qui est satisfaisant pour le cahier des charges. La résolution réelle des détecteurs sera étudiée au chapitre suivant.

L'efficacité au fond du détecteur.

Nous avons voulu vérifier la taille de cette zone inefficace au fond du détecteur. Nous avons utilisé le bâti de tests dans sa configuration verticale, les deux chambres à dérive mesurant la coordonnée verticale, tandis que le détecteur à fibres mesurait la coordonnée horizontale. Avec ce positionnement, nous obtenons un alignement vertical des 3 détecteurs, et la région sensible des deux chambres à dérive recouvre largement la fin de la région sensible des fibres, comme montré sur la figure 4.19.

Si le détecteur était efficace jusqu'au plus près du faisceau à 100%, toute particule traversant sa zone sensible, sur une surface de $48 \times 110 \text{ mm}^2$, serait prise en compte et donnerait lieu à la reconstruction d'une trace. Or, une petite région au fond pourrait être moins efficace, dû aux polissages et collages, ainsi qu'à l'aluminisation, et nous avons besoin de savoir sur quelle distance cette inefficacité entre en jeu, afin de corriger l'acceptance du détecteur. L'étude de l'inefficacité au fond du détecteur à fibres se fait en deux étapes:

* Nous sélectionnons des événements n'ayant eu qu'une seule trace dans les deux chambres à dérive, pour lesquels nous étudions alors la variation du nombre de photomultiplicateurs sélectionnés n_{pm} , sur la zone du fond du détecteur à fibres.

* Ensuite, nous ajoutons une condition supplémentaire: nous effectuons pour les mêmes événements la reconstruction dans le détecteur à fibres, et nous demandons à n'avoir qu'un seul cluster, c'est-à-dire une seule trace reconstruite. Nous pouvons alors étudier le comportement du détecteur au fond, mais cette fois plan par plan.

1) Le nombre de photomultiplicateurs sélectionnés n_{pm} .

Nous créons les histogrammes de y_1 et y_2 en fonction de n_{pm} , pour des valeurs de ces coordonnées des chambres à dérive correspondant à la position du fond du détecteur à fibres (un histogramme est représenté figure 4.22). Ces histogrammes sont constitués de 3 régions. Pour des valeurs de y petites, en dessous du fond des fibres, la valeur la plus probable du nombre de photomultiplicateurs sélectionnés est $n_{pm} = 0$, avec quelques événements de bruit ayant $n_{pm} = 1 - 2$ (environ 2%). A plus grandes valeurs de y , la particule a traversé le détecteur à fibres, le pic des événements à 1 trace est centré autour de $n_{pm} = 9 - 10$. La troisième région est une zone frontière, où l'on note une augmentation du nombre d'événements avec $n_{pm} = 3 - 6$, alors que pour les autres régions, le pic à une trace est bien séparé du pic à zéro trace. Ceci est dû à l'inefficacité au fond du détecteur.

Nous formons la projection sur l'axe des coordonnées horizontales de l'histogramme présenté figure 4.22, pour des valeurs de n_{pm} comprises entre 3 et 6, ce qui correspond à la région inefficace. Nous obtenons un pic d'inefficacité; nous déterminons l'intégrale sous ce pic, et en déduisons le nombre d'événements associés n_{pic} . Nous reprenons alors les distributions associées aux coordonnées y_1 et y_2 , desquelles nous déduisons le nombre d'événements contenus dans chaque millimètre de chambre (n_{y_1} et n_{y_2}). Les histogrammes utilisés sont présentés figure 4.23. Nous obtenons l'estimation de la taille de la région inefficace par la formule:

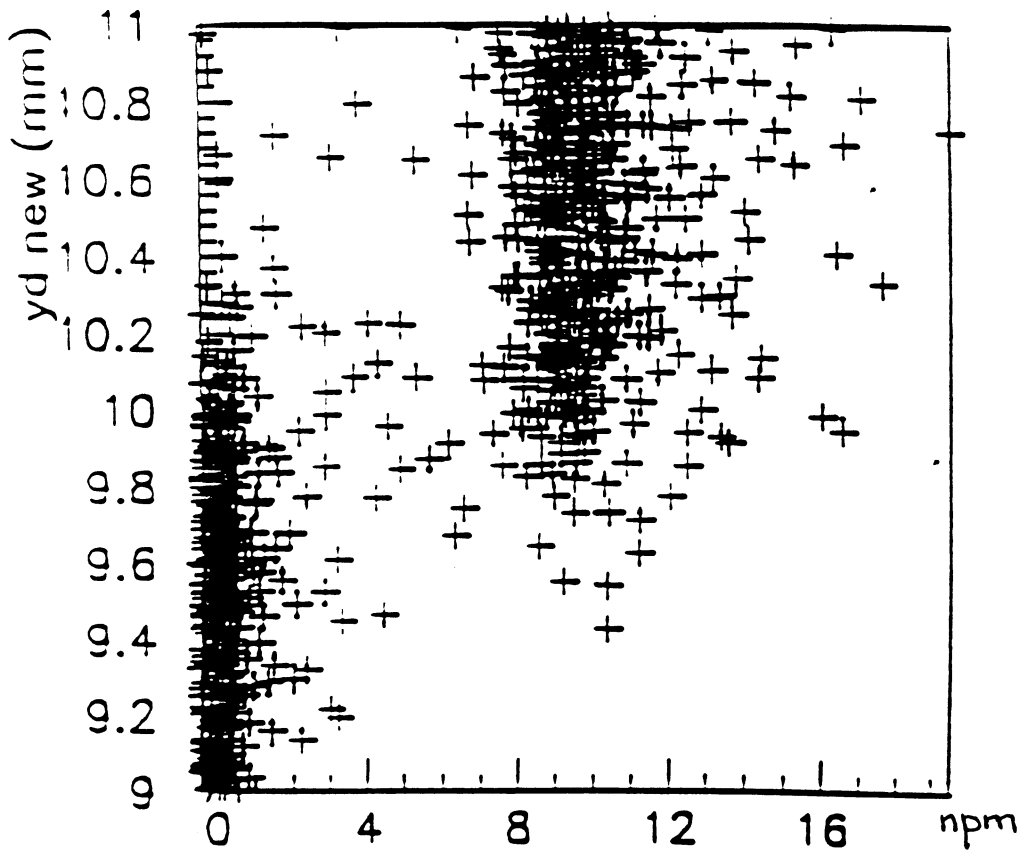


Figure 4.22: La coordonnée dans les chambres à dérive en fonction du nombre de photomultiplicateurs sélectionnés au fond du détecteur.

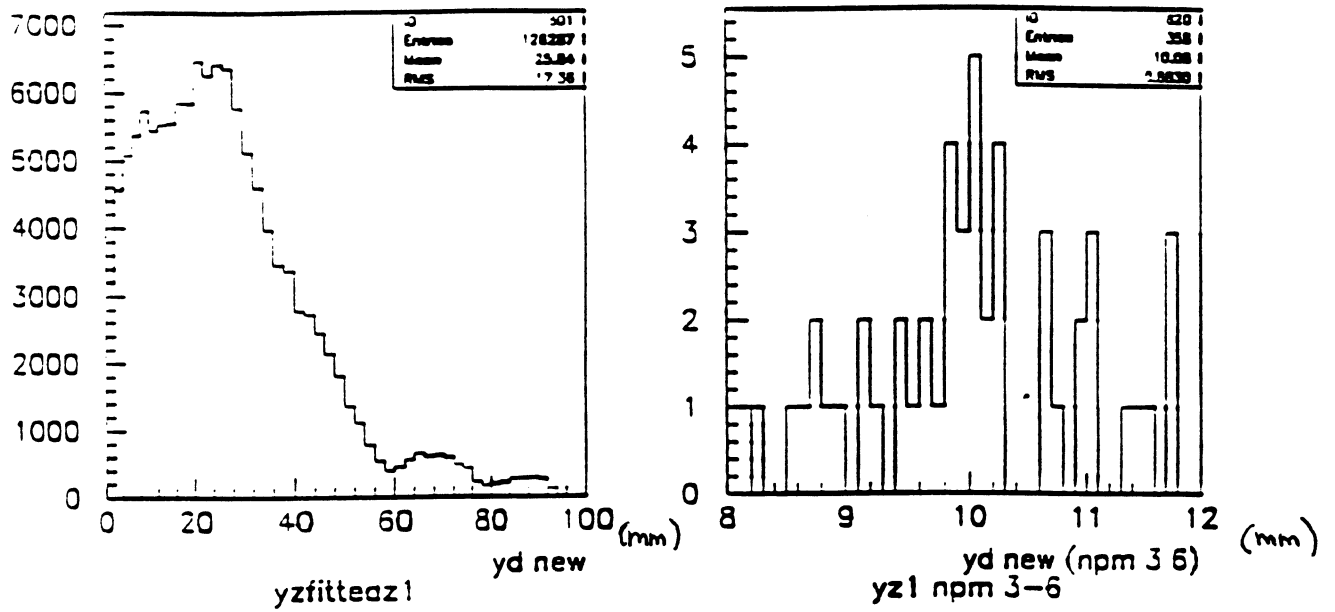


Figure 4.23: La distribution des coordonnées dans une chambre et la projection pour n_{pm} compris entre 3 et 6.

$$a \sim \frac{n_{pic}}{n_{y1}} \sim \frac{n_{pic}}{n_{y2}} \quad (4.23)$$

Les valeurs obtenues sont très petites, toute zone inefficace au fond des détecteurs à fibres de taille inférieure à $100 \mu m$ ne sera donc pas décelable.

2) *L'étude du fond du détecteur pour chaque plan de fibres individuellement.*

La reconstruction de la trace permet d'étudier les chutes d'efficacité pour les événements au fond du détecteur plan par plan, mais nous obtenons une information biaisée puisque le fait d'avoir un plan sélectionné est corrélé à la sélection de l'évènement.

Nous formons les distributions de la coordonnée mesurée dans la chambre à dérive, y , en fonction de la position moyenne de la frontière entre la région à une trace et celle à zéro trace, τ , sur la zone du fond du détecteur, pour les événements ayant eu un plan touché (voir figure 4.24 pour le détecteur 1). Elles sont reproduites par la distribution $f(y)$ (fonction porte normalisée et convoluée avec une distribution gaussienne):

$$f(y) = A * \text{erfc}\left[\frac{y - \tau}{\sqrt{2}\sigma}\right] \quad (4.24)$$

Nous ajustons cette forme théorique sur les données expérimentales, et nous obtenons pour chacun des plans la largeur de la gaussienne, et les caractéristiques de la fonction porte (position τ et hauteur). Nous formons ainsi l'histogramme de la valeur de τ en fonction du numéro de plan. Nous ajustons une droite de pente α et d'ordonnée à l'origine y , et nous en déduisons la variation $b = \alpha \times 18 mm$ sur les 12 plans le long des détecteurs. La variation observée est due à un angle horizontal entre l'axe du faisceau et le plan formé par le fond du détecteur. Nous obtenons finalement (4.25):

$$b \leq 60 \mu m \quad (4.25)$$

L'existence d'un angle entre notre détecteur et le plan horizontal explique donc la taille de la zone inefficace a . Nous observons en effet la corrélation entre les grandes valeurs de a et de b . Nous pouvons aussi prendre en compte la taille du faisceau, qui vaut $\sigma \sim 4 mrad$, ce qui, sur les $18 mm$ du détecteur, donne une contribution d'environ $70 \mu m$, du même ordre de grandeur que b . Dans tous les cas, une estimation de la taille de la zone inefficace inférieure à $100 \mu m$ nous assure que nous serons limités par la résolution des chambres à dérive.

La vérification de la géométrie.

Chaque fois qu'une trajectoire est reconstruite dans le détecteur à fibres, avec un seul cluster, nous connaissons alors les photomultiplicateurs associés, et nous pouvons en déduire les fibres correspondantes qui doivent avoir été traversées par la particule. Pour chaque position comprise entre le début et la fin du cluster obtenu, nous connaissons le numéro et le plan de la fibre correspondante. Nous recueillons pour les 40 fibres de chacun des douze plans la valeur moyenne de la charge associée (dans l'ADC). Si cette valeur moyenne est très inférieure à une

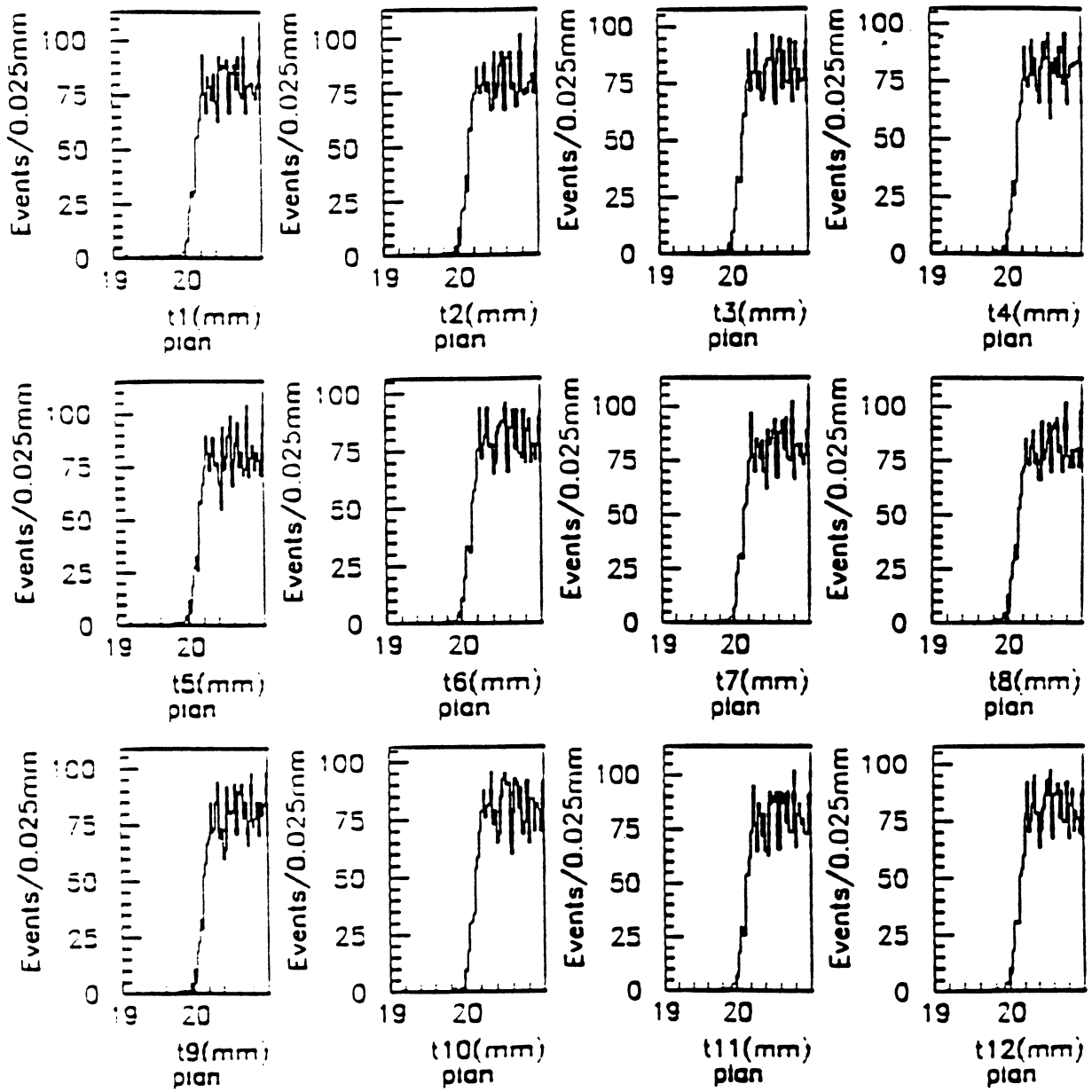


Figure 4.24: Les distributions de la coordonnée mesurée dans la chambre à dérive pour les 12 plans du détecteur 9.

certaine valeur (choisie égale à 1400), nous pouvons en déduire l'état de la fibre (peu efficace, abimée, voire morte).
Les résultats de cette étude pour les 10 détecteurs montrent que nous avons 11 fibres détériorées sur les 4800 utilisées.

4.7.3 Conclusion.

Les dix détecteurs à fibres scintillantes ont été testés en faisceau entre avril et septembre 1991. L'analyse de ces tests a montré un bon fonctionnement de tous les détecteurs, avec une efficacité de reconstruction supérieure à 99%, une résolution meilleure que $100\ \mu m$ et une zone d'inefficacité au fond inférieure à $60\ \mu m$.

Condition sur n_{pm}	ϵ_{recon} en %
$1 \leq n_{pm} \leq 40$	99.85
$8 \leq n_{pm} \leq 40$	99.94
$6 \leq n_{pm} \leq 40$	99.94
$4 \leq n_{pm} \leq 40$	99.94
$4 \leq n_{pm} \leq 30$	99.92
$4 \leq n_{pm} \leq 25$	99.90

Tableau 4.3: L'efficacité de reconstruction suivant la valeur de n_{pm} .

Détecteur	ϵ_{recon} en %
1	99.6
2	99.8
3	99.9
4	99.9
5	99.8
6	99.8
7	99.8
8	99.9
9	99.9
10	99.9

Tableau 4.4: L'efficacité de reconstruction pour les dix détecteurs à fibres.

Détecteur	σ_{fibre} en μm
1	85
2	88
3	73
4	80
5	94
6	96
7	99
8	88
9	81
10	96

Tableau 4.5: L'estimation de la résolution pour les dix détecteurs à fibres, en supposant $\sigma_{chambre} = 100\mu m$.

Chapitre 5

Les Données de l'Expérience

L'expérience effectuée par la collaboration UA4/2 a eu lieu durant les mois de novembre et décembre 1991, auprès du collisionneur $S\bar{p}\bar{p}S$ du CERN. Le nombre d'heures effectives pour la prise de données est de 284, ce qui correspond à environ 900000 événements "élastiques" enregistrés.

La figure 5.1, parue dans le rapport annuel de la division SL pour 1991, récapitule l'ensemble des informations relatives à notre période d'acquisition.

Nous présentons dans ce chapitre les méthodes de reconstruction des trajectoires dans les détecteurs, ainsi que les efficacités et résolutions associées.

5.1 La reconstruction de la coordonnée horizontale.

Pour reconstruire les trajectoires des hadrons diffusés dans la chambre, nous utilisons le fait que x_{mes_i} , la mesure de la coordonnée horizontale du plan i , est donnée par:

$$x_{mes_i} = x f_i + v_i \varepsilon_i (t_{0i} - t_i) \quad (5.1)$$

où:

$x f_i$: La position du fil sensible utilisé dans le plan i .

v_i : La vitesse de dérive des électrons d'ionisation dans le gaz.

ε_i : Un entier qui vaut ± 1 suivant que la trace passe à gauche ou à droite du fil sensible considéré.

t_i : Le temps de dérive des électrons mesuré dans le convertisseur temps-numérique, associé au fil utilisé.

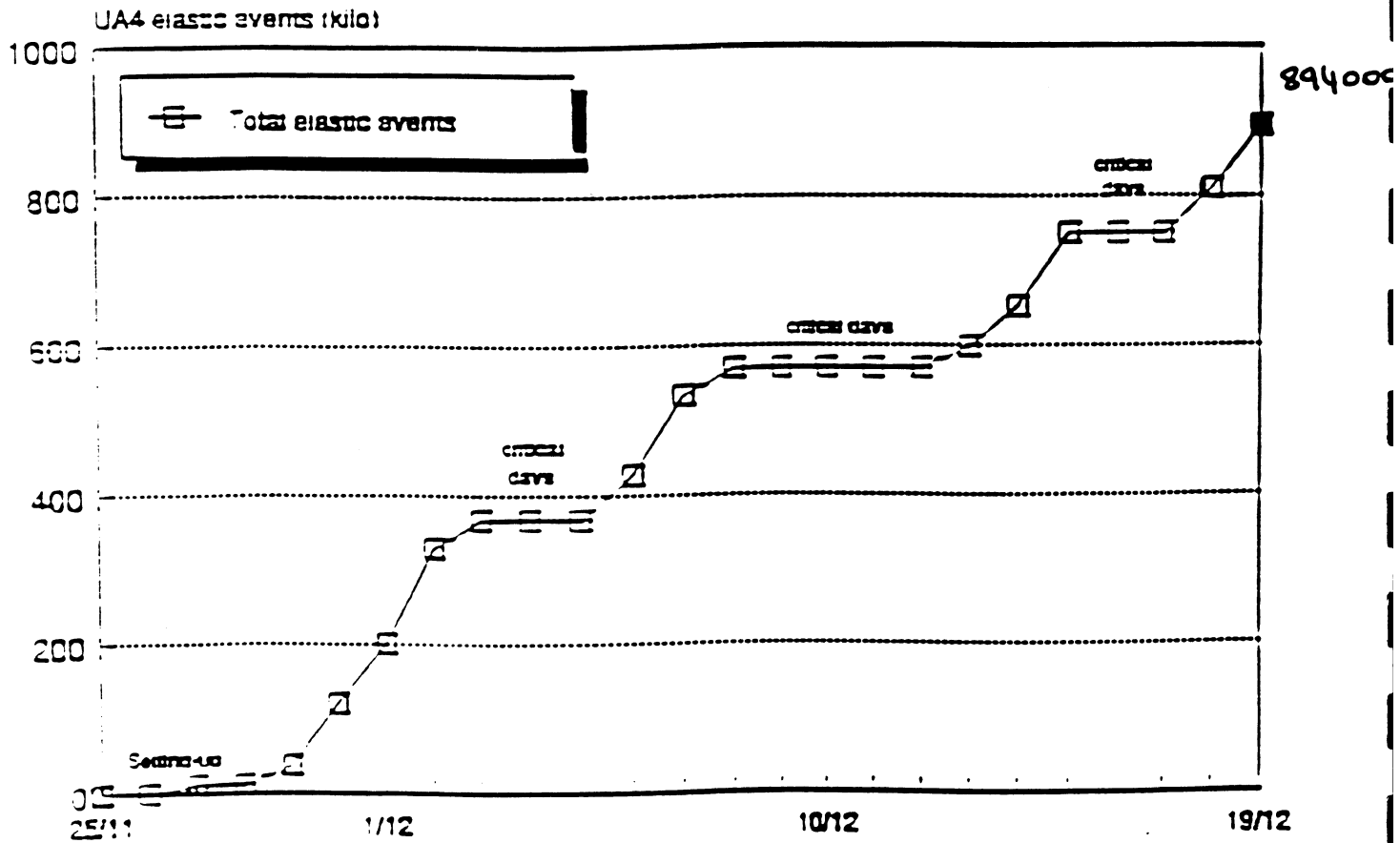
t_{0i} : L'origine des temps de dérive pour le fil utilisé.

Le principe de la chambre à dérive permet son auto calibration grâce au décalage des fils sensibles (voir §3.2.1). Pour la définition des traces, nous utilisons la méthode des plans

Beam current (GA)	1	270.6
Beam current (LS)		2500
Beam current (FS)		87
Number of bunches		3
Protons/bunch (10 ¹¹)		5
Antiprotons/bunch (10 ¹¹)		5
Number of elastic events		894
Hours scheduled		840
Hours in collision		284
Hours of MD		65.5
Critical hours		105
Number of collisions		20
Average collision duration		12.75
Cycles lost		8

$\sigma = 270.6 \text{ GA}$
 $\beta_H^* = 2500 \text{ m}$
 $\beta_V^* = 87 \text{ m}$
 3 paquets de p et p
 $5 \cdot 10^{10}$ p par paquet
 $5 \cdot 10^{10}$ p par paquet

Evolution du nombre d'événements élastiques durant la période collisionnelle en 1991



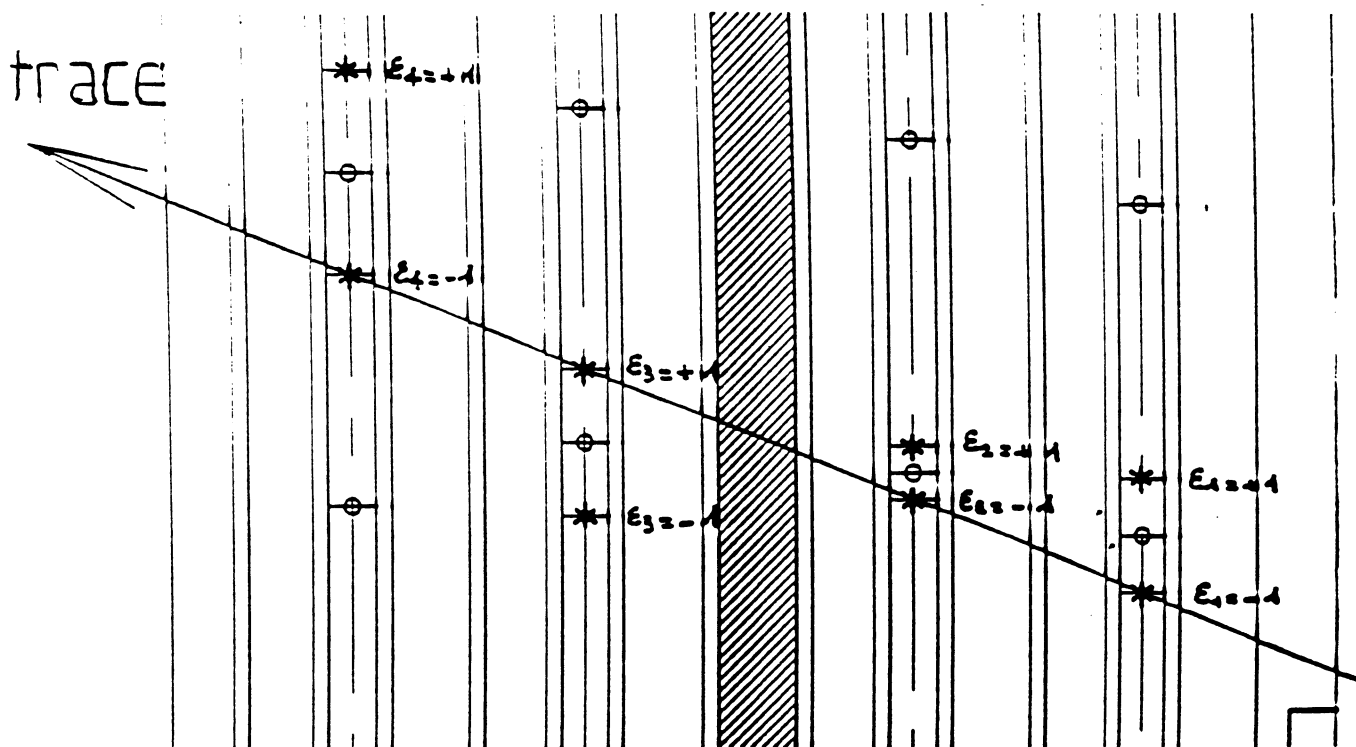


Figure 5.2: Exemple de trajectoire dans la chambre, avec positionnement des deux coordonnées possibles autour du fil, pour lever l'ambiguïté sur la valeur de ϵ .

pivots. Nous utilisons 4 plans si nous ne considérons qu'une seule chambre, ou 8 plans si nous tenons compte des deux chambres qui composent un bras. Cette méthode est un moyen standard pour la recherche de plans touchés, qui utilise des chemins définis par deux plans pivots externes (nous définissons une route acceptable de 1.2 mm pour l'ajustement de la trajectoire). L'algorithme est conçu de manière à ce qu'une bonne trace soit celle parmi les traces candidates ayant eu le maximum de plans intermédiaires touchés. Si nous prenons l'exemple d'une reconstruction avec 8 plans, en demandant au moins 4 plans touchés, nous commençons par rechercher les traces à 8 plans, puis 7, et successivement jusqu'à 4 plans touchés. Nous récupérons aussi les traces ayant eu moins de plans intermédiaires touchés, lorsqu'elles existent.

La valeur de ϵ associée à chaque plan est inconnue. Nous prenons donc en compte les deux positions possibles de la trace, de part et d'autre du fil sensible, correspondant au temps de dérive associé, et ce pour chacune des valeurs enregistrées. A chaque étape, le principe est le suivant (voir figure 5.2):

- 1) Toutes les trajectoires candidates sont gardées, et nous ajustons une droite sur chacune d'elles.
- 2) A nombre de plans identique, si plusieurs traces utilisent le même signal pour un plan ou plus, nous gardons celle des traces qui a obtenu le meilleur écart quadratique moyen χ^2 pour l'ajustement de la trajectoire.
- 3) Enfin, nous retirons les valeurs de signaux utilisées afin de reconstruire les traces restantes, c'est-à-dire que nous enlevons les deux valeurs de la position symétriques autour du fil, puisqu'elles correspondent à une seule mesure. Ce système permet de lever l'ambiguïté gauche-droite sur la position de la trace par rapport au fil.

Cette méthode de reconstruction permet de considérer de la même manière toutes les traces candidates utilisant le même nombre de plans.

Lorsque la reconstruction a été effectuée, nous connaissons la ou les trajectoires, lorsqu'elles existent, associées à l'évènement. Nous disposons de la position de la trace x_0 à l'origine (prise au premier plan de la chambre), et de l'angle θ formé par cette trace avec l'axe horizontal. Ces paramètres sont ajustés lors de la reconstruction. Nous en déduisons la position ajustée x_{fit_i} par plan de dérive i , en utilisant Δz_i , la distance longitudinale de celui-ci au premier plan, par l'équation 5.2.

$$x_{fit_i} = x_0 + \Delta z_i \times \tan(\theta) \quad (5.2)$$

Ce type de reconstruction par chambre est utilisé pour une calibration préliminaire et un premier alignement de l'ensemble de détection.

Pour l'analyse des évènements de diffusion élastique, nous utilisons un autre type de reconstruction. Lorsque notre ensemble de détection est aligné, les deux chambres d'un bras mesurent la même coordonnée (aux corrections de longueurs efficaces près). Nous pouvons alors considérer que chacun des quatre bras de notre ensemble de détection représente une seule chambre à 8 plans. La contrainte d'ajustement de la droite est plus forte, à cause du nombre élevé de plans et du fait que le bras de levier pour la reconstruction d'une trajectoire est alors plus important (73 cm entre les deux chambres). Le pourcentage de plans requis pour la reconstruction par bras est donc moins important que pour la reconstruction par chambre: nous demandons au minimum quatre plans touchés sur les huit, en excluant les évènements pour lesquels une seule des deux chambres aurait répondu. La contrainte d'ajustement permet de limiter le nombre de trajectoires reconstruites pour chacun des évènements.

Après avoir choisi la trajectoire associée à l'évènement dans les deux pots du télescope, nous connaissons la position de la trace x_0 à l'origine (prise au premier plan du bras cette fois), et l'angle θ formé par cette trace avec l'axe horizontal. Nous pouvons en déduire la position ajustée x_{fit} en n'importe quelle position qui nous intéresse, que ce soit pour chaque plan de dérive, ou encore correspondant à une position longitudinale qui nous intéresse. Il nous suffit de connaître Δz , la distance longitudinale de cette position à l'origine. La position ajustée est toujours donnée par l'équation 5.2.

5.2 La calibration des chambres à dérive.

Le but de la calibration est de déterminer avec précision les constantes propres à chaque chambre. Ces constantes interviennent dans la relation entre ce que l'on recueille à la sortie des chambres (t_i), et ce que l'on veut mesurer (x_{mes_i}) (voir relation 5.1). Ce sont les origines des temps de dérive t_{0i} et la vitesse de dérive v .

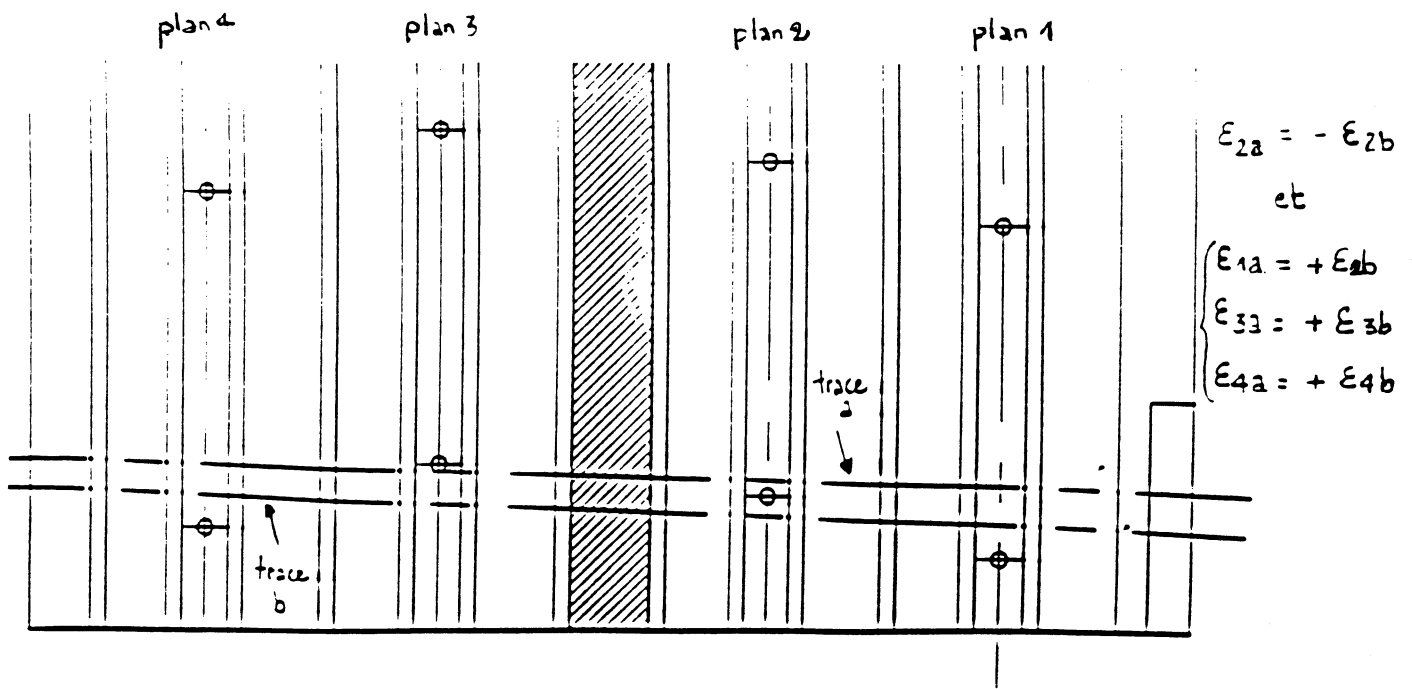


Figure 5.3: Exemple de traces utilisées pour mesurer t_0 .

5.2.1 Mesure des origines de temps de dérive des chambres.

Nous commençons par déterminer t_{0i} pour chacun des douze fils sensibles i de la chambre. Nous utilisons une reconstruction en demandant quatre plans utilisés sur les quatre d'une chambre.

Nous choisissons deux traces a et b telles que, pour le plan i , leurs positions soient de part et d'autre du fil dont on veut mesurer le t_0 , et du même côté du fil pour au moins deux des trois autres plans j et k (voir figure 5.3):

$$\epsilon_{ia} = -\epsilon_{ib} \quad (5.3)$$

$$\epsilon_{ja} = +\epsilon_{jb} \text{ et } \epsilon_{ka} = +\epsilon_{kb} \quad (5.4)$$

Respectant les conditions définies ci-dessus, considérons trois plans de la chambre à dérive: celui pour lequel nous voulons calculer l'origine des temps de dérive, et deux autres plans, choisis de manière à avoir toujours le plus grand bras de levier pour le calcul de l'angle θ formé par la trajectoire et l'axe horizontal. Utilisons les coordonnées par plan mesurées x_{mes} et ajustées x_{fi} ; appelons i le plan pour lequel nous désirons calculer l'origine des temps de dérive, et j et k les deux autres plans utilisés. Pour ces trois plans, les douze équations (5.5 et 5.6) définissent respectivement les coordonnées mesurées et ajustées qui leur sont associées.

$$\begin{aligned} x_{mes_{ia}} &= x_{fi} + v_i \epsilon_i (t_{0i} - t_{ia}) \\ x_{mes_{ib}} &= x_{fi} - v_i \epsilon_i (t_{0i} - t_{ib}) \\ x_{mes_{ja}} &= x_{fj} + v_j \epsilon_j (t_{0j} - t_{ja}) \\ x_{mes_{jb}} &= x_{fj} + v_j \epsilon_j (t_{0j} - t_{jb}) \\ x_{mes_{ka}} &= x_{fk} + v_k \epsilon_k (t_{0k} - t_{ka}) \end{aligned}$$

$$x_{mes_{kb}} = x_{fk} + v_k \varepsilon_k (t_{0k} - t_{kb}) \quad (5.5)$$

$$x_{fit_{ia}} = x_{0a} + z_i \tan(\theta_a)$$

$$x_{fit_{ib}} = x_{0b} + z_i \tan(\theta_b)$$

$$x_{fit_{ja}} = x_{0a} + z_j \tan(\theta_a)$$

$$x_{fit_{jb}} = x_{0b} + z_j \tan(\theta_b)$$

$$x_{fit_{ka}} = x_{0a} + z_k \tan(\theta_a)$$

$$x_{fit_{kb}} = x_{0b} + z_k \tan(\theta_b) \quad (5.6)$$

Effectuons la différence entre les coordonnées mesurées des traces *a* et *b* de chacun des plans *i*, *j* et *k*, et faisons de même pour leurs coordonnées ajustées.

Or ces coordonnées x_{mes} et x_{fit} sont théoriquement égales, dès lors que les valeurs des origines des temps de dérive et de la vitesse sont bien déterminées. Nous pouvons donc égaliser les différences mesurées et ajustées et nous obtenons:

$$2v_i \varepsilon_i t_{0i} - v_i \varepsilon_i (t_{ib} + t_{ia}) = (x_{0a} - x_{0b}) + z_i (\tan \theta_a - \tan \theta_b) \quad (5.7)$$

$$v_j \varepsilon_j (t_{jb} + t_{ja}) = (x_{0a} - x_{0b}) + z_j (\tan \theta_a - \tan \theta_b) \quad (5.8)$$

$$v_k \varepsilon_k (t_{kb} + t_{ka}) = (x_{0a} - x_{0b}) + z_k (\tan \theta_a - \tan \theta_b) \quad (5.9)$$

Effectuons (5.7 - 5.8). Une première valeur de l'expression $(\tan \theta_a - \tan \theta_b)$ est obtenue. Effectuons ensuite (5.7 - 5.9), et nous obtenons une seconde valeur de la même expression. Ces deux quantités doivent être égales, et nous déduisons l'équation 5.10:

$$2v_i \varepsilon_i t_{0i} = v_i \varepsilon_i (t_{ib} + t_{ia}) + \frac{z_i - z_k}{z_j - z_k} v_j \varepsilon_j (t_{jb} - t_{ja}) + \frac{z_j - z_i}{z_j - z_k} v_k \varepsilon_k (t_{kb} - t_{ka}) \quad (5.10)$$

Nous supposons enfin que les vitesses de dérive sont les mêmes pour tous les plans de la chambre, ce que nous allons vérifier au paragraphe suivant. Nous en déduisons finalement l'équation 5.11, donnant la valeur théorique de l'origine des temps de dérive en fonction uniquement des valeurs de temps de dérive enregistrées dans les TDC, des positions longitudinales des plans de la chambre et du positionnement de la trace par rapport au fil, et ce à la seule condition de choisir judicieusement les traces utilisées pour ce calcul:

$$t_{0i} = \varepsilon_i \frac{(t_{ib} + t_{ia})}{2} + \varepsilon_j \frac{z_i - z_k}{z_j - z_k} \frac{(t_{jb} - t_{ja})}{2} + \varepsilon_k \frac{z_j - z_i}{z_j - z_k} \frac{(t_{kb} - t_{ka})}{2} \quad (5.11)$$

En pratique, nous imposons des valeurs initiales pour les douze t_0 . Ces valeurs approximatives sont déduites des histogrammes de temps d'arrivée des signaux associés aux modules TDC, et nous les utilisons pour effectuer une reconstruction en demandant quatre plans touchés, de manière à n'utiliser que des trajectoires "propres". Quant à la vitesse de dérive, nous utilisons la valeur approchée $52.5 \mu m/ns$, étant donné le mélange gazeux et sa pression [25].

Après cette reconstruction, nous connaissons les valeurs de ε pour chacun des plans. Nous pouvons donc choisir des traces vérifiant les conditions 5.3 et 5.4 pour un plan donné, calculer pour celles-ci la valeur de l'origine des temps de dérive associée à ce plan (en utilisant la formule 5.11), et remplir la distribution de ce t_0 . Nous travaillons sur les 4 plans en même temps,

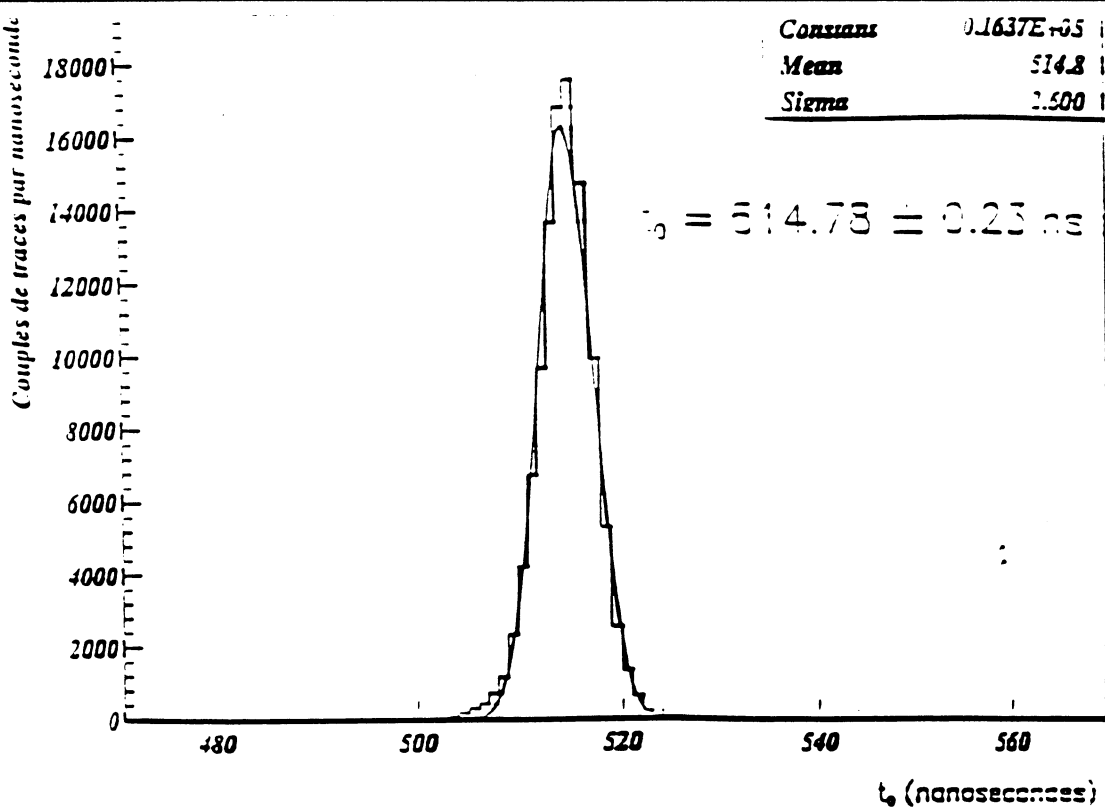


Figure 5.4: Distribution des origines de temps de dérive (en ns) obtenues après convergence, pour un fil.

sélectionnant autant de traces que possible à chaque fois, afin de limiter l'erreur statistique sur les valeurs calculées.

Nous ajustons une distribution gaussienne sur les distributions associées aux valeurs de t_0 , et nous obtenons leur valeur moyenne. L'erreur statistique correspondante (calculée comme étant le rapport de l'écart-type à la racine du nombre de couples de traces indépendantes utilisées dans la distribution) est d'environ 0.3 ns , ce qui produit une variation de la coordonnée mesurée de la trace estimée à moins de $20 \mu\text{m}$.

Cette méthode est itérative, puisque nous effectuons la reconstruction avec des valeurs de t_0 initiales. Nous itérons jusqu'à obtenir la convergence de ces valeurs (la convergence est définie lorsque l'intervalle sur les valeurs entre deux itérations est inférieur à 0.1 ns). Celle-ci est obtenue généralement en trois à quatre itérations). Nous obtenons ainsi les origines des temps de dérive pour les douze fils de chacune des huit chambres. Nous avons dû effectuer cette calibration pour tous nos runs, ceux-ci n'étant pas effectués forcément dans les mêmes conditions (variation de la valeur des hautes tensions). La figure 5.4 présente la distribution d'une des origines de temps de dérive obtenue après convergence.

5.2.2 Mesure de la vitesse de dérive.

Connaissant les origines des temps de dérive pour les douze fils d'une chambre, la valeur de la vitesse de dérive, supposée constante, est entièrement déterminée: la valeur de x_{fit} pour le plan i est obtenue d'après l'équation 5.2. La valeur de x_{mes} pour ce plan est toujours donnée

par l'équation 5.1.

Nous obtenons la vitesse de dérive de chacun des pots par une méthode des moindres carrés généralisée. En égalisant les valeurs de la coordonnée horizontale associée mesurée et ajustée, nous pouvons former un écart quadratique moyen χ^2 par trace, défini par l'équation 5.12:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^4 (\varepsilon_i dt_i v + x f_i - x_0 - z_i \tan(\theta))^2 \quad (5.12)$$

avec $dt_i = t_{0i} - t_i$, t_i étant toujours la valeur mesurée dans le TDC pour le plan i , et les t_{0i} ceux calculés précédemment.

Pour chacune des traces, nous formons donc ce χ^2 et nous annulons ses dérivées partielles, par rapport à x_0 , $\tan(\theta)$ et v de manière à le minimiser. Nous obtenons:

$$\frac{\partial \chi_i^2}{\partial x_0} = -2 \sum_{i=1}^4 [\varepsilon_i dt_i v + x f_i - x_0 - z_i \tan(\theta)] = 0 \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial \chi_i^2}{\partial \tan(\theta)} = -2 \sum_{i=1}^4 z_i [\varepsilon_i dt_i v + x f_i - x_0 - z_i \tan(\theta)] = 0 \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial \chi_i^2}{\partial v} = +2 \sum_{i=1}^4 \varepsilon_i dt_i [\varepsilon_i dt_i v + x f_i - x_0 - z_i \tan(\theta)] = 0 \quad (5.15)$$

Nous définissons alors de nouvelles variables, plus commodes pour la suite des calculs:

$$b_1 = \tan(\theta) ; b_2 = x_0 ; b_3 = v ; c_1 = 4$$

$$z_1 = \sum_{i=1}^4 z_i ; z_2 = \sum_{i=1}^4 z_i^2$$

$$t_1 = \sum_{i=1}^4 \varepsilon_i dt_i ; t_2 = \sum_{i=1}^4 \varepsilon_i dt_i z_i ; t_3 = \sum_{i=1}^4 (\varepsilon_i dt_i)^2$$

$$r_1 = \sum_{i=1}^4 x f_i ; r_2 = \sum_{i=1}^4 z_i x f_i ; r_3 = \sum_{i=1}^4 \varepsilon_i dt_i x f_i$$

Ceci nous permet de résoudre l'égalité matricielle $CB = R$, équivalente aux équations 5.13 à 5.15, avec :

$$C = \begin{pmatrix} c_1 & z_1 & -t_1 \\ z_1 & z_2 & -t_2 \\ t_1 & t_2 & +t_3 \end{pmatrix}$$

$$B = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix}$$

$$R = \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \end{pmatrix}$$

Les variables de l'ajustement sont alors b_1 , b_2 et b_3 (c'est à dire respectivement x_0 , $\tan(\theta)$ et v).

Les positions longitudinales des fils sensibles, z_{0i} , sont données en millimètres; une fois les origines des temps de dérive calculées, le fait d'effectuer la reconstruction, en imposant une

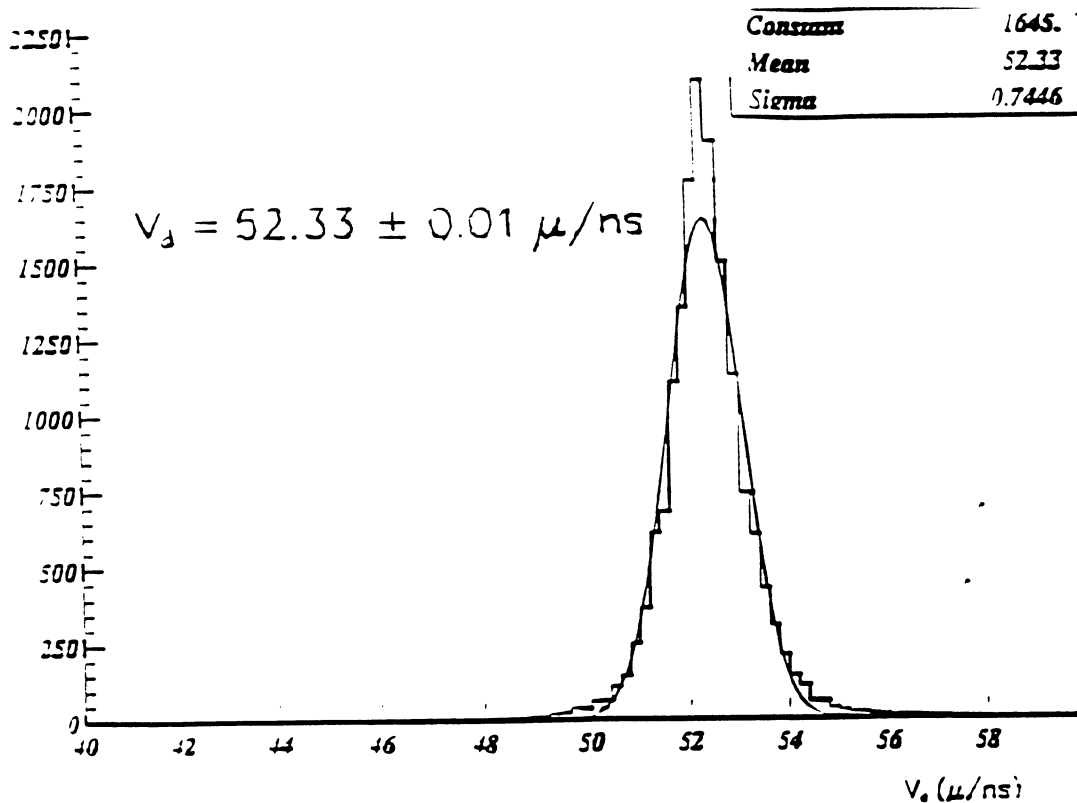


Figure 5.5: Distribution d'une des vitesses de dérive (en $\mu m/ns$) obtenue par minimisation du χ^2 .

valeur initiale pour la vitesse v , nous donne les valeurs de ϵ . Les valeurs finales des vitesses de dérive (une par chambre) sont alors entièrement définies.

En pratique, nous effectuons la reconstruction dans une chambre en demandant quatre plans touchés, et en imposant une valeur initiale de la vitesse. Pour chacune des traces reconstruites de cette manière, nous calculons la valeur de la vitesse de dérive associ e en résolvant l'égalité matricielle définie plus haut. Les distributions associ es à ces vitesses sont de type gaussienne. La vitesse de dérive v associ e à chacune des chambres est obtenue à partir de la valeur moyenne de la distribution correspondante. L'erreur statistique associ e (inférieure à 0.1%) est très faible. La figure 5.5 représente une distribution de la vitesse de dérive associ e à l'une des chambres et un des runs.

Remarques:

- 1- Nous avons fait une étude sur un run en imposant douze vitesses de dérive différentes (une par fil), et nous avons constaté que les valeurs que nous obtenions étaient bien identiques (aux erreurs statistiques près) pour une chambre donn e. L'hypothèse de départ utilis e pour le calcul des origines de temps de dérive et de la vitesse est donc bien v rifi e.
- 2- Une autre méthode aurait pu être utilis e pour le calcul des vitesses de dérive (réf[24]): c'est une méthode itérative, comme pour le calcul des t_0 . Pour chaque trace, nous calculons la valeur mesur e de la coordonnée horizontale par plan ( quation 5.1), et à chaque itération, nous remplaçons la valeur mesur e par la valeur ajustée ( quation 5.2), de la manière pr sent e dans l'équation 5.16:

$$x_{fit_i} = x_{f_i} + v\epsilon_i(t_{0i} - t_i) \quad (5.16)$$

Avec cette équation, nous pouvons supposer que les positions des fils sont inconnues, ce qui

nous permet à chaque itération de calculer à la fois une nouvelle vitesse et une nouvelle position, jusqu'à ce que l'ensemble converge; soit encore supposer que l'on connaît bien l'un ou l'autre des paramètres, de manière à vérifier le second. Cette méthode étant moins rapide que celle présentée précédemment, nous ne l'avons pas utilisée, sauf une fois la calibration achevée pour vérifier que les positions des fils ainsi obtenues concordaient bien avec celles mesurées.

5.2.3 Le calcul des résidus.

Lorsque les 12 origines des temps de dérive et la vitesse de dérive sont calculées pour chacune des huit chambres et pour tous les runs, la valeur mesurée de la coordonnée horizontale par plan, x_{mes} , est fixée pour toutes les traces. Avec la reconstruction, nous obtenons les valeurs ajustées correspondantes par plan, $x_{pred} = x_{fit}$. Nous pouvons alors former un résidu, R_i , pour chacun des plans i , par la formule 5.17:

$$R_i = x_{mes_i} - x_{pred_i} \quad (5.17)$$

Pour un plan donné i , la valeur de x_{pred_i} est obtenue en otant x_{mes_i} de l'ajustement, de façon à ce que cet ajustement ne soit pas contraint par le plan i .

La qualité de la calibration d'une chambre est exprimée par les résidus par plan. En pratique, les résidus par plan ont une valeur moyenne centrée en 0, et la largeur de leur distribution fournit une estimation de la résolution. Il est cependant pratiquement impossible d'obtenir des résidus plats (variation nulle) en fonction de x_{pred} en utilisant de manière brute les paramètres obtenus lors de la première partie de la calibration. Et souvent, il est nécessaire d'ajuster les valeurs des t_0 et de la vitesse, jusqu'à ce que les résidus soient centrés sur zéro pour toutes les valeurs de la coordonnée. Sur la figure 5.6, nous montrons la comparaison de la distribution du résidu d'un des plans en fonction de la coordonnée horizontale dans trois cas:

- a) Lorsque les paramètres sont optimisés,
- b) Lorsque la valeur de t_0 est fautive de $1 ns$ (environ $50 \mu m$),
- c) Lorsque la valeur de v est fautive de $0.3 \mu m/ns$ (0.6%)

Lorsque les résidus sont centrés, nous considérons la calibration comme définitive. Les valeurs des t_0 et de v pour chaque pot et run sont alors rangées dans des fichiers de manière à pouvoir être utilisées pour la reconstruction. La figure 5.7 représente la variation sur l'ensemble de nos runs des valeurs moyennes des origines des temps de dérive et de la vitesse de dérive pour le télescope 1. La figure 5.8 représente les résidus en fonction de la coordonnée prédite pour chacun des quatre plans d'un des pots, pour un des runs.

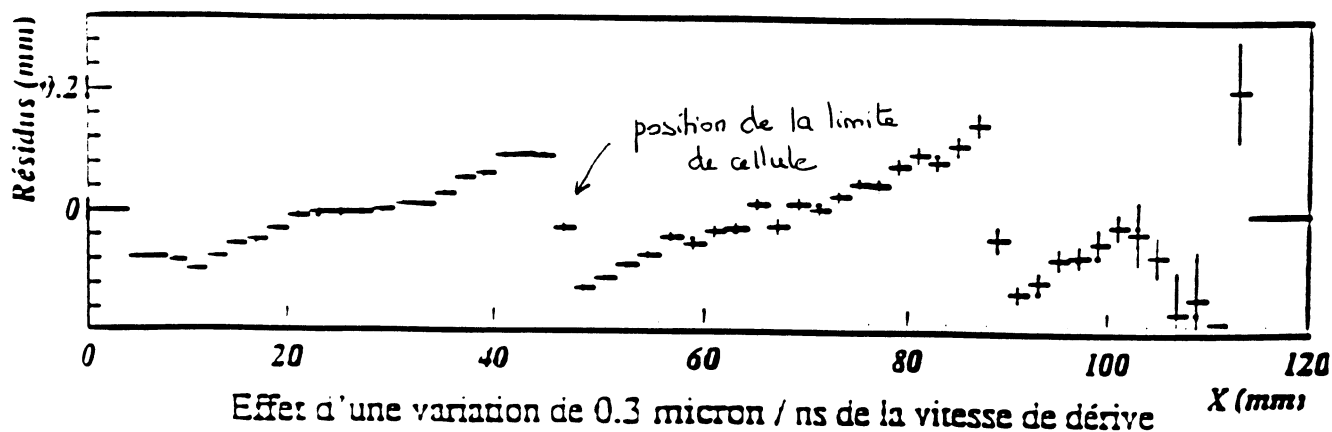
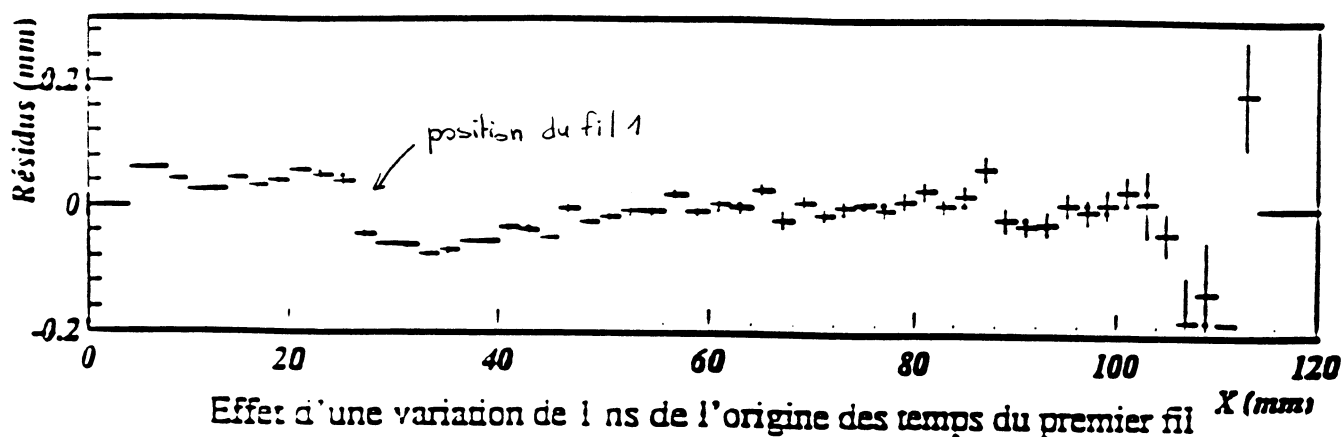
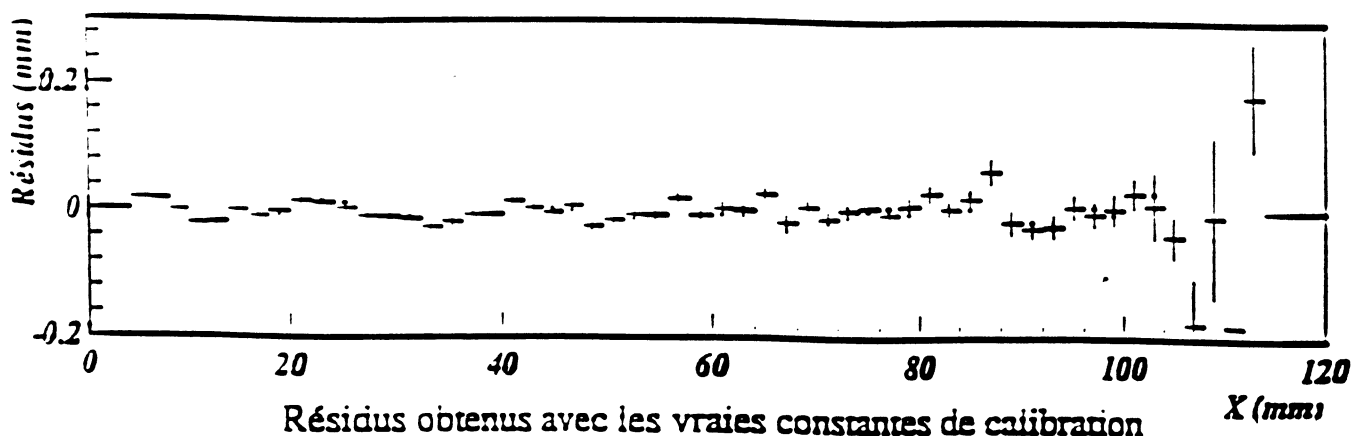


Figure 5.6: Comparaison des résidus par variation des paramètres de la calibration:

- Lorsque les paramètres sont optimisés,
- Lorsque la valeur de t_0 est fautive de 1 ns (environ 50 μm),
- Lorsque la valeur de v est fautive de 0.3 $\mu m/ns$ (0.6%).

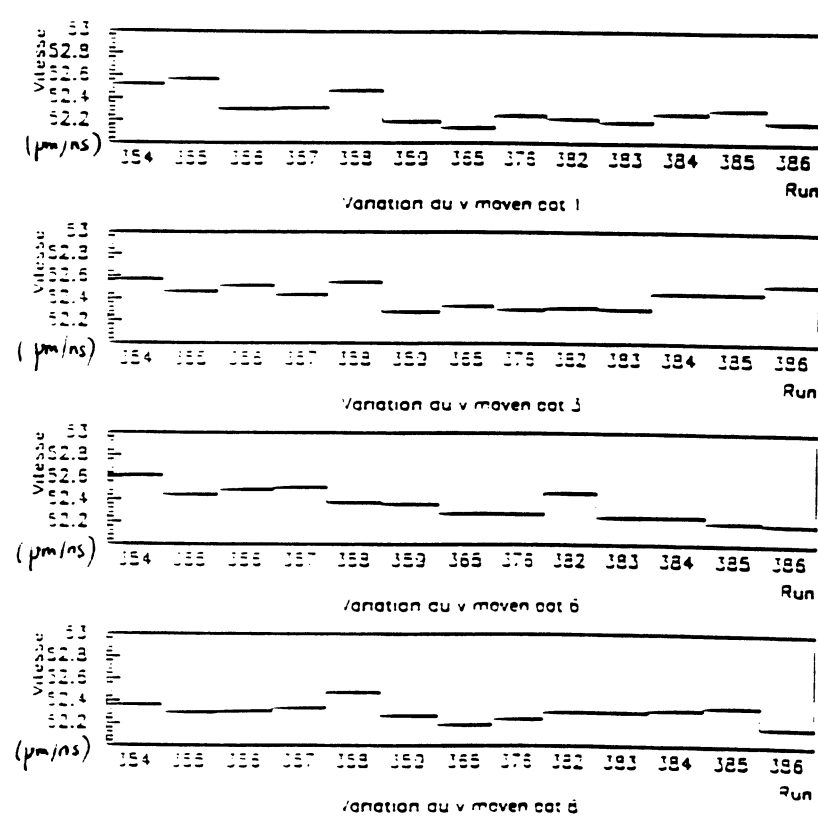
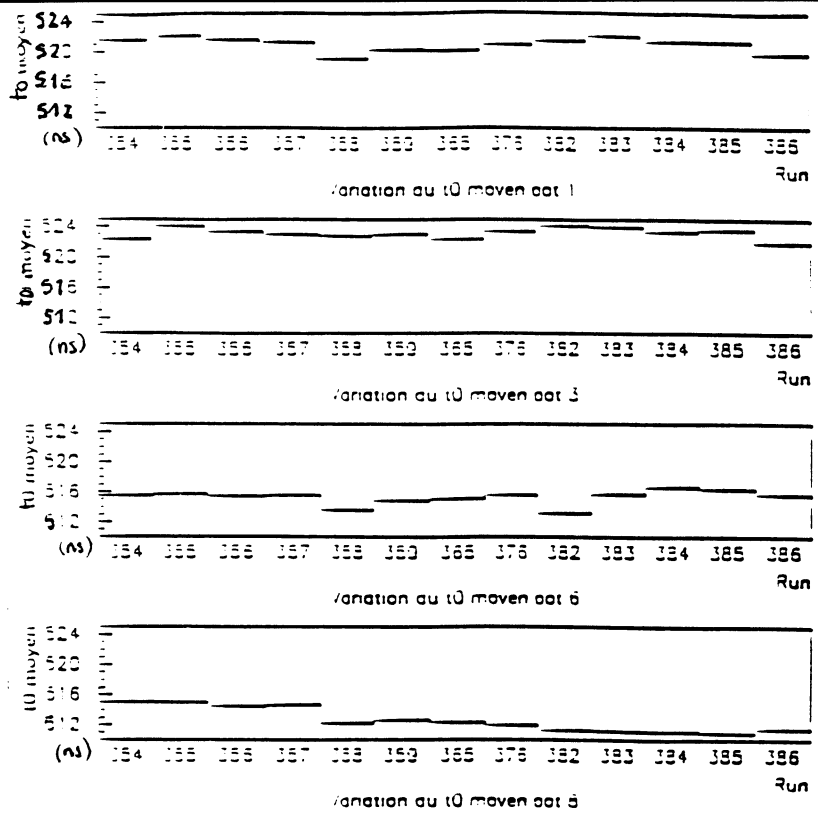


Figure 5.7: Variation du t_0 moyen par pot (en ns) et de la vitesse de dérive (en $\mu\text{m/ns}$) en fonction du run pour le télescope 1.

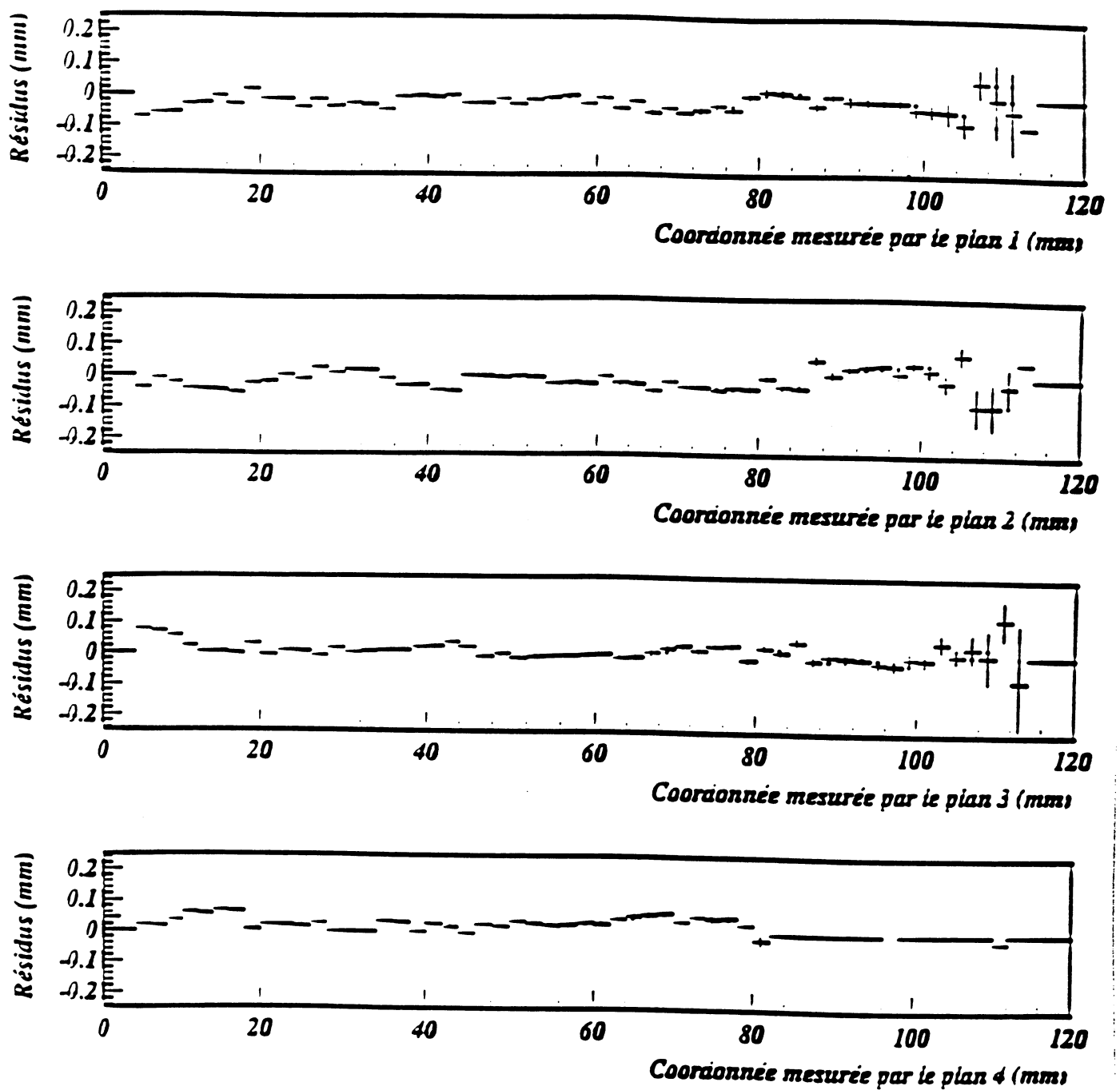


Figure 5.8: Les résidus en fonction de la coordonnée prédite par plan pour un des pots.

5.3 La reconstruction de la coordonnée verticale.

5.3.1 Introduction.

La coordonnée verticale est obtenue par la reconstruction des trajectoires des particules dans les détecteurs à fibres scintillantes, par la méthode décrite au chapitre précédent. La figure 5.9 montre les clusters reconstruits pour un évènement dans les deux pots du bras 1.

5.3.2 Le principe de la reconstruction.

Les paramètres de la reconstruction sont ajustés de façon à obtenir les meilleures efficacité et résolution.

La séparation piédestal-signal.

Le signal est obtenu à partir des évènements pour lesquels une des fibres reliée à ce photomultiplicateur a été traversée par une particule. Or pour effectuer la reconstruction, nous devons récupérer ces évènements pour chacun des photomultiplicateurs. Il nous faut pour cela distinguer entre les distributions du piédestal et du signal qui lui sont associés.

Pour les 320 photomultiplicateurs, la valeur moyenne du piédestal vaut entre 200 et 300 canaux, et celle du signal est centrée sur environ 2000 canaux du module ADC. Ceci a été obtenu en égalisant les hautes tensions de chacun d'eux. Nous voulons sélectionner les photomultiplicateurs à utiliser pour la reconstruction, c'est à dire retrouver ceux dont la valeur de l'ADC est supérieure à la séparation entre piédestal et signal. Durant les tests en faisceau, cette étude était d'autant plus facile que la distribution du piédestal était de forme gaussienne, que nous avons une bonne séparation entre piédestal et signal. Les piédestaux associés à l'expérience ont une séparation moins nette et les distributions associées ne sont pas gaussiennes, c'est pourquoi nous effectuons une étude particulière, afin de trouver la meilleure coupure sur le piédestal pour chacun des photomultiplicateurs, et d'éviter de biaiser la reconstruction.

Bien que les piédestaux ne ne soient plus gaussiens, nous pouvons définir de façon statistique une valeur moyenne et une largeur moyenne pour chacun d'eux. Nous disons qu'un photomultiplicateur a reçu un signal, et donc doit être sélectionné, si la valeur mesurée dans la voie de l'ADC à laquelle il est relié est supérieure à la valeur de la coupure sur le piédestal définie par les relations suivantes:

- valeur de la coupure égale valeur moyenne du piédestal plus trois fois sa largeur pour un photomultiplicateur associé à un pot du côté proton (pots 5, 6, 7 ou 8).
- valeur de la coupure égale valeur moyenne du piédestal plus cinq fois sa largeur pour un

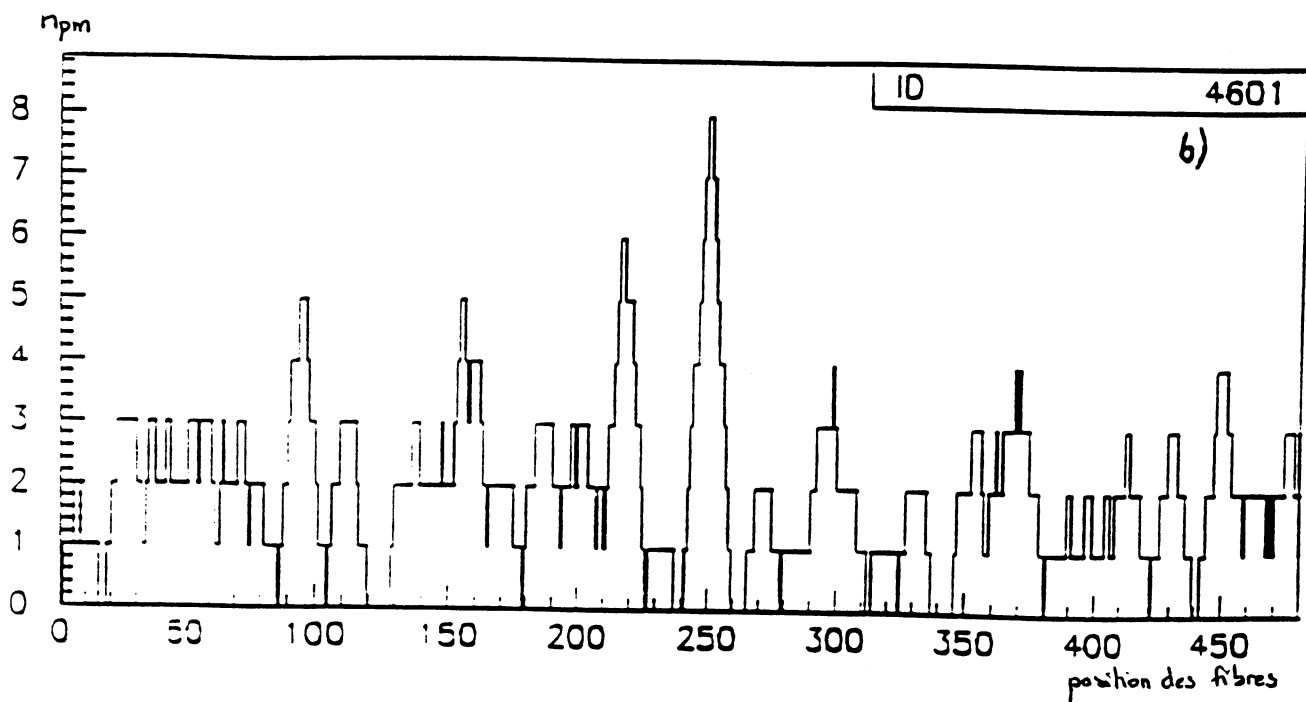
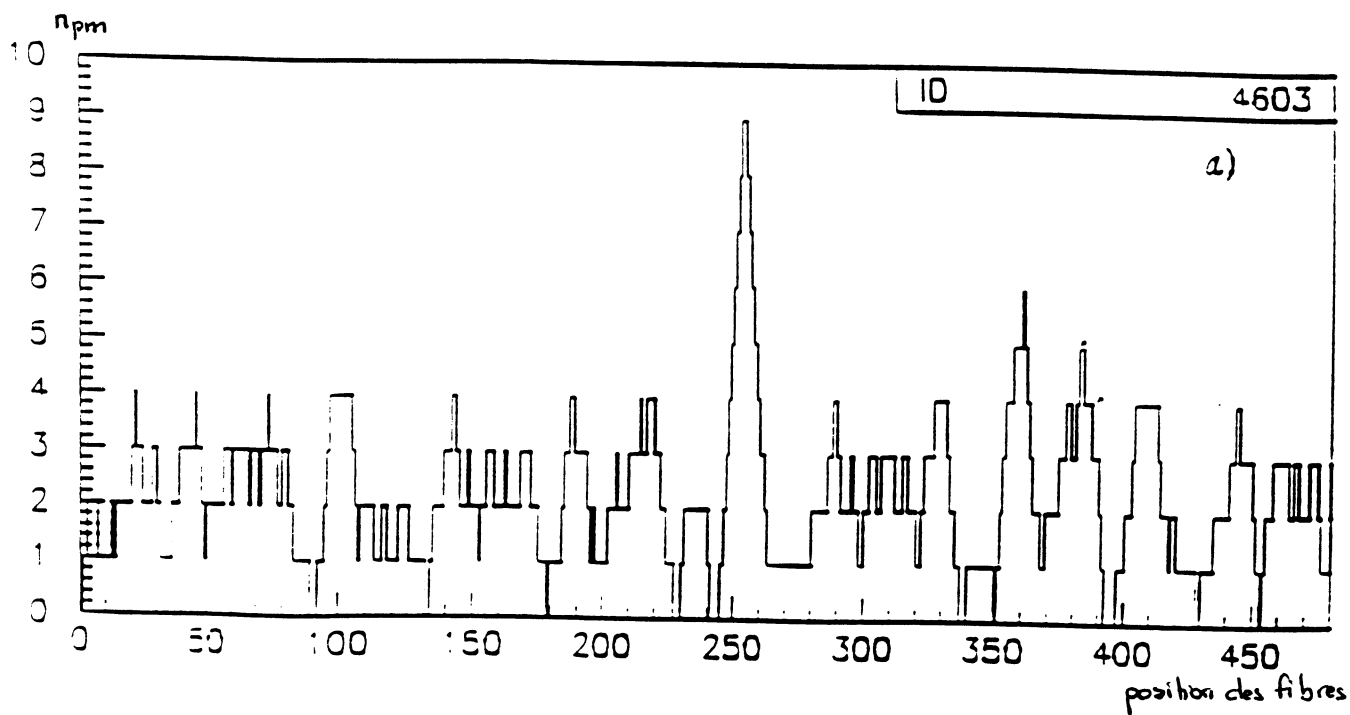


Figure 5.9: Position d'un cluster reconstruit dans les deux pots du bras 1: a) pot 3, b) pot 1.

photomultiplicateur associé à un pot du côté antiproton (pots 1, 2, 3 ou 4).

Ces différences tiennent compte du fait que nous avons plus de bruit électronique du côté antiproton que du côté proton. Nous utilisons ces conditions pour sélectionner l'ensemble des photomultiplicateurs pour un évènement donné. Nous trouvons ainsi la position et la hauteur du pic associé à la trace (ou aux traces si nous avons plusieurs clusters de même hauteur).

La sélection du nombre de photomultiplicateurs.

Nous pouvons reconstruire une ou plusieurs trajectoires pour chacun des évènements, mais cette reconstruction doit cependant avoir un sens physique. Une particule enregistrée qui manque le détecteur aura un nombre de photomultiplicateurs sélectionnés (n_{pm}) égal à 0. Pour un évènement multitraces, les 40 photomultiplicateurs d'un détecteur peuvent fournir un signal en même temps. Entre ces deux configurations extrêmes, la valeur moyenne de n_{pm} est centrée à 9, ce qui correspond à un évènement élastique à un cluster (1 seule trace). Nous reconstruisons les coordonnées des traces dans le détecteur à fibres après sélection sur les photomultiplicateurs.

Le but de cette étude est de trouver pour quelles valeurs de n_{pm} minimale et maximale nous obtenons la meilleure efficacité des détecteurs à fibres, c'est à dire l'efficacité la plus élevée possible sans biaiser la méthode de reconstruction.

Pour effectuer cette étude, nous reconstruisons les trajectoires dans chacun des huit détecteurs lorsque la valeur de n_{pm} pour un évènement donné est comprise entre $n_{pm_{min}}$ et $n_{pm_{max}}$. Pour chacun des quatre bras, nous sélectionnons des évènements "élastiques drift", c'est à dire ayant une seule trace reconstruite dans les quatre chambres d'un des deux télescopes (bras 1-4 ou bras 2-3), les positions horizontales associées à cette trace devant posséder les caractéristiques définies au paragraphe 3.3.3.

- les coordonnées x_{pot_i} et x_{pot_e} associées aux pots interne et externe d'un bras doivent satisfaire la relation 3.5.
- les coordonnées à $\pi/2$ associées aux deux bras d'un même télescope doivent satisfaire la relation 3.7.
- la multiplicité par plan dans les chambres à dérive doit être inférieure ou égale à 2.
- nous demandons de plus qu'il n'y ait rien dans la configuration opposée à celle que nous étudions, c'est à dire un nombre de photomultiplicateurs touchés inférieur à 5 dans les quatre pots, et un nombre de plans touchés inférieur à 4 sur 8 pour chacun des deux bras.

Parmi les n_{drift} évènements ainsi sélectionnés par configuration, nous vérifions pour chacun des deux bras correspondant:

- le nombre d'évènements ayant 0 cluster reconstruit dans au moins un des deux pots du bras, appelé n_{inef} .
 - le nombre d'évènements ayant au moins un cluster reconstruit dans les deux pots du bras.
- Nous choisissons alors les clusters les plus proches l'un de l'autre associés aux pots interne et externe. Les coordonnées correspondantes doivent vérifier la relation 3.9. Nous appelons

n_{eff} le nombre d'évènements satisfaisant cette relation.

Nous définissons alors l'efficacité de reconstruction par bras ε_{bras} par la relation 5.18:

$$\varepsilon_{bras} = \frac{n_{eff}}{n_{drift}} \quad (5.18)$$

Nous déterminons aussi une inefficacité pure par bras, ξ_{bras} , due aux évènements à 0 cluster dans au moins un des deux pots, par la relation 5.19:

$$\xi_{bras} = \frac{n_{inef}}{n_{drift}} \quad (5.19)$$

En utilisant cette méthode de calcul, nous pouvons vérifier les variations de l'efficacité de reconstruction, en utilisant différentes valeurs de $n_{pm_{min}}$ et $n_{pm_{max}}$ pour la reconstruction. Les résultats sont du même ordre que ceux présentés dans le tableau 4.3 pour les tests en faisceau. Nous choisissons donc comme valeur minimale $n_{pm_{min}} = 4$.

L'inefficacité totale de chaque bras vaut $(1 - \varepsilon_{bras})$. Elle contient l'inefficacité pure, l'autre partie provenant des évènements bruyants pour lesquels nous ne sélectionnons pas le bon cluster: la coordonnée associée ne vérifie alors pas la relation 3.9, et nous rejetons l'évènement. Avec cette valeur $n_{pm_{min}} = 4$, nous étudions l'efficacité de reconstruction en variant la coupure supérieure, pour $n_{pm_{max}}$ valant respectivement 20, 25 et 30. Nous remarquons que le nombre de clusters reconstruits augmente proportionnellement à $n_{pm_{max}}$, d'où une diminution de la valeur de ξ_{bras} , et une efficacité de reconstruction par bras plus importante.

Cependant, un évènement élastique typique correspond à une valeur de n_{pm} proche de 9 et un seul cluster reconstruit. Dans ces conditions, trouver un évènement avec $n_{pm} = 30$, ou encore reconstruire 3, 4, voire 5 clusters, ne correspond pas à la sélection d'une seule particule. La figure 5.10 montre que le nombre de clusters reconstruits en fonction du nombre de photomultiplicateurs sélectionnés se dégrade et augmente brusquement pour n_{pm} supérieur à 25, ce que nous ne souhaitons pas.

Nous choisissons finalement la meilleure coupure sur le nombre de photomultiplicateurs utilisés dans la reconstruction par la relation suivante:

$$4 \leq n_{pm} \leq 25 \quad (5.20)$$

L'algorithme de reconstruction.

Nous avons cherché à améliorer la méthode de reconstruction en incrémentant la position d'une fibre ayant eu son photomultiplicateur sélectionné avec un rectangle de largeur 1 (diamètre de la fibre), et de poids la valeur contenue dans le canal ADC correspondant (diminuée de la valeur de la coupure piédestal), au lieu du poids 1 habituellement utilisé. Cette méthode a augmenté le nombre d'évènements ayant un seul cluster reconstruit dans les deux pots d'un bras, mais la résolution est fortement dégradée. Il en résulte des traces reconstruites ne satisfaisant plus la condition 3.9, et ces évènements sont considérés comme inefficaces. Typiquement, l'efficacité de reconstruction associée vaut 2% de moins que celle

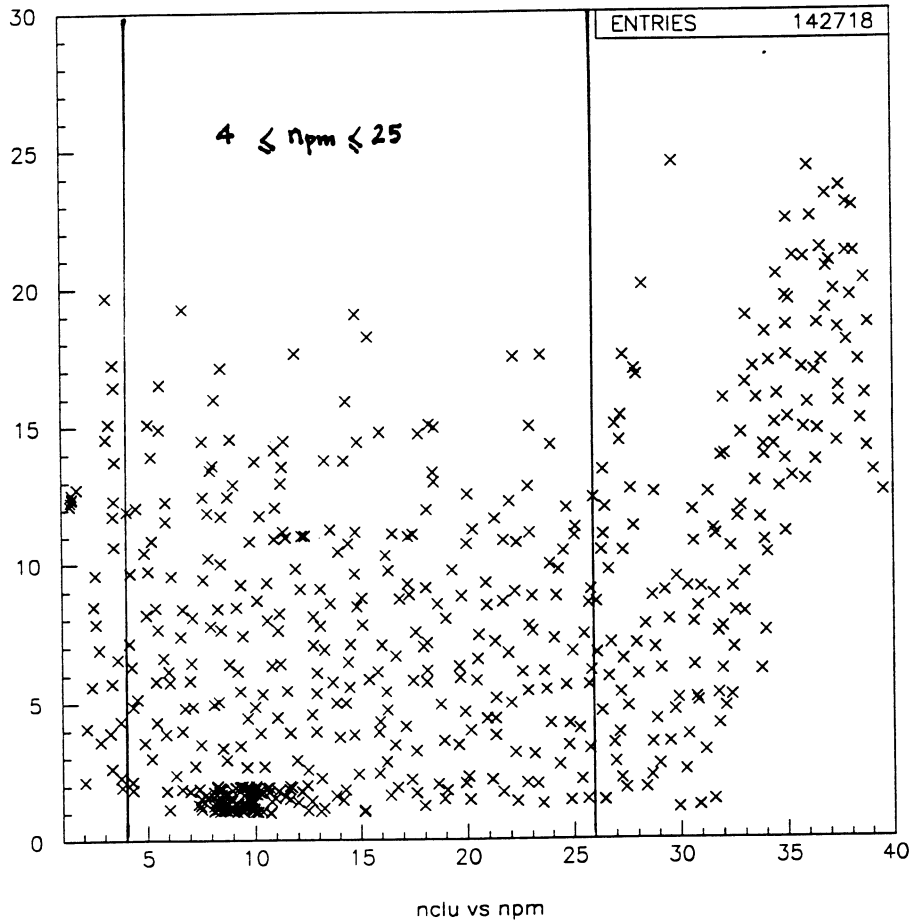


Figure 5.10: Nombre de clusters en fonction du nombre de photomultiplicateurs sélectionnés pour le pot 4

obtenue avec l'autre méthode. Nous avons donc choisi de garder l'algorithme de reconstruction habituel, qui correspond à des valeurs d'efficacité plus réalistes.

Un double pic (c'est à dire deux clusters très proches) peut se produire au lieu de l'unique attendu, lorsque nous ne récupérons pas le signal associé à une des fibres traversées par une particule. Ceci est dû à une éventuelle inefficacité de la chaîne de lecture des fibres (problèmes avec les photomultiplicateurs, les préamplificateurs, les câbles, ou encore les canaux des modules ADC). Nous avons décidé de modifier l'algorithme de reconstruction en conséquence. Pour chaque évènement ayant plus d'un cluster reconstruit dans un détecteur donné, nous vérifions les coordonnées qui leur sont associées. Si la différence entre les coordonnées des deux plus proches clusters du pot est inférieure à $400 \mu m$, ceci correspond à un effet de double pic. Nous diminuons alors le nombre de clusters d'une unité, et choisissons comme valeur de la position associée la valeur moyenne sur la position des deux pics que nous avons précédemment. Nous avons vérifié que cette méthode ne biaisait pas la reconstruction, ni sur l'efficacité de reconstruction, ni sur la résolution. Nous récupérons ainsi environ 0.5% d'évènements par le fait que le nombre de clusters diminue de une unité et que notre méthode de sélection n'autorise pas les évènements ayant eu plus de un cluster dans les deux pots d'un bras (nous n'acceptons les évènements à plus de 1 cluster dans un détecteur que lorsque le détecteur associé dans le même bras n'a qu'un seul cluster reconstruit, vérifiant la relation 3.9 avec l'un des clusters du détecteur considéré).

5.4 L'alignement de l'ensemble de détection.

5.4.1 Introduction.

Nous avons montré au chapitre 3.4.2 que nous disposions d'un système de mesure équipé de pieds à coulisse à lecture digitale, qui nous permet de mesurer directement la distance entre les premiers fils des chambres appariées.

Nous disposons de huit ensembles de détections identiques. De ce fait, chacune des coordonnées horizontales et verticales est mesurée deux fois de part et d'autre du point de croisement. Nous augmentons ainsi fortement l'efficacité totale associée à notre mesure. La redondance de ces mesures est aussi utilisée pour obtenir l'alignement de nos détecteurs à partir de nos données, de manière plus précise qu'en utilisant simplement l'alignement géométrique. Il suffit d'imposer que les coordonnées mesurées satisfassent les relations définies au paragraphe 3.3.3, en modifiant les coordonnées reconstruites.

Cependant, ces conditions ne suffisent pas à déterminer complètement le positionnement de nos détecteurs: aucune particule "élastique" ne passe en même temps par deux pots appariés, la seule mesure que nous ayons concernant les positionnements respectifs de ces pots est donc mécanique. C'est là qu'intervient la distance entre les premiers fils des chambres, mesurée extérieurement. Elle impose la distance entre les pots appariés et nous devons tenir compte de cette distance pour l'alignement horizontal.

5.4.2 L'alignement géométrique.

Pour la coordonnée verticale, nous n'avons pas de contrainte sur la distance entre les détecteurs appariés. Il suffit donc d'ajouter ou de retrancher un terme constant sur les coordonnées mesurées, afin qu'elles soient identiques dans les quatre pots d'un télescope, aux corrections de longueur efficace près. Nous ajustons d'abord les deux pots d'un bras, puis les coordonnées associées à un même télescope. Les valeurs des déplacements obtenues sont peu différentes d'un run à l'autre. Les déplacements typiques pour les huit pots sont (en mm):

pot1: -0.426 ; pot3: -0.017 ; pot6: 0.681 ; pot8: 0.363 pour le télescope 1,
pot2: -1.065 ; pot4: -1.231 ; pot5: 0.446 ; pot7: -0.273 pour le télescope 2.

Ces déplacements sont ajoutés aux coordonnées mesurées dans les huit détecteurs.

En ce qui concerne la coordonnée horizontale, nous utilisons comme point de départ les positions mesurées des fils sensibles. Ensuite nous utilisons les valeurs de déplacement des pots internes de chaque pot romain (dvm), et les épaisseurs des cales des huit pots (voir §3.3.1), pour déterminer un premier déplacement x_{d1} pour chaque paire de chambres par l'équation 5.21:

$$x_{d1} = -\frac{1}{2}[dvm(2) - dvm(1) + cal(2) - cal(1)] \quad (5.21)$$

Enfin nous calculons un deuxième déplacement x_{d2} , pour tenir compte de l'alignement, en

gardant fixée la distance interfil entre les deux pots opposés. Nous pouvons alors calculer la distance relative du premier fil de chaque chambre par la formule 5.22, dans un repère d'axe horizontal, d'origine la trajectoire supposée centrée du faisceau, et de coordonnées positives pour les pots impairs, en utilisant la distance interfil df_{run} :

$$xf_1 = \pm df_{run} + (x_{d1} + x_{d2}) \quad (5.22)$$

les signes + et - correspondant respectivement aux pots de numéros impairs et pairs. Les positions relatives xf des 24 fils sensibles de chaque bras sont alors calculées en fonction des xf_1 de chacune des deux chambres, dans ce même repère. Ceci permet d'obtenir la coordonnée horizontale mesurée d'une trace soit dans une chambre, soit directement dans un bras (voir équation 5.1).

La procédure d'obtention du décalage x_{d2} dû à l'alignement est itérative puisque nous devons le calculer avant de reconstruire les coordonnées. L'échelle angulaire étant fixée par la distance entre les fils, nous en tenons compte lors de l'alignement: c'est le même décalage qui est imposé aux fils des pots appariés. Le problème vient du fait que si nous alignons parfaitement un télescope, nous risquons de détruire l'alignement du télescope opposé. Nous utilisons donc un compromis pour que les deux télescopes soient alignés au mieux. Les décalages x_{d2} typiques imposés sont de 400 microns pour les paires 1, 2 et 3, et 100 microns pour la paire 4.

5.4.3 Les résultats de l'alignement.

Après l'alignement, les distributions associées aux différences des coordonnées verticales mesurées par les détecteurs d'un même télescope sont centrées en zéro, à mieux que 5 microns près. En tenant compte de la contrainte sur l'échelle angulaire fixée, les distributions associées aux différences des coordonnées horizontales mesurées par les chambres d'un même télescope sont centrées en zéro lorsque c'est possible, mais nous pouvons avoir un écart maximal de 30 microns. La figure 5.11 montre les distributions des différences des coordonnées mesurées dans les deux pots du bras 1, ainsi que dans deux pots opposés du télescope 2 (a- pour la coordonnée horizontale; b- pour la coordonnée verticale) et les valeurs moyennes obtenues pour le run 365.

Nous avons un moyen de vérification de l'alignement, associée à la mesure des coordonnées. La coordonnée horizontale mesurée est directement reliée à l'angle de diffusion au point d'interaction par la formule $x = m_{12}\theta^*$. L'angle horizontal mesuré θ_x dépend des deux autres éléments de matrice et il vient $\theta_x = m_{21}x^* + m_{22}\theta^*$. Nous remplaçons θ^* par sa valeur en fonction de x et nous obtenons la corrélation entre l'angle et la coordonnée horizontale mesurée par la relation:

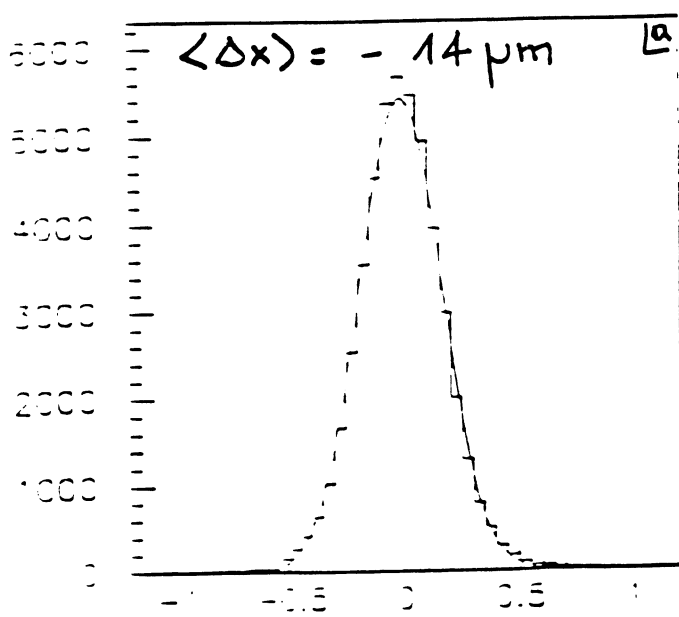
$$\theta_x = \frac{m_{22}}{m_{12}}x + m_{21}x^* \quad (5.23)$$

Nous connaissons la valeur des éléments de matrice pour chaque bras, nous pouvons donc calculer la pente théorique de la droite d'équation 5.23, et vérifier sa valeur sur nos distributions. Pour le bras 4, cette pente est calculée comme valant 0.0378. La figure 5.12 montre que nous ajustons une droite de pente $0.0376 \pm ***$ sur la distribution associée. Cette figure

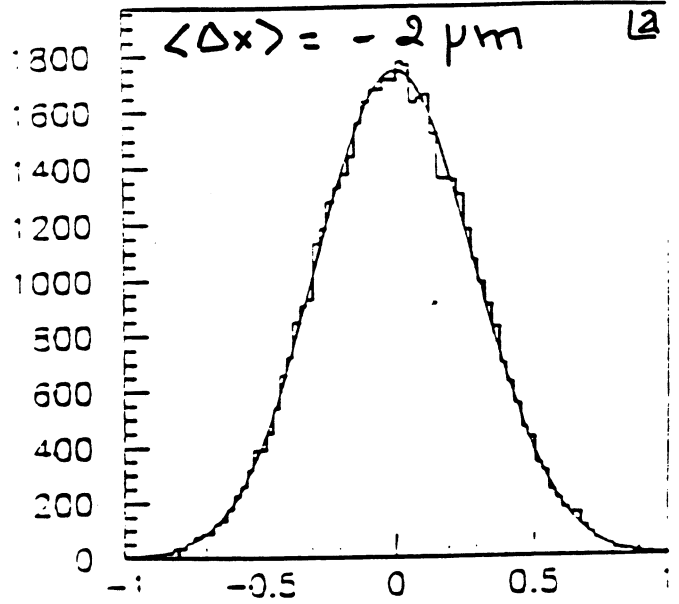
montre également que les angles de diffusion de chacun des deux bras des télescopes 1 et 2 sont identiques. La valeur moyenne de la distribution de la différence des angles mesurés dans les deux bras est centrée sur zéro (avec un angle du faisceau nul). Son écart-type est inférieur à $10 \mu\text{rad}$.

Un autre moyen de vérification de l'alignement consiste à calculer la valeur du quadrimoment transféré $|t|$ en utilisant les coordonnées de chacun des pots d'un bras. Pour cela, nous effectuons une reconstruction à 3 plans minimum sur 4 pour chacune des huit chambres à dérive. Nous récupérons la coordonnée associée à un des pots côté antiproton diffusé (pots 1 ou 3 pour le télescope 1, pots 2 ou 4 pour le télescope 2), ainsi qu'une des coordonnées correspondantes côté proton diffusé (pots 6 ou 8 pour le télescope 1, pots 5 ou 7 pour le télescope 2). Nous calculons l'angle de diffusion associé à chacune des coordonnées, et en associant les angles deux à deux, nous pouvons calculer la valeur de $|t|$ correspondante. Pour le télescope 1, nous calculons ainsi quatre valeurs de $|t|$ pour chacun des événements qui lui sont associés: $|t_{16}|$, $|t_{18}|$, $|t_{36}|$ et $|t_{38}|$. Nous pouvons alors former les distributions des différences obtenues avec ces diverses possibilités. La figure 5.13 montre les six distributions associées au télescope 1. Elles sont toutes centrées en 0 et leurs largeurs n'excèdent pas $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$. Nous en déduisons que l'alignement et les efficacités par pot sont parfaitement maîtrisés. Le résultat est identique pour le télescope 2.

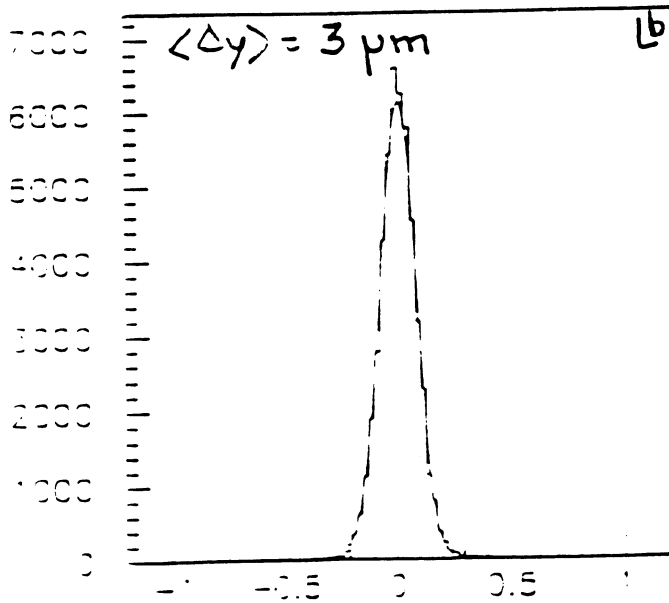
Run 365



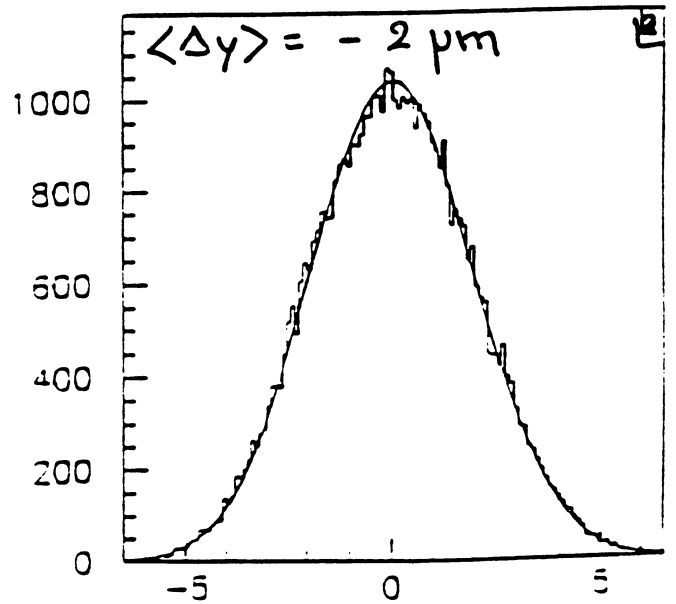
$x_1 - L_{eff1}/L_{eff3} x_3$ (mm)



$x_5 - L_{eff(5)}/L_{eff(4)} x_4$ (mm)



$y_1 - L_{eff1}/L_{eff3} y_3$ (mm)



$y_5 - L_{eff(5)}/L_{eff(4)} y_4$ (mm)

Figure 5.11: La différence des coordonnées mesurées:

- a) $x_1 - L_{eff1}/L_{eff3} x_3$ et $x_5 - L_{eff(5)}/L_{eff(4)} x_4$
 b) $y_1 - L_{veff1}/L_{veff3} y_3$ et $y_5 - L_{veff(5)}/L_{veff(4)} y_4$.

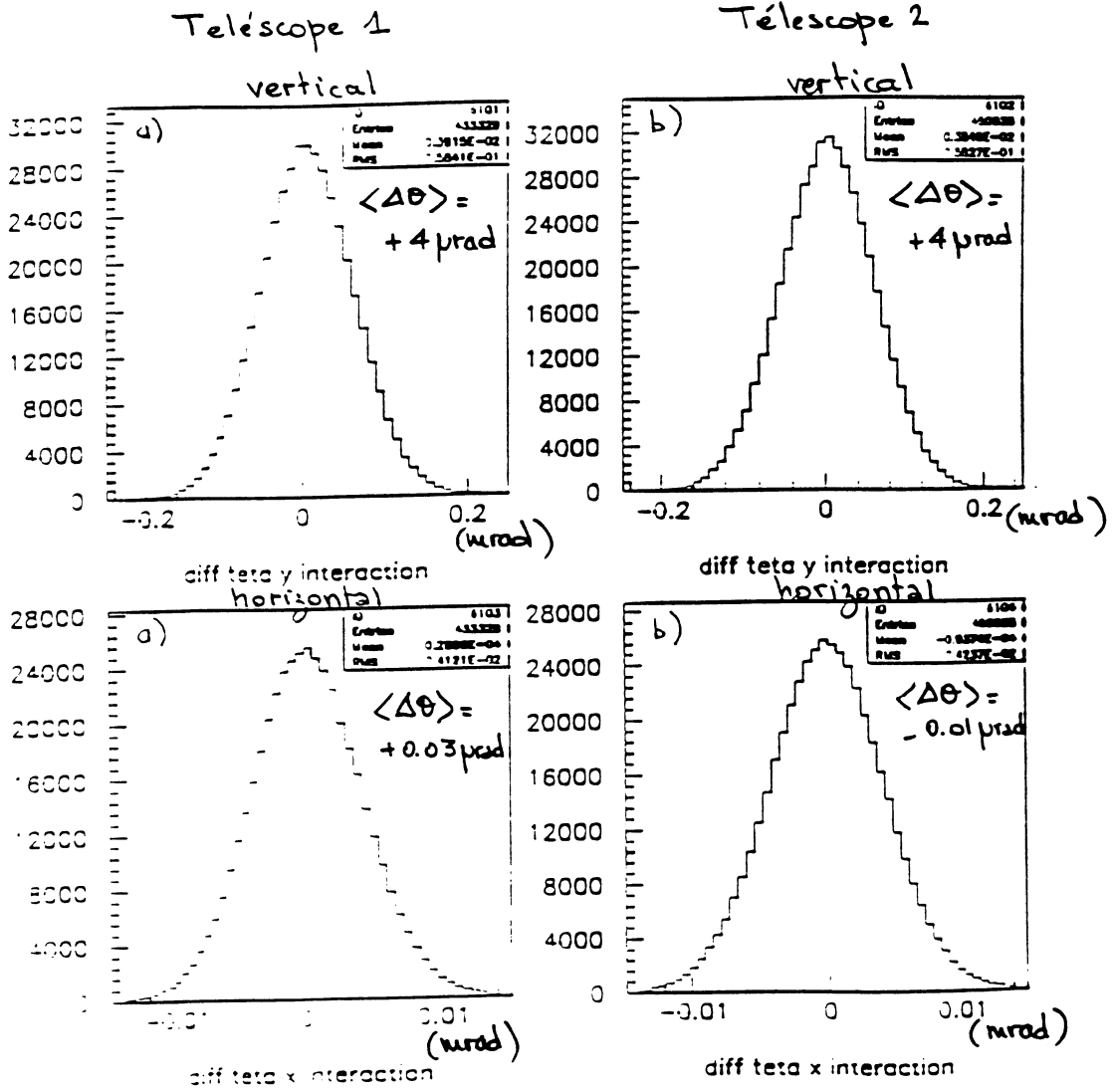
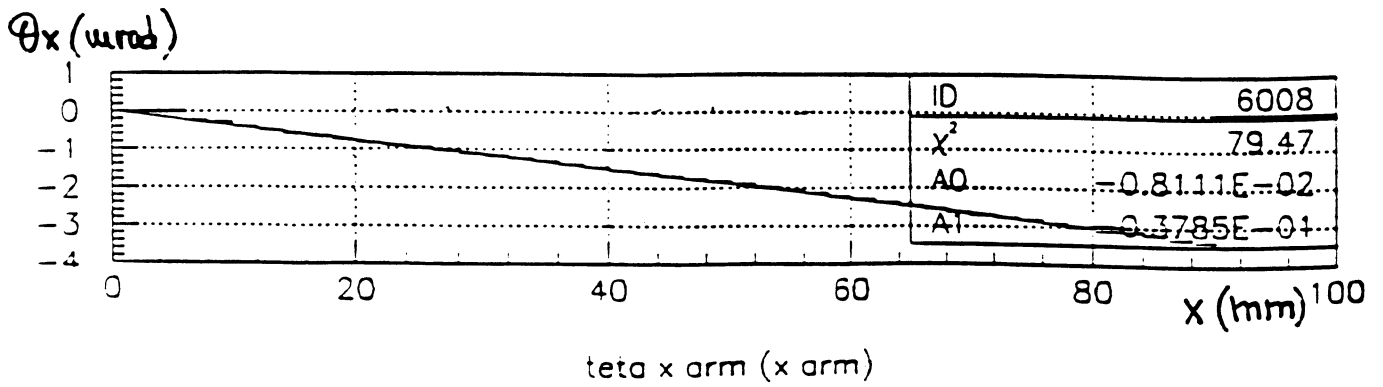


Figure 5.12: La corrélation $x - \theta_x$ pour le bras 4, et la différence des angles de diffusion mesurés dans les bras opposés:

a) pour le télescope 1; b) pour le télescope 2.

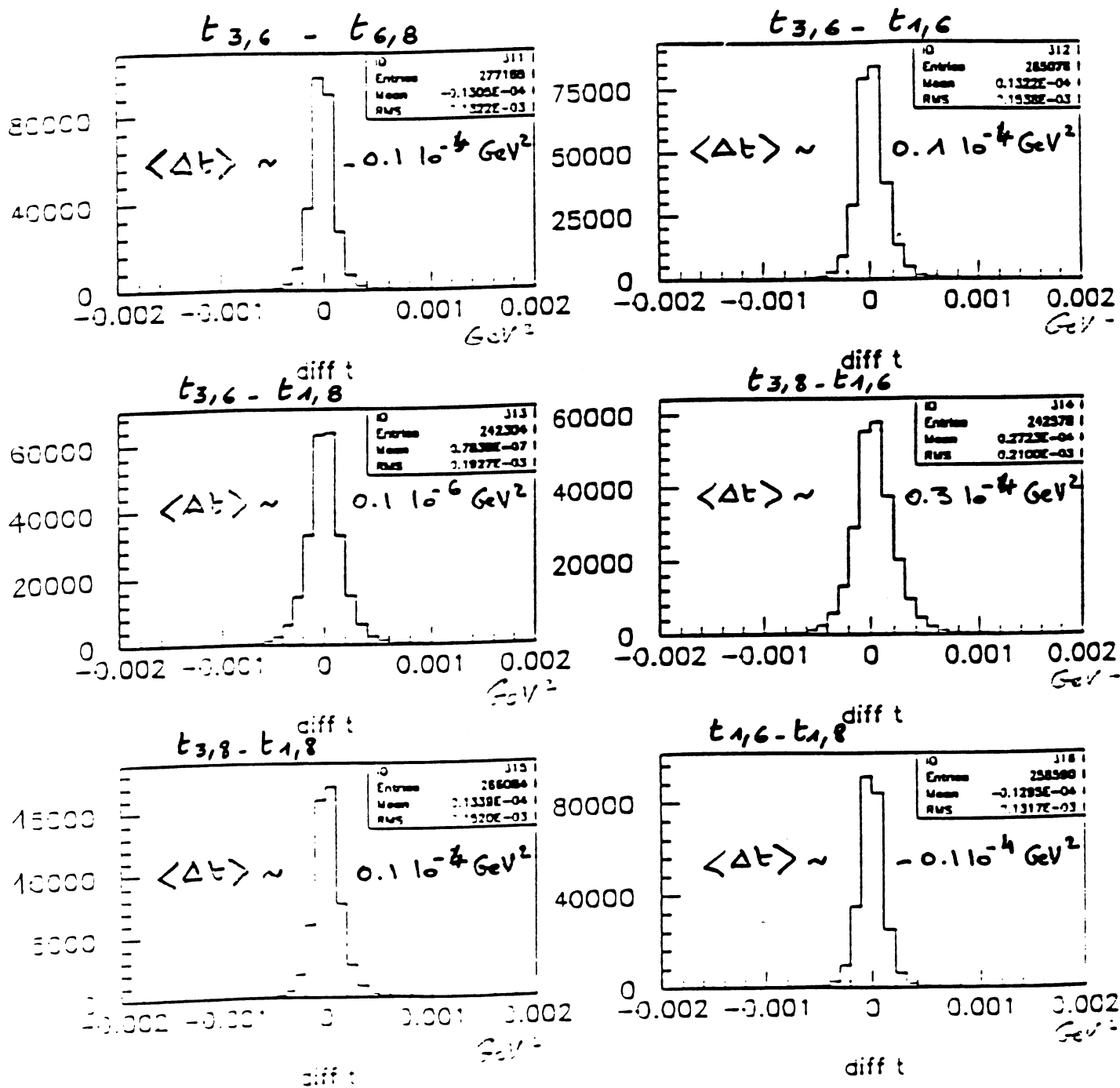


Figure 5.13: Les différences $\Delta|t|$ obtenues avec les différentes combinaisons par pot pour le télescope 1.

5.5 L'efficacité de reconstruction des détecteurs.

L'efficacité de reconstruction d'un détecteur correspond à sa probabilité de réponse lorsqu'il est traversé par une particule. Elle est obtenue comme le rapport de ce que du nombre d'évènements détectés au nombre d'évènements ayant effectivement traversé le détecteur.

5.5.1 L'efficacité des compteurs de déclenchement.

Nous étudions en premier lieu l'efficacité de reconstruction associée à nos compteurs de déclenchement, ces derniers étant utilisés pour la sélection des triggers "élastiques". Nous pouvons déterminer celui des deux télescopes ayant fourni le déclenchement. Ceci nous permet de n'étudier que les triggers du télescope considéré. La réponse des deux photomultiplicateurs T_1 et T_2 associés à chacun des huit compteurs trigger est enregistré sur module ADC. Lorsque nous étudions les compteurs associés au télescope qui a fourni le déclenchement nous n'avons pratiquement que du signal, et le piédestal est obtenu à partir des évènements pour lesquels c'est l'autre télescope qui a fait le déclenchement.

Nous étudions la réponse des deux photomultiplicateurs de chacun des compteurs, suivant celui des deux qui a fourni le signal le plus important. Nous en déduisons que les deux scintillateurs étaient presque toujours efficaces en même temps, comme le montre la figure 5.14. Nous étudions aussi la réponse des photomultiplicateurs comme une fonction des coordonnées horizontales et verticales reconstruites. Nous vérifions ainsi que la hauteur de l'impulsion est la même quelle que soit la position horizontale considérée (proche du faisceau ou au milieu du compteur). Nous en déduisons que la réponse des compteurs est uniforme en fonction de la coordonnée.

Puisque l'efficacité du système de déclenchement est uniforme en fonction des coordonnées reconstruites, nous pouvons utiliser le télescope associé au trigger qui a fourni le déclenchement (1368 ou 2457), afin de déterminer ce que nous appelons "le bon télescope", et ainsi n'effectuer l'analyse que pour celui-ci.

5.5.2 L'efficacité des chambres à dérive.

En ce qui concerne les chambres à dérive, la grande redondance des données par bras (nous avons 8 plans), permet d'utiliser ces dernières pour la détermination de l'efficacité. La méthode utilisée suppose qu'il n'y a pas de corrélation entre les plans d'un bras, et nous considérons chacun d'eux indépendamment pour déterminer l'efficacité de chacun des 32 plans des chambres.

Nous estimons les efficacités pour chacun des huit plans de dérive des quatre bras. La méthode est la suivante: si nous obtenons une bonne trace dans un bras, nous formons les

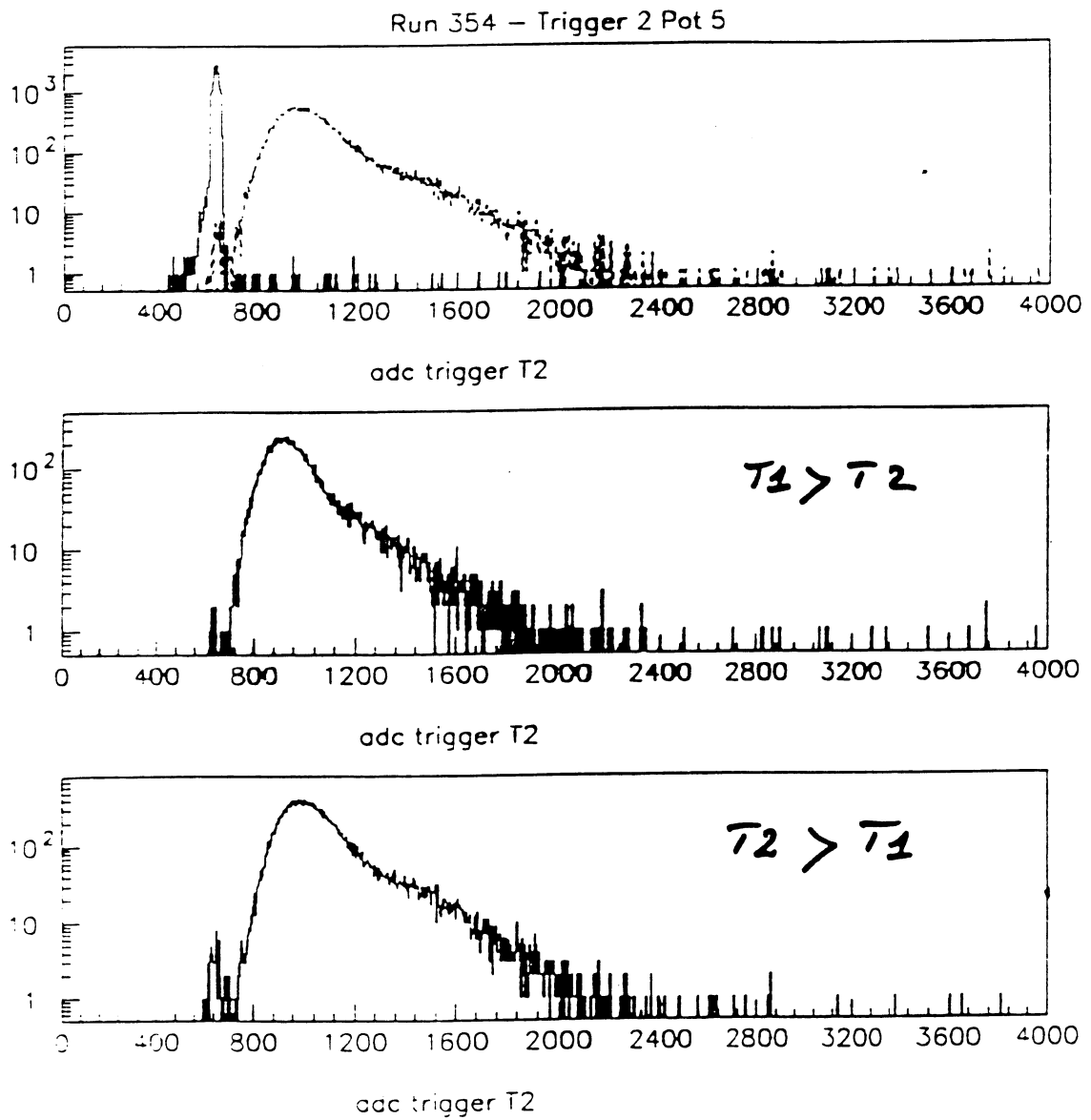


Figure 5.14: La réponse d'un des deux photomultiplicateurs d'un compteur de déclenchement: a) quel que soit le déclenchement; b) lorsque l'autre photomultiplicateur a fourni un signal plus important; c) lorsque ce photomultiplicateur a fourni le signal le plus important.

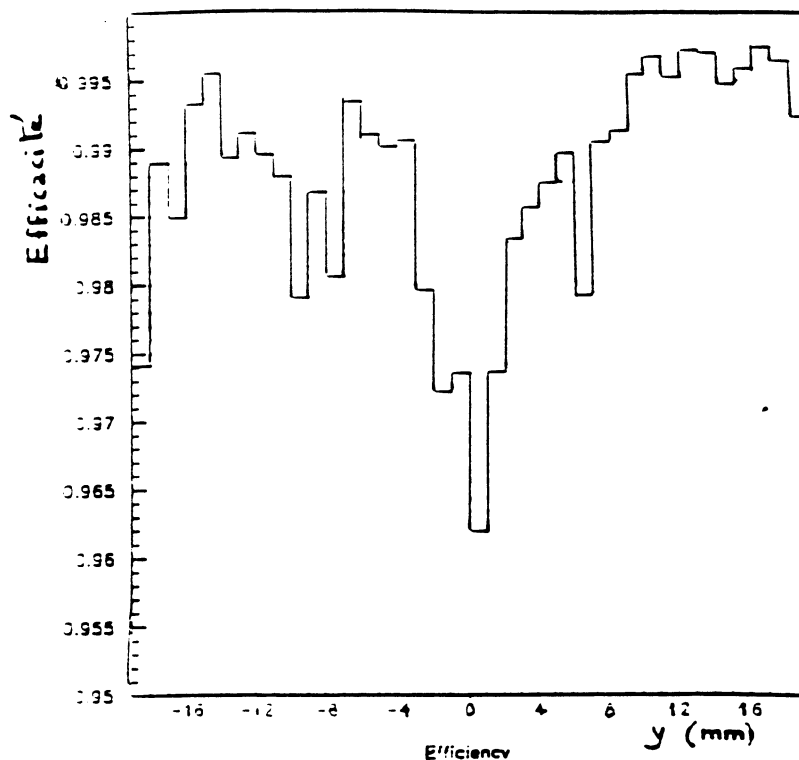


Figure 5.15: L'efficacité horizontale pour le bras 3 (run 365) fonction de la coordonnée verticale.

huit distributions des coordonnées ajustées dans les huit plans de ce bras. Pour cette même trace, nous vérifions si nous avons une valeur enregistrée dans le module TDC associé à ce plan. Lorsque c'est le cas, nous formons les distributions des coordonnées ajustées dans les mêmes conditions, et nous les divisons par les distributions précédentes associées.

Nous en déduisons les valeurs d'efficacité pour chacun des 32 plans en fonction de la coordonnée horizontale ajustée. Le calcul de l'efficacité est renouvelé pour tous les runs. En utilisant une analyse combinatoire, nous pouvons calculer l'efficacité résultante d'un bras en fonction des efficacités des huit plans qui le constituent. Nous considérons toutes les combinaisons possibles associées au nombre de plans utilisés lors de la reconstruction de la trace.

Au cours de notre étude, nous avons constaté une variation de l'efficacité de chaque plan de dérive en fonction de la coordonnée verticale mesurée dans les détecteurs à fibres. Le bras 3 (pots 5 et 7) est particulièrement sensible à cet effet. Nous avons vérifié que nous obtenions une chute de l'efficacité de ce bras autour de $y = 0$, et ce pour tous nos runs (voir figure 5.15). Nous avons vérifié que cet effet était maximal pour la première cellule de dérive, c'est à dire la plus proche du faisceau. Cette chute d'efficacité peut être due au fait que nous avons utilisé les chambres à une valeur des hautes tensions plus faible que leur haute tension nominale, c'est à dire que nous n'étions pas encore dans le "plateau" d'efficacité.

Nous devons tenir compte de cette variation de l'efficacité car la distribution en acceptance des détecteurs dépend de l'efficacité des chambres à dérive, puisque celle-ci n'est pas

uniforme. Nous pouvons utiliser deux méthodes de calcul de l'efficacité.

La première consiste à calculer des matrices d'efficacité. L'efficacité est calculée comme précédemment, mais en fonction des deux coordonnées x et y , en créant des tableaux de valeurs $\varepsilon(x, y)$: 50 pour x (de 0 à 100 mm) et 20 pour y (de -20 à 20 mm).

La deuxième méthode consiste à calculer des efficacités factorisées. Nous calculons une efficacité totale $\varepsilon_{tot}(x, y)$ pour chacune des valeurs des coordonnées horizontale et verticale pour un plan donné, en supposant que l'efficacité associée à la coordonnée verticale est indépendante de la position horizontale. L'efficacité totale en chaque bin associée à la distribution expérimentale est calculée comme le produit de l'efficacité du plan de dérive à la valeur de x considérée $\varepsilon_x(x)$, par la valeur de l'efficacité associée à la coordonnée verticale $\varepsilon_y(y)$.

$$\varepsilon_{tot}(x, y) = C \times \varepsilon_x(x) \times \varepsilon_y(y) \quad (5.24)$$

où C est une constante de normalisation différente de 1. Elle est calculée de manière à satisfaire la relation 5.25, à partir de la distribution expérimentale $dN(x, y)$ associée.

$$\frac{C \times \sum_j dN(i, j) \times \varepsilon_x(i) \times \varepsilon_y(j)}{\sum_j dN(i, j)} = \varepsilon_x(i) \quad (5.25)$$

En supposant les efficacités indépendantes dans les deux plans, nous obtenons:

$$C = \frac{\sum_j dN(i, j)}{\sum_j dN(i, j) \times \varepsilon_y(j)} \quad (5.26)$$

Nous avons créé les distributions en quadrimoments transférés en utilisant les deux méthodes. Les résultats sur notre mesure sont identiques avec ces deux méthodes. Nous choisissons d'utiliser les efficacités factorisées. En effet, nous ne pouvons créer des intervalles suffisamment petits avec les efficacités matricielles (nous n'avons pas assez d'évènements dans chacun de ces intervalles).

5.5.3 L'efficacité des détecteurs à fibres.

Un grand nombre d'études a été effectué sur l'efficacité associée aux détecteurs à fibres, pour connaître sa valeur, et vérifier son uniformité en fonction de la coordonnée horizontale. Tous les résultats ont été trouvés compatibles. Nous décrirons simplement la méthode utilisée pour obtenir l'efficacité finale de nos détecteurs.

Nous utilisons des critères de sélection des traces très restrictifs, décrits au chapitre 7.1, qui permettent la sélection des évènements élastiques (coupures fiduciaires, coupures en temps,...). Nous demandons au minimum quatre plans de dérive utilisés dans la reconstruction des traces dans les chambres à dérive des bras, et nous sélectionnons les évènements satisfaisant la condition 3.7.

Pour chaque télescope, nous reconstruisons la coordonnée verticale dans les quatre détecteurs. Nous étudions alors l'efficacité de chacun de ces détecteurs séparément, par sélection sur les coordonnées verticales mesurées par les trois autres.

Nous calculons la coordonnée $y_{\pi/2}$ du bras auquel n'appartient pas le détecteur étudié, pour les événements satisfaisant la relation 3.9. Pour l'autre bras, nous déduisons une coordonnée $y'_{\pi/2}$, calculée uniquement à partir du détecteur non étudié lorsqu'il n'a qu'un seul cluster reconstruit. Nous sélectionnons alors parmi les trajectoires reconstruites celles qui vérifient l'acolinéarité verticale, donnée par la relation 3.11.

Pour les événements ainsi sélectionnés, nous étudions la réponse du détecteur associé à $y'_{\pi/2}$, et nous utilisons le même critère de définition de l'efficacité de reconstruction que précédemment:

$$\varepsilon_{det} = \frac{n_{det}}{n_{tot}} \quad (5.27)$$

où n_{tot} représente le nombre d'événements sélectionnés pour l'étude du détecteur, et n_{det} le nombre d'événements parmi ces n_{tot} , ayant au moins un cluster reconstruit dans le détecteur étudié, satisfaisant la condition 3.9 avec la coordonnée du détecteur du même bras. La figure 5.16 présente la variation de l'efficacité par pot en fonction du run pour le télescope 1. Nous avons le même type de variation pour le télescope 2. Les efficacités sont proches de 1 pour les détecteurs à fibres des pots internes, et supérieures à 98% pour ceux des pots externes. Cette valeur plus faible pour les pots externes est due à des problèmes de réinteractions dans les détecteurs du pot interne, conduisant à des événements multitraces que nous ne sélectionnons pas à partir de notre méthode de reconstruction. Nous calculons l'efficacité par télescope pour l'ensemble de nos runs, comme le produit des efficacités par pot (la valeur moyenne pour le télescope 1 est de 96.8%, celle pour le télescope 2 de 97.3%).

Enfin, nous vérifions sur l'ensemble de nos données l'uniformité de l'efficacité des détecteurs à fibres en fonction de la coordonnée horizontale (nous n'observons pas de chute d'efficacité), et en fonction de la coordonnée verticale. Nous montrons sur la figure 5.17 que les efficacités associées à nos détecteurs sont uniformes en fonction de la coordonnée verticale reconstruite.

Enfin, nous avons vérifié l'efficacité au fond des détecteurs à fibres (la partie la plus proche du faisceau), par la méthode présentée au paragraphe 4.7.2, qui consiste à créer les distributions du nombre de photomultiplicateurs sélectionnés n_{pm} en fonction de la coordonnée horizontale mesurée dans les chambres à dérive associées. Nous avons trouvé que la taille de la zone inefficace au fond des détecteurs n'excédait pas $60 \mu m$. Cependant, cette inefficacité ne peut affecter nos résultats dans la mesure où le fond des détecteurs à fibres est plus proche du faisceau que celui des chambres: cette zone est complètement contenue dans la région éliminée par les coupures fiduciaires.

Les distributions de n_{pm} en fonction de x sont présentées pour les quatre pots du télescope 1 (figures 5.18), pour des valeurs de la coordonnée horizontale comprise entre 0 et 10 mm. Nous sélectionnons pour cette étude des événements élastiques dans les chambres à dérive, avec les critères présentés plus haut. Nous vérifions que la valeur de n_{pm} n'est jamais nulle, à cause de la coupure due aux chambres. Les résultats sont identiques pour le télescope 2. L'inefficacité au fond des détecteurs n'affecte donc pas la reconstruction.

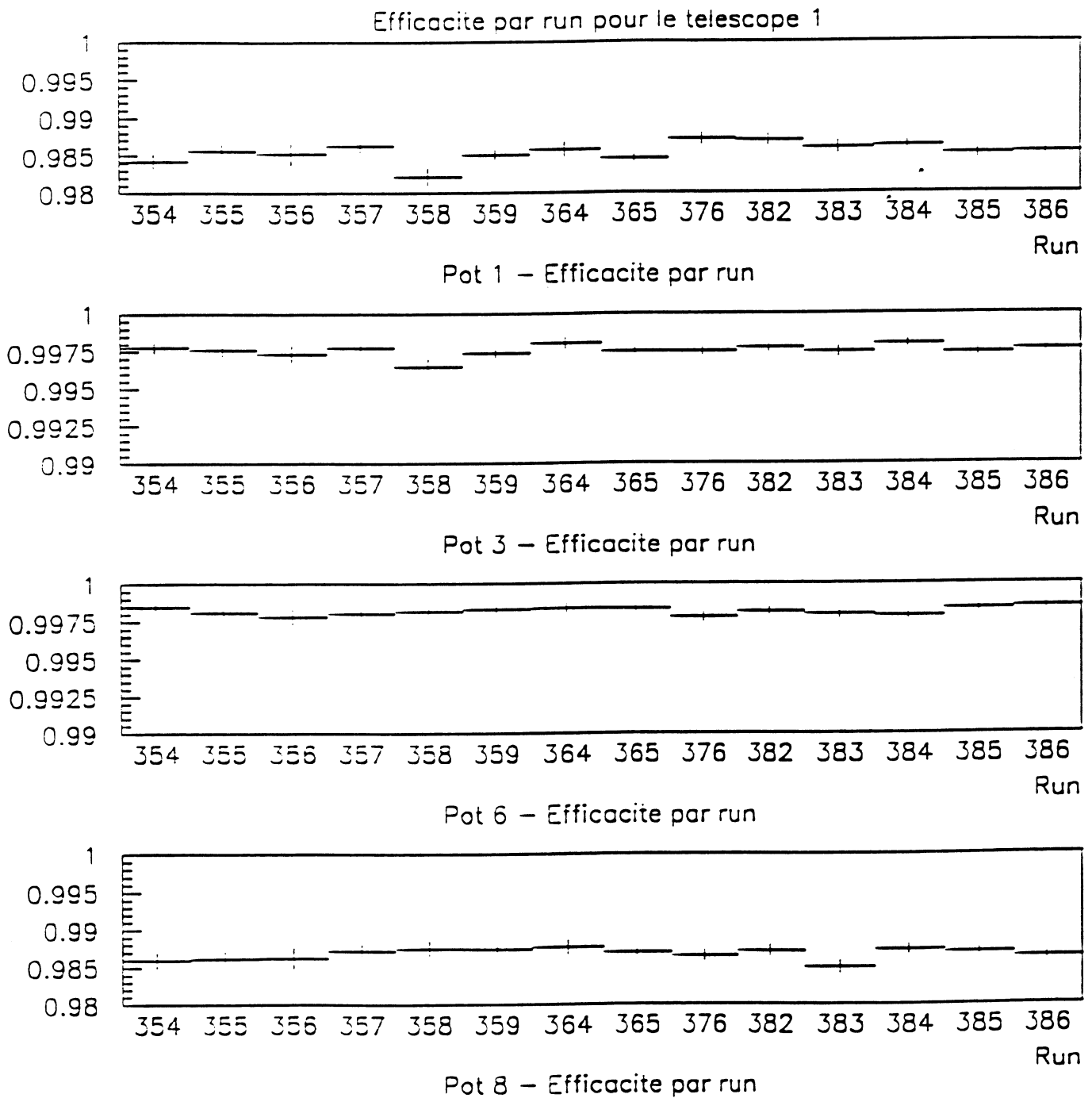


Figure 5.16: L'efficacité des détecteurs à fibres en fonction du run pour le télescope 1.

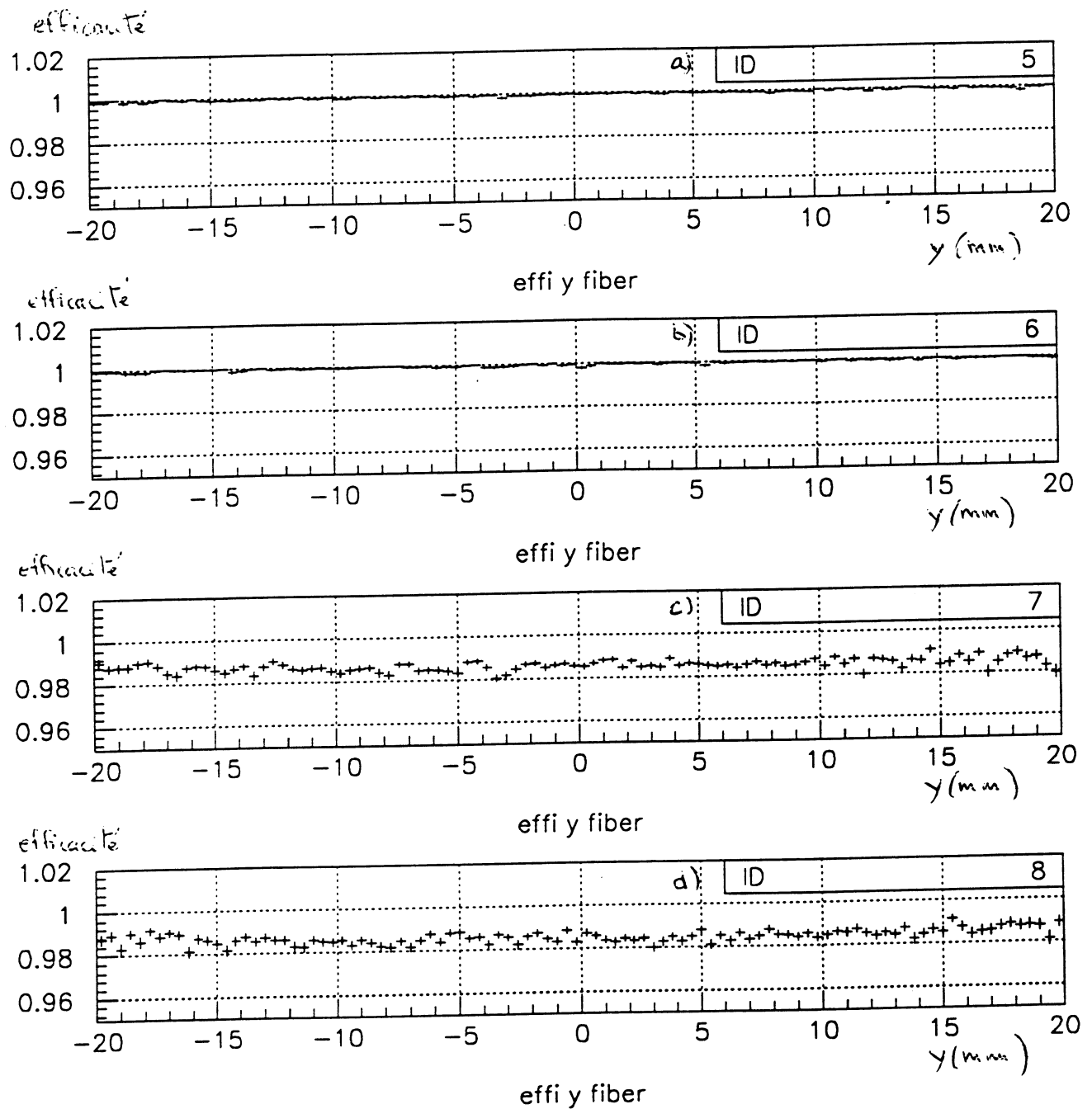


Figure 5.17: L'uniformité de l'efficacité verticale par télescope en fonction de la coordonnée verticale (a et b : pots internes; c et d : pots externes).

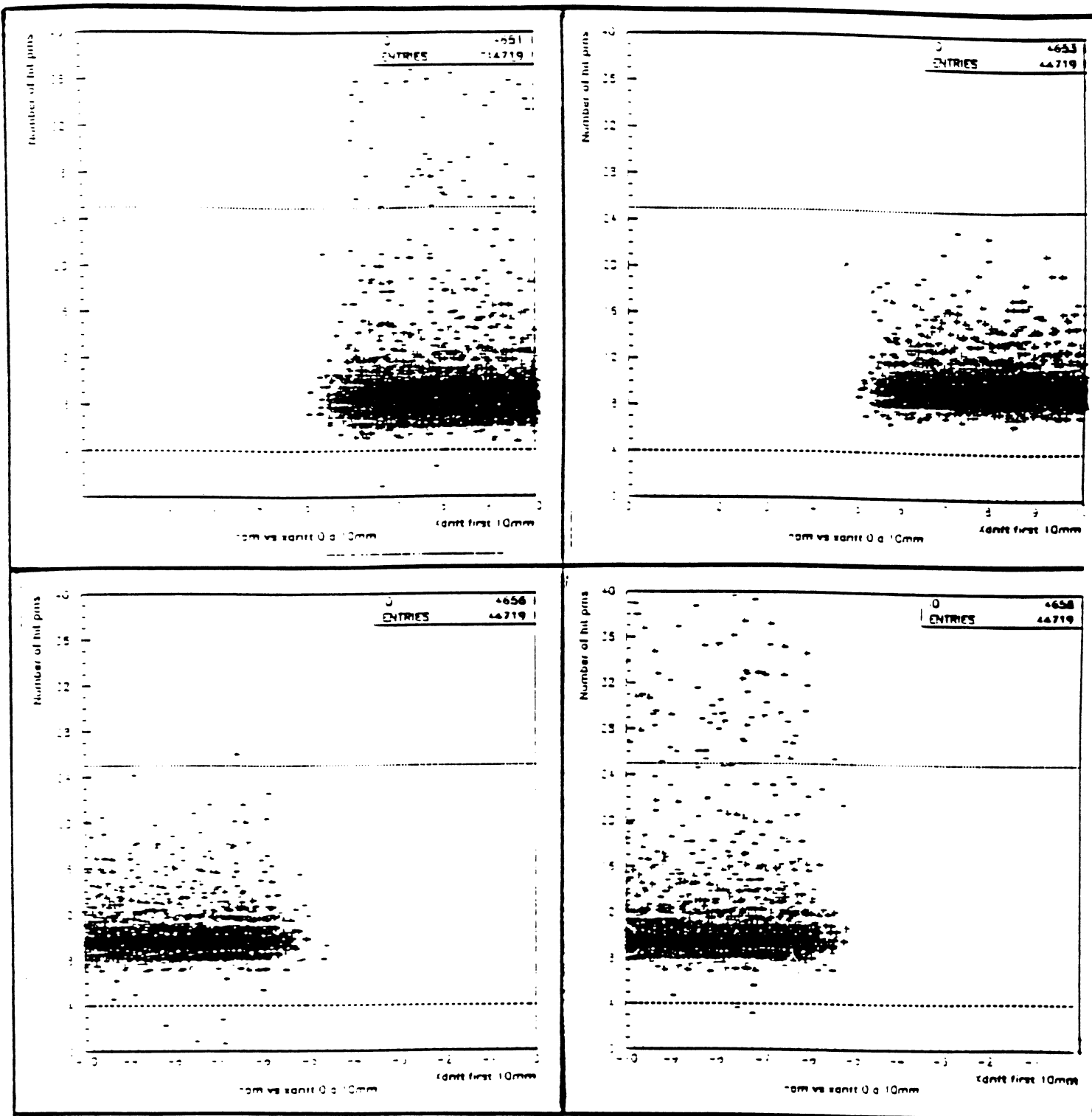


Figure 5.18: n_{pm} en fonction de la coordonnée horizontale pour le télescope 1:
a) pour le pot 1; b) pour le pot 3;
c) pour le pot 6; d) pour le pot 8.

5.5.4 L'efficacité en fonction de la variable t .

L'efficacité de reconstruction des détecteurs à fibres est uniforme. Elle n'affecte donc pas directement l'efficacité associée aux différentes valeurs du carré du quadrimoment transféré. Par contre, l'efficacité associée aux chambres à dérive n'est pas uniforme. Nous utilisons les efficacités factorisées, pour calculer la valeur de l'efficacité en t associée. La figure 5.19 représente les efficacités résultantes pour chacun des deux télescopes, en fonction de la valeur de $|t|$ correspondante, pour le pire de nos runs. On voit donc que la perte maximale est de 2% sur l'efficacité en $|t|$ obtenue par cette méthode.

5.6 La stabilité des chambres à dérive.

Nous avons observé deux modes de fonctionnement des chambres, dits stables et instables. La figure 5.20 montre la fraction d'évènements qui ont été reconstruits en utilisant 1, 2, 3, ou 4 plans (0 dans le cas où la chambre est complètement inefficace), en fonction du numéro de l'évènement, par intervalles de 1000 évènements, pour un run et un télescope donnés. Ce type de figure permet de localiser les périodes où l'efficacité des chambres à dérive est instable (zone hachurée), et celles où elles est stable.

Nous calculons les efficacités associées à ces deux modes de fonctionnement séparément, donc deux acceptances différentes et nous ajoutons ensuite les distributions associées une fois normalisées.

Les périodes dites instables correspondent à des instabilités ponctuelles de l'accélérateur, entraînant une augmentation de courant dans les chambres, et de ce fait une baisse d'efficacité (toute augmentation de courant se traduisant par l'obligation de diminuer la valeur des hautes tensions associées).

Le nombre total d'évènements dans notre distribution finale (pour $|t| > 0.8 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$) est 900000, dont 750000 correspondent aux périodes stables, et 150000 aux périodes instables.

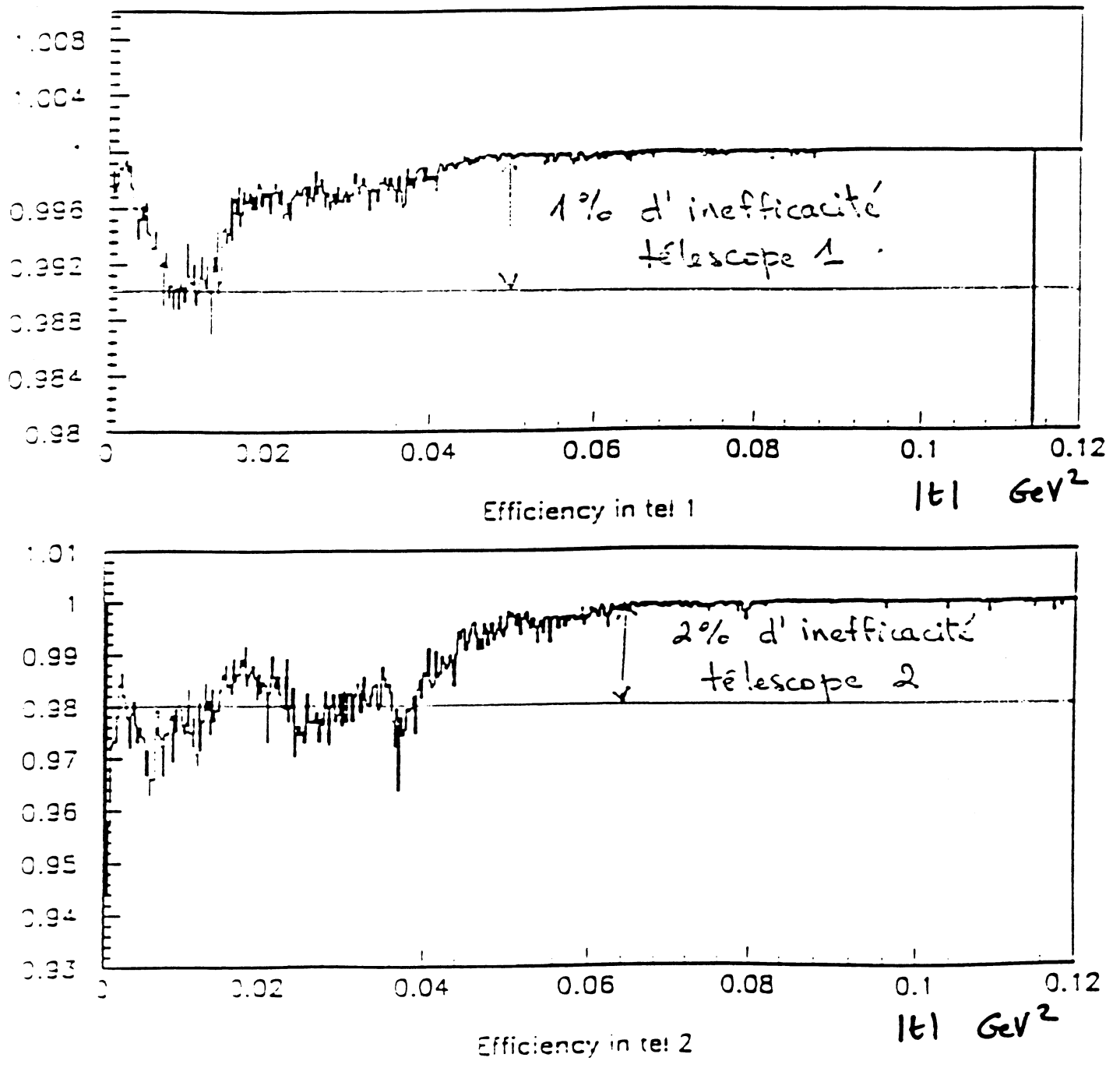


Figure 5.19: Les efficacités en fonction de $|t|$ de chacun des deux télescopes, obtenues en utilisant les efficacités factorisées.

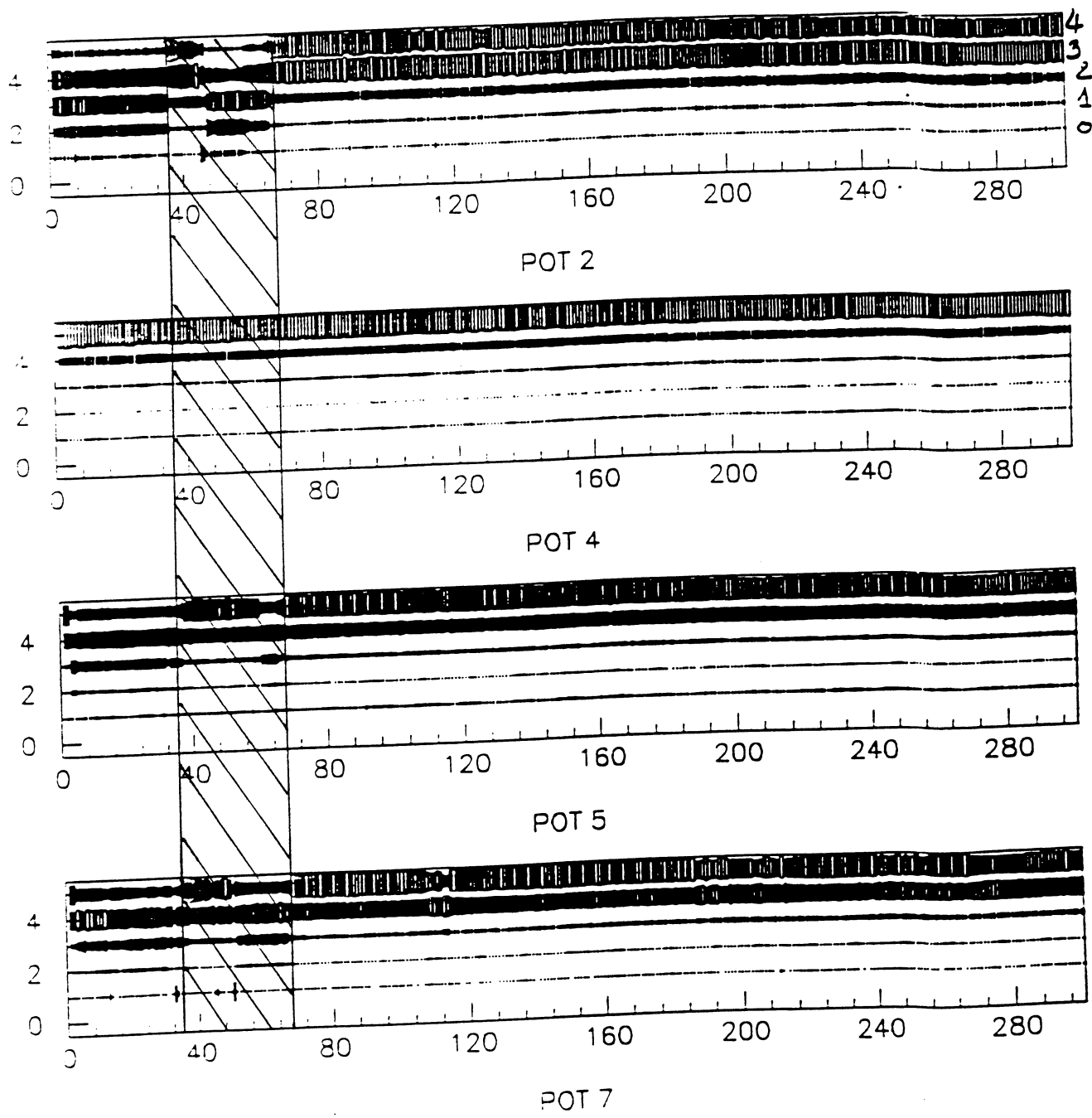


Figure 5.20: *Les multiplicités par pot du télescope L pour un run.*

5.7 La résolution des détecteurs.

5.7.1 La résolution des chambres à dérive.

La résolution sur la coordonnée horizontale est obtenue à partir des résolutions associées aux plans des chambres à dérive. A partir de la formule 5.17, nous pouvons écrire:

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{plan}^2 + \sigma_{pred}^2 \quad (5.28)$$

où:

σ_{res} est la largeur de la distribution du résidu.

σ_{pred} est l'erreur sur la coordonnée prédite.

σ_{plan} est la résolution du plan considéré.

Naturellement, σ_{pred} dépend des résolutions des trois autres plans de la chambre, utilisés pour ajuster x_{pred} . Son expression est donnée par¹:

$$\sigma_{pred}^2 = \frac{1}{S_1} + \frac{S_1}{D} \left[z - \frac{S_z}{S_1} \right]^2 \quad (5.29)$$

avec:

$$S_1 = \sum_{i=1}^3 1/\sigma_{plan_i}^2$$

$$S_z = \sum_{i=1}^3 z_i/\sigma_{plan_i}^2$$

$$S_{zz} = \sum_{i=1}^3 z_i^2/\sigma_{plan_i}^2$$

$$D = S_1 S_{zz} - S_z^2$$

En supposant que les quatre plans d'une même chambre ont la même résolution σ_{plan} , la relation 5.28 nous permet d'obtenir:

$$\text{pour les plans externes : } \sigma_{pred} = 1.45 \sigma_{plan}$$

$$\text{pour les plans internes : } \sigma_{pred} = 0.69 \sigma_{plan}$$

Remplaçant dans l'expression 5.28, nous obtenons finalement la résolution par plan, pour les plans externes (5.30) et les plans internes (5.31), directement à partir de la largeur de la distribution du résidu associé:

$$\sigma_{plan}(ext) = \frac{\sigma_{res}}{1.76} \quad (5.30)$$

$$\sigma_{plan}(int) = \frac{\sigma_{res}}{1.21} \quad (5.31)$$

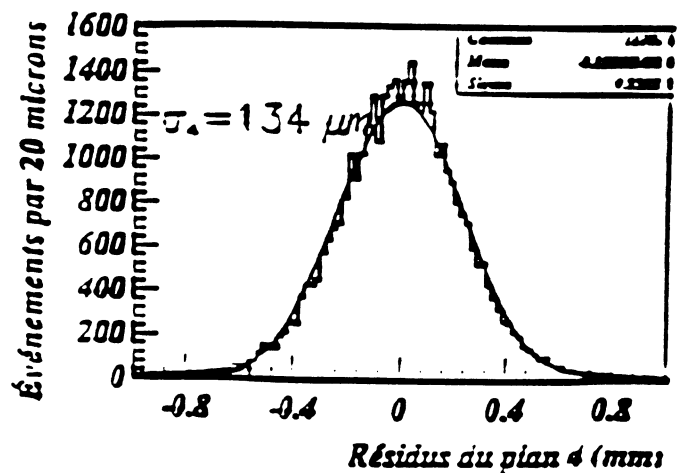
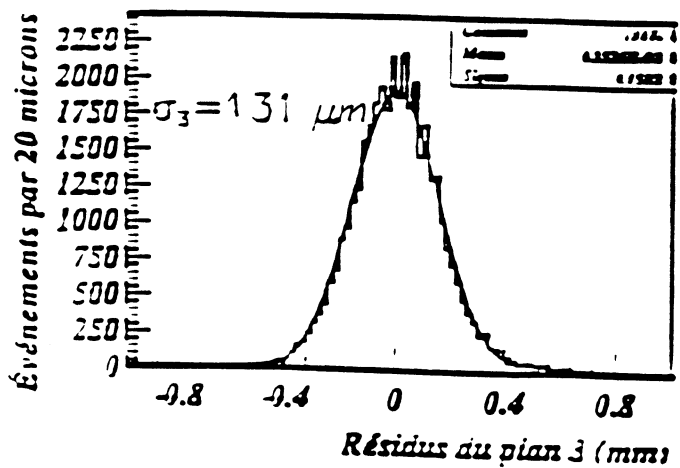
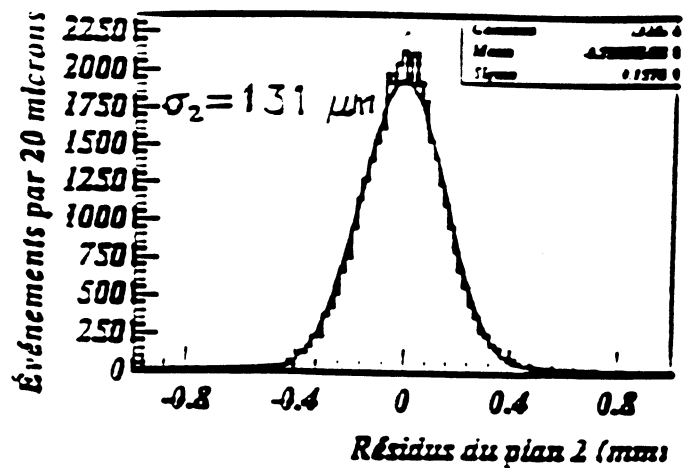
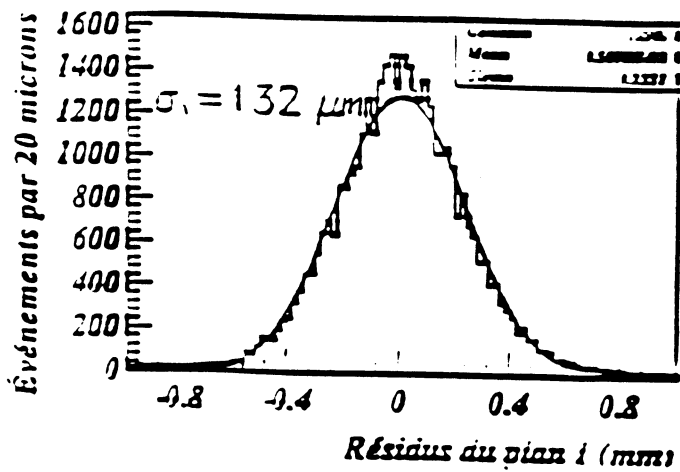


Figure 5.21: Résidus et résolutions pour les 4 plans d'une chambre.

La figure 5.21 montre les distributions des résidus pour les quatre plans d'une chambre, avec les résolutions par plan associées. Les figures 5.22 et 5.23 présentent la variation des résolutions par plan pour les quatre chambres de chacun des télescopes sur l'ensemble des runs. Les résolutions par plan sont rangées dans des fichiers, et utilisées dans le calcul de l'acceptance (voir chapitre 6).

Pour information, et afin de connaître la résolution associée à la mesure de nos coordonnées à $\Delta\mu = \pi/2$, nous pouvons calculer une résolution par chambre, puis en déduire la résolution par bras.

La résolution par chambre, obtenue à partir des résolutions par plan, est donnée par la formule 5.32:

$$\frac{1}{\sigma_{pot}^2} = \sum_{plan=1}^4 \frac{1}{\sigma_{plan}^2} \quad (5.32)$$

Chaque bras est constitué d'un ensemble de deux chambres, nous pouvons donc définir sa résolution en fonction de celle du pot interne (pot_i) et du pot externe (pot_e) par l'équation 5.33:

$$\frac{1}{\sigma_{bras}^2} = \frac{1}{\sigma_{pot_i}^2} + \frac{1}{\sigma_{pot_e}^2} \quad (5.33)$$

La résolution pour les quatre bras sur l'ensemble des runs varie entre 50 et 80 μm .

5.7.2 La résolution des détecteurs à fibres.

La méthode de mesure de la résolution.

Un estimateur de la résolution associée aux détecteurs à fibres pour chacun des bras peut être obtenu à partir de la largeur de la distribution de la quantité:

$$y_{pot_i} \times \frac{Lv_{eff}(pot_e)}{Lv_{eff}(pot_i)} - y_{pot_e} \quad (5.34)$$

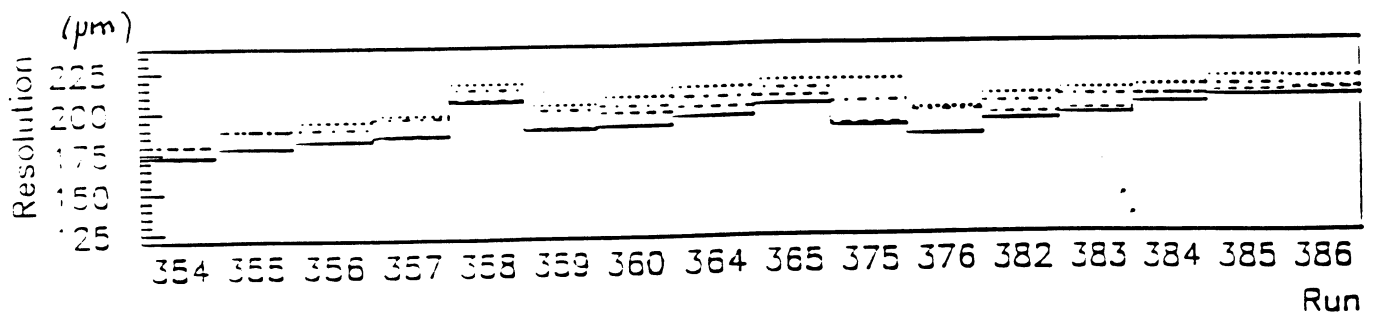
Cette distribution est centrée en zéro lorsque l'alignement est optimal, et correspond aux événements satisfaisant la relation 3.9. La figure 5.24 montre ces distributions pour le run 365. Les largeurs associées σ_{dis} valent de 68 à 79 μm .

En supposant que les résolutions sont identiques pour les deux détecteurs d'un même bras, nous pouvons en déduire la résolution par détecteur par la formule 5.35.

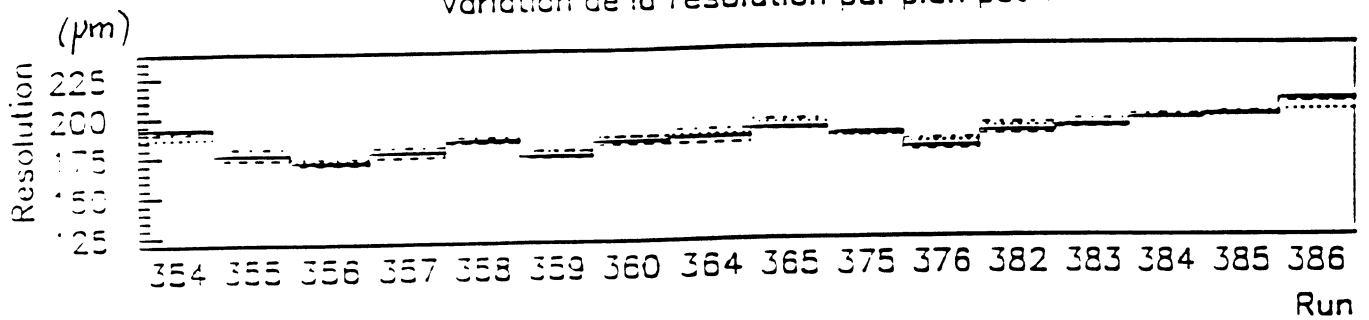
$$\sigma_{pot} = \frac{\sigma_{dis}}{\sqrt{2}} \quad (5.35)$$

Avec cette méthode, nous obtenons des valeurs de la résolution par détecteur comprises entre 45 et 60 μm .

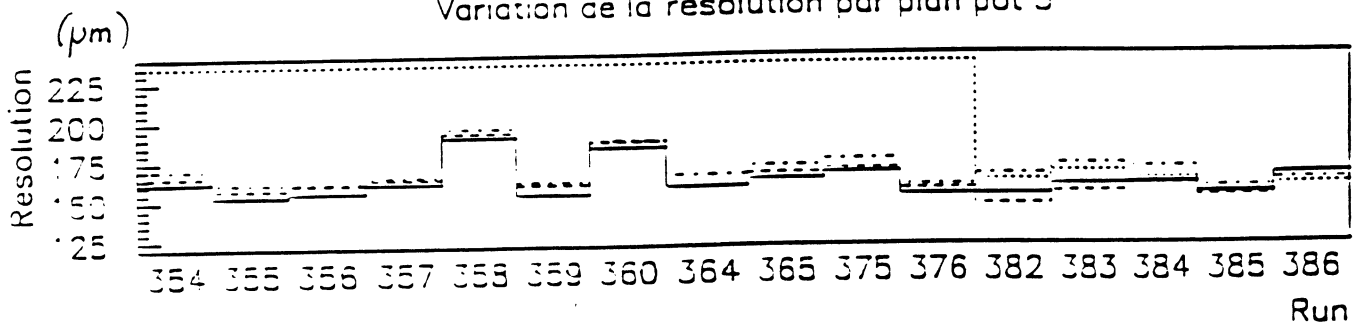
¹Physical Review D, 1992, volume 45-11, page III-38



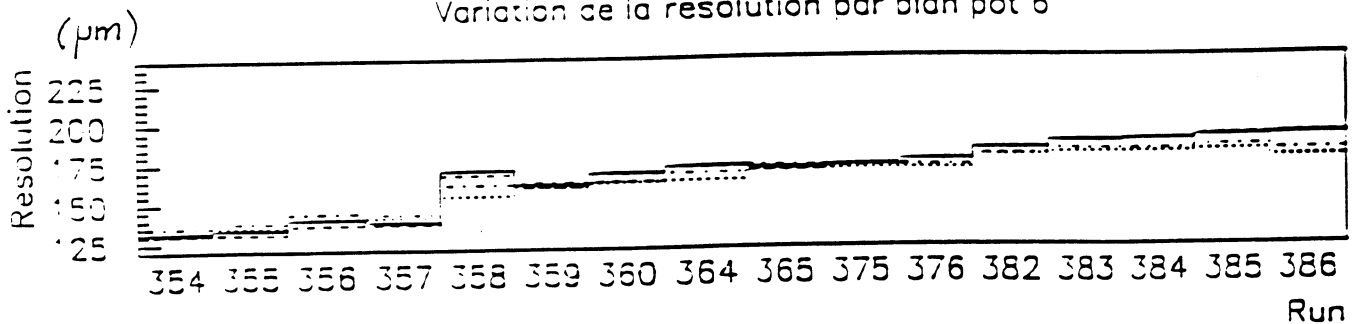
Variation de la resolution par plan pot 1



Variation de la resolution par plan pot 3

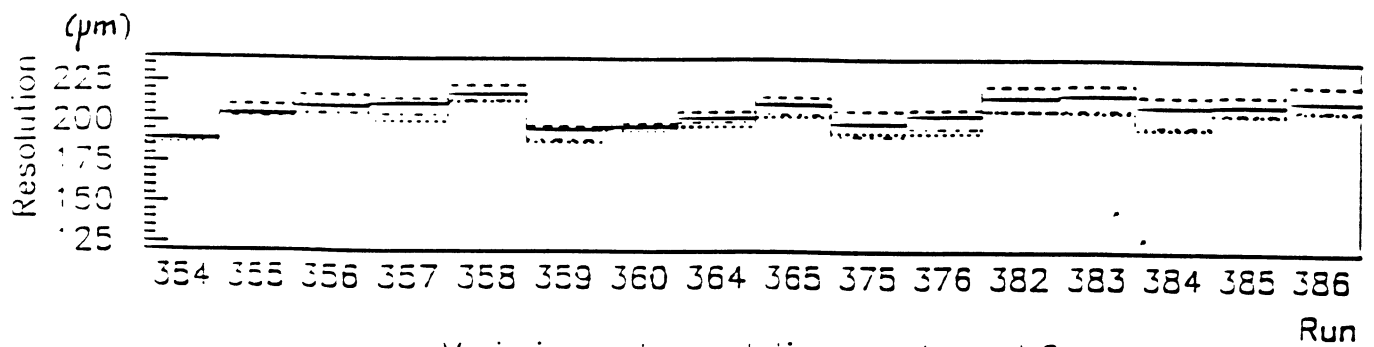


Variation de la resolution par plan pot 6

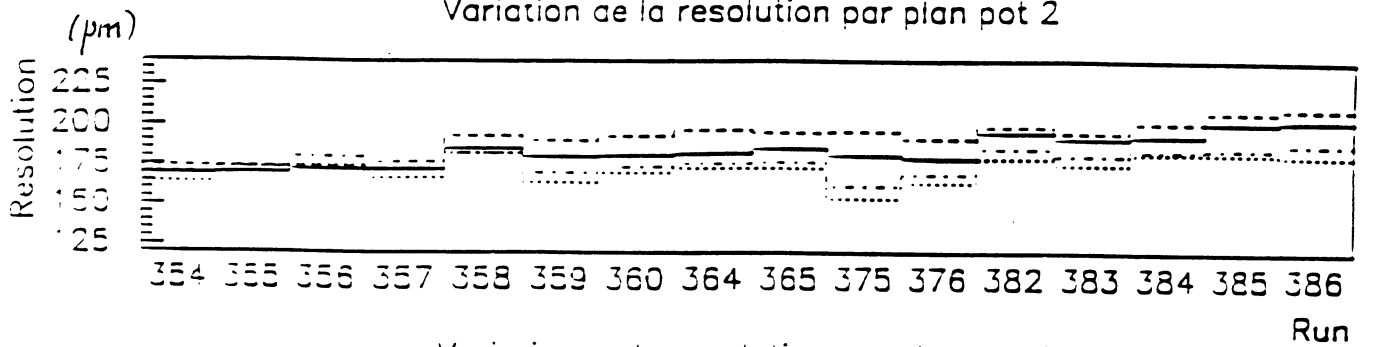


Variation de la resolution par plan pot 8

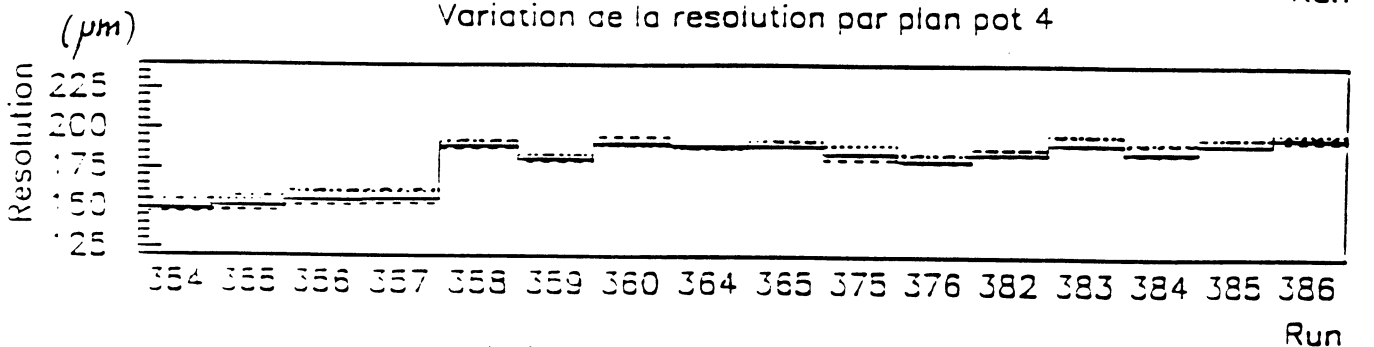
Figure 5.22: Variation des résolutions par plan de dérive (en μm) pour les pots du télescope 1 sur l'ensemble des runs.



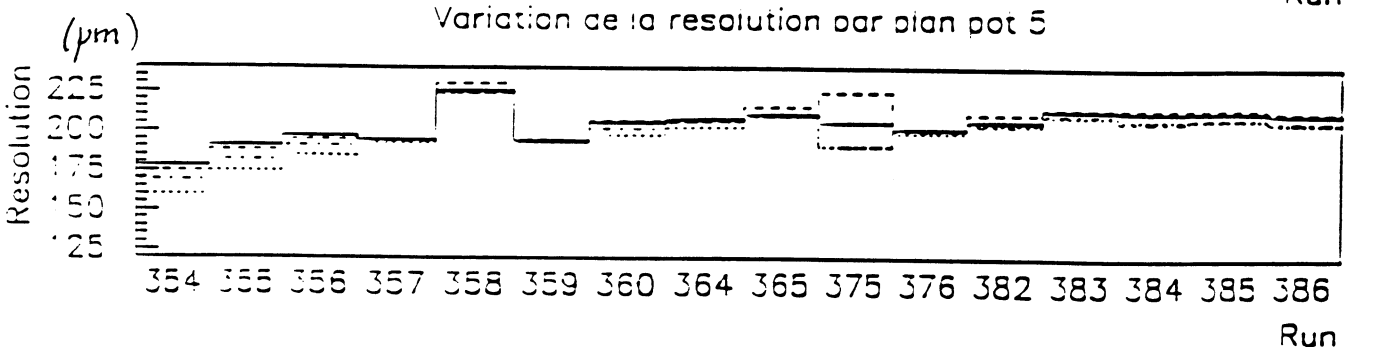
Variation de la resolution par plan pot 2



Variation de la resolution par plan pot 4



Variation de la resolution par plan pot 5



Variation de la resolution par plan pot 7

Figure 5.23: Variation des résolutions par plan de dérive (en μm) pour les pots du télescope 2 sur l'ensemble des runs.

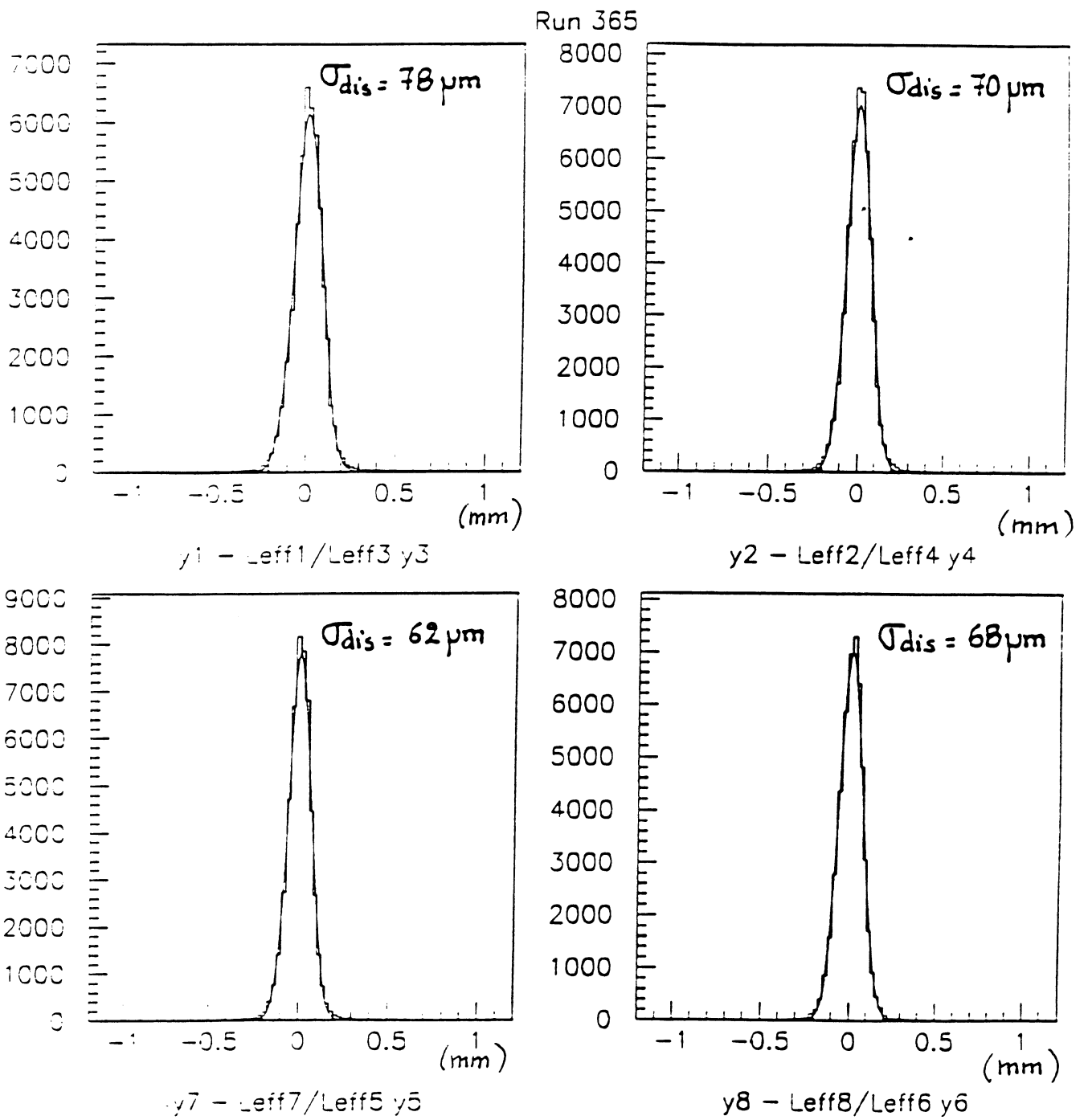


Figure 5.24: Les distributions des différences des coordonnées verticales par bras.

L'estimation de la résolution par bras.

Nous obtenons notre coordonnée verticale par bras $y_{\pi/2}$ à partir des coordonnées mesurées dans les deux pots de ce bras (y_{pot_i} et y_{pot_e}) par la formule donnée au paragraphe 3.3.2. A partir des résolutions des deux pots, identiques et notées σ_{pot} , nous obtenons donc la résolution sur la coordonnée $y_{\pi/2}$ par la formule:

$$\sigma_{arm} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{pot} = \frac{1}{2}\sigma_{dis} \quad (5.36)$$

La figure 5.25 montre la variation sur les 14 runs de la résolution sur la coordonnée verticale $y_{\pi/2}$ pour les quatre bras. Ces résolutions par bras sont stables dans le temps.

5.7.3 La résolution en quadrimoment transféré.

L'estimation de la résolution en t , Δt , est obtenue par la formule:

$$\Delta t = 2p \times \Delta\theta \times \sqrt{t} \quad (5.37)$$

Nous avons supposé ici que l'incertitude sur la valeur de l'impulsion était négligeable (voir §2.3.1). Nous pouvons donner une borne supérieure sur la valeur de $\Delta\theta$, en utilisant les résolutions sur les coordonnées. L'angle de diffusion est obtenu à partir des coordonnées et des éléments des matrices de transfert (l'incertitude sur ces derniers est négligeable). Nous utilisons comme valeur de l'angle de diffusion mesuré au carré, θ^2 , la somme du carré des angles de diffusion horizontal et vertical, eux-mêmes étant obtenus par la valeur moyenne sur les angles de diffusion associés pour le proton et l'antiproton.

La résolution par bras sur la coordonnée verticale est estimée à au plus $40 \mu m$. Ceci nous conduit à une résolution sur l'angle de diffusion vertical de $\sigma(\theta_v) = \sigma(y_{\pi/2})/\sqrt{2}Lv_{eff} \sim 1 \mu rad$. La résolution par bras sur la coordonnée horizontale vaut au plus $80 \mu m$. Nous obtenons une résolution sur l'angle de diffusion horizontal $\sigma\theta_h = \sigma x_{\pi/2}/\sqrt{2}Lh_{eff} \sim 0.9 \mu rad$. Nous en déduisons la valeur de $\Delta\theta$ estimée à $0.7 \mu rad$. La borne supérieure de la valeur de Δt associée est donc estimée à:

$$\Delta t < 4 \times 10^{-4} \times \sqrt{t} GeV^2 \quad (5.38)$$

5.8 Conclusion.

Les algorithmes de reconstruction permettant d'obtenir les coordonnées horizontales et verticales par bras sont optimisés.

Les efficacités et résolutions ont été mesurées, et nous avons créé des tables de valeurs pour le calcul de l'acceptance, que nous allons présenter au chapitre 6. Le passage des coordonnées reconstruites à la distribution expérimentale en t fait l'objet du chapitre 7. La borne supérieure de la résolution en t associée est estimée à $\Delta t = 4 \times 10^{-4} \times \sqrt{t} GeV^2$.

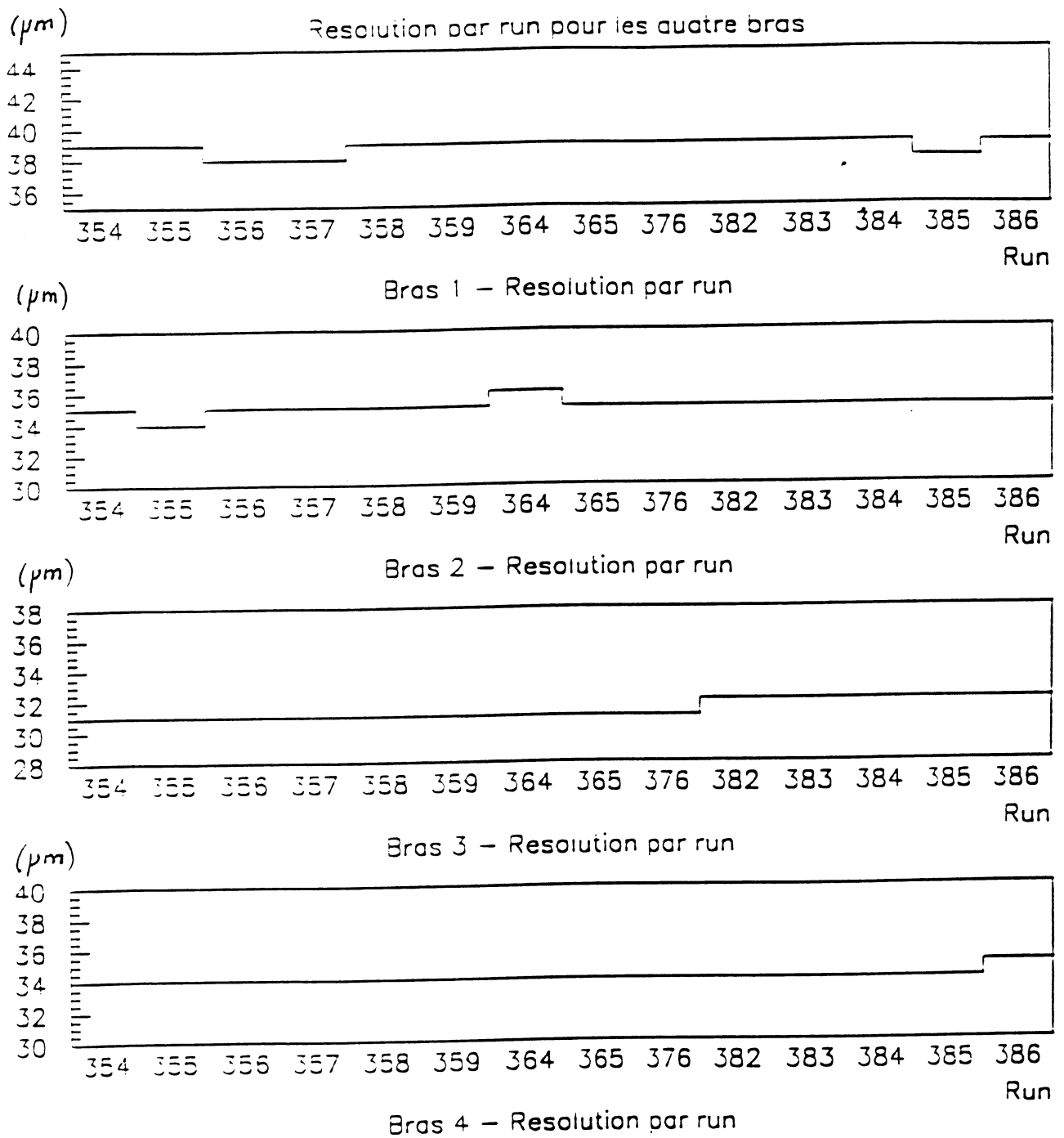


Figure 5.25: Variation de la résolution de la coordonnée verticale $y_{\pi/2}$ (en μm) pour les quatre bras.

Chapitre 6

L'Acceptance des Détecteurs

6.1 Introduction.

La distribution en t , dN/dt , utilisée pour l'ajustement de la valeur de ρ , est obtenue à partir de la distribution expérimentale mesurée, $d\tilde{N}/d\tilde{t}$. Ces distributions se déduisent l'une de l'autre à l'aide d'une fonction décrivant les coupures dues à la géométrie de la ligne, ainsi que la géométrie, l'efficacité et la résolution des détecteurs. En effet, en situation expérimentale, nous obtenons à partir de nos données la distribution $d\tilde{N}/d\tilde{t}$, fonction de la variable \tilde{t} , correspondant aux événements qui ont effectivement traversé le système de détection, donc corrigée de cette fonction, que nous appellerons l'*acceptance*.

L'acceptance que nous utilisons ici est principalement géométrique. Elle est obtenue à partir de la simulation de l'expérience, qui inclut à la fois les paramètres du faisceau (position et taille du volume d'interaction, divergence angulaire), les paramètres des détecteurs (résolution et efficacité), et la géométrie de la ligne de transfert entre le point d'interaction et les détecteurs.

6.2 La définition de l'acceptance.

Nous avons présenté au chapitre 1 la forme théorique de la section efficace différentielle, donnée par l'expression 1.12. Elle est reliée simplement à la distribution du nombre total d'événements élastiques produits, dN/dt , et à la valeur de la luminosité intégrée \mathcal{L} de la machine par la relation 1.6. Nous obtenons à partir de nos données une distribution fonction de \tilde{t} , la valeur mesurée de t . Nous décrivons le lien entre cette distribution et la distribution dN/dt par la relation:

$$\frac{d\tilde{N}}{d\tilde{t}}(\tilde{t}) = \varepsilon \cdot c \cdot (r * (a \cdot (s * \frac{dN}{dt}))) \quad (6.1)$$

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

a représente l'acceptance géométrique des détecteurs.

r décrit la contribution de la résolution des chambres à dérive et des détecteurs à fibres.

c décrit la coupe fiduciaire sur la valeur des angles θ_x et θ_y au point d'interaction.

ε représente l'efficacité de nos détecteurs.

Le fait de simuler l'ensemble de l'expérience nous évite la résolution analytique de cette égalité. Nous devons choisir une valeur de départ ρ_0 de ρ . Nous choisissons $\rho_0 = 0.14$, nous verrons plus loin la corrélation entre la valeur initiale et la valeur mesurée.

Nous définissons l'acceptance A par l'équation 6.2:

$$A = \frac{\frac{d\tilde{n}}{d\tilde{t}}}{\frac{dn}{dt}} = \frac{\text{distribution simulée de } \frac{d\tilde{N}}{d\tilde{t}}}{\text{distribution simulée de } \frac{dN}{dt}} \quad (6.2)$$

La distribution théorique simulée dn/dt est obtenue par la génération de $|t|$ comme décrit au paragraphe 6.3.1. Nous montrons au paragraphe 6.3.3 comment obtenir la distribution expérimentale simulée des événements mesurés $d\tilde{n}/d\tilde{t}$. Cette méthode nous permet d'obtenir la valeur de la distribution théorique dN/dt , en corrigeant la distribution expérimentale observée $d\tilde{N}/d\tilde{t}$ par la fonction acceptance A .

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d\tilde{N}}{d\tilde{t}} \frac{1}{A} = \frac{d\tilde{N}}{d\tilde{t}} \frac{dn}{d\tilde{n}} \quad (6.3)$$

6.3 La simulation.

6.3.1 La distribution théorique.

Nous générons en premier lieu la distribution en t théorique (dn/dt), chacune des valeurs de cette distribution étant obtenue au moyen du programme de génération FUNRAN. Celui-ci permet d'obtenir le tirage aléatoire d'une variable, suivant une fonction dépendant uniquement de cette variable. Nous utilisons la forme de la distribution en section efficace différentielle théorique, et nous générons les valeurs de t entre $t_{min} = 0$ et $t_{max} = 0.12 \text{ GeV}^2$, avec un pas de $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$. La procédure est répétée jusqu'à ce que nous ayons le nombre d'événements désirés dans notre distribution dn/dt .

La seule erreur introduite pour cette génération est une erreur statistique. Nous devons donc générer suffisamment d'événements pour que la contribution de la simulation à l'erreur statistique sur la mesure de ρ soit négligeable. Ceci est obtenu en ayant au moins 100 fois plus d'événements que dans notre distribution expérimentale. Nous simulons finalement 20 millions d'événements pour chacun de nos runs.

6.3.2 Les paramètres de la simulation.

Nous devons représenter complètement la longue section droite LSS4 (voir figure 2.4). Nous disposons des données relatives à la géométrie de la nouvelle insertion, aux paramètres des quadrupôles et du faisceau, ainsi qu'à la géométrie des détecteurs et aux régions physique et fiduciaire que celle-ci impose. Enfin, les résolutions et efficacités des différents détecteurs sont prises en compte.

Les paramètres du faisceau et de l'optique.

Les principales données relatives à la géométrie de la ligne sont présentées ci-dessous.

* Longueur effective des quadrupôles : 3.085 m

* Forces des quadrupôles :

$$K_{Q417} = -0.01496957 \text{ m}^{-2}$$

$$K_{Q4181} = 0.00900550 \text{ m}^{-2}$$

$$K_{Q4182} = 0.00814048 \text{ m}^{-2}$$

$$K_{Q419} = -0.01480916 \text{ m}^{-2}$$

* Émittances au point de croisement: elles sont calculées à partir de la taille des faisceaux de protons et d'antiprotons fournie par les "wire-scanners" (voir chapitre 8), et de la valeur des fonctions bêtatroniques horizontale et verticale au point de croisement, de manière à reproduire les distributions en acolinéarité, au moins dans le plan vertical.

$$\epsilon_{Hp} = \epsilon_{H\bar{p}} = 7.40 \cdot 10^{-8} \text{ m.rad}$$

$$\epsilon_{Vp} = \epsilon_{V\bar{p}} \sim 7 \cdot 10^{-8} \text{ m.rad}$$

Nous supposons que le volume d'interaction possède une distribution gaussienne dans les trois axes de coordonnées, de valeur moyenne nulle ($x_0 = 0, y_0 = 0$). La taille longitudinale de la région de croisement est fixée ($\sigma_{z_0} = 110 \text{ mm}$). Nous supposons également que les angles du faisceau dans le plan horizontal et le plan vertical ont une valeur centrale nulle ($\theta_{x_0} = 0$ et $\theta_{y_0} = 0$) par rapport aux axes nominaux de la machine. Nous choisissons de simuler un déplacement des pots plutôt que de corriger la valeur de l'angle du faisceau, les deux corrections ayant le même effet.

Nous utilisons les valeurs des émittances et des fonctions bêtatroniques pour calculer les tailles horizontale et verticale du point de croisement, ainsi que la dispersion angulaire dans le plan horizontal et le plan vertical, côté proton et côté antiproton diffusés (voir équations 6.4 à 6.9). Les valeurs sont celles associées à l'un de nos runs.

$$\sigma_{z_0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\beta_H \epsilon_p \epsilon_{\bar{p}}}{(\epsilon_p + \epsilon_{\bar{p}})}} = 4.81 \text{ mm} \quad (6.4)$$

$$\sigma_{y_0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\beta_V \varepsilon_p \varepsilon_{\bar{p}}}{(\varepsilon_p + \varepsilon_{\bar{p}})}} = 0.88 \text{ mm} \quad (6.5)$$

$$\sigma_{\theta_{x_{0p}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_p}{\beta_H}} = 2.72 \mu\text{rad} \quad (6.6)$$

$$\sigma_{\theta_{x_{0\bar{p}}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_{\bar{p}}}{\beta_H}} = 2.72 \mu\text{rad} \quad (6.7)$$

$$\sigma_{\theta_{y_{0p}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_p}{\beta_V}} = 14.3 \mu\text{rad} \quad (6.8)$$

$$\sigma_{\theta_{y_{0\bar{p}}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_{\bar{p}}}{\beta_V}} = 14.3 \mu\text{rad} \quad (6.9)$$

Nous générons le point de croisement et calculons les matrices de transfert associées.

La définition de la région fiduciaire.

La première étape consiste à imposer une limite "physique" minimale sur la valeur de la coordonnée horizontale, $x_{phys} = 5 \text{ mm}$, pour tenir compte de la distance entre le fond des chambres et l'axe théorique du faisceau.

Ensuite, nous fixons une autre limite minimale sur la valeur de cette coordonnée. Pour le télescope 1, $x_{min} = 6.5 \text{ mm}$, et pour le télescope 2, $x_{min} = 5.5 \text{ mm}$. Ces limites prennent en compte la résolution des chambres à dérive.

Enfin, nous définissons une région fiduciaire pour tenir compte de la forme du tube à vide insérée dans les quadrupôles (appelée "marguerite"), qui limite spatialement le passage des particules (voir figure 6.1).

Cette région est composée d'un rectangle et d'un trapèze et nous appliquons la coupure sur les coordonnées $x_{\pi/2}$ et $y_{\pi/2}$, uniquement côté proton: coupure sur les coordonnées horizontales et verticales de manière à rester dans un rectangle ($|x_{\pi/2}|$ compris entre x_{min} et 40 mm, et $y_{\pi/2}$ compris entre $\pm 19 \text{ mm}$), puis dans un trapèze (la valeur de $y_{\pi/2}$ passe de $\pm 19 \text{ mm}$ quand $|x_{\pi/2}|$ vaut 40 mm, à $\pm 6 \text{ mm}$ quand $|x_{\pi/2}|$ vaut 90 mm).

Nous effectuons une deuxième coupure, côté antiproton diffusé, mais cette fois uniquement sur la coordonnée verticale (toujours $y_{\pi/2}$ valant $\pm 19 \text{ mm}$ jusqu'à $|x_{\pi/2}| = 40 \text{ mm}$, et ensuite diminution linéaire jusqu'à atteindre $\pm 6 \text{ mm}$ lorsque $|x_{\pi/2}| = 90 \text{ mm}$, mais cette fois sans sélection sur la valeur de la coordonnée horizontale).

Sur la figure 6.2, nous montrons la distribution des événements (coordonnée verticale fonction de la coordonnée horizontale) dans un des pots sans coupure, avec en surimpression la coupe fiduciaire que nous allons imposer.

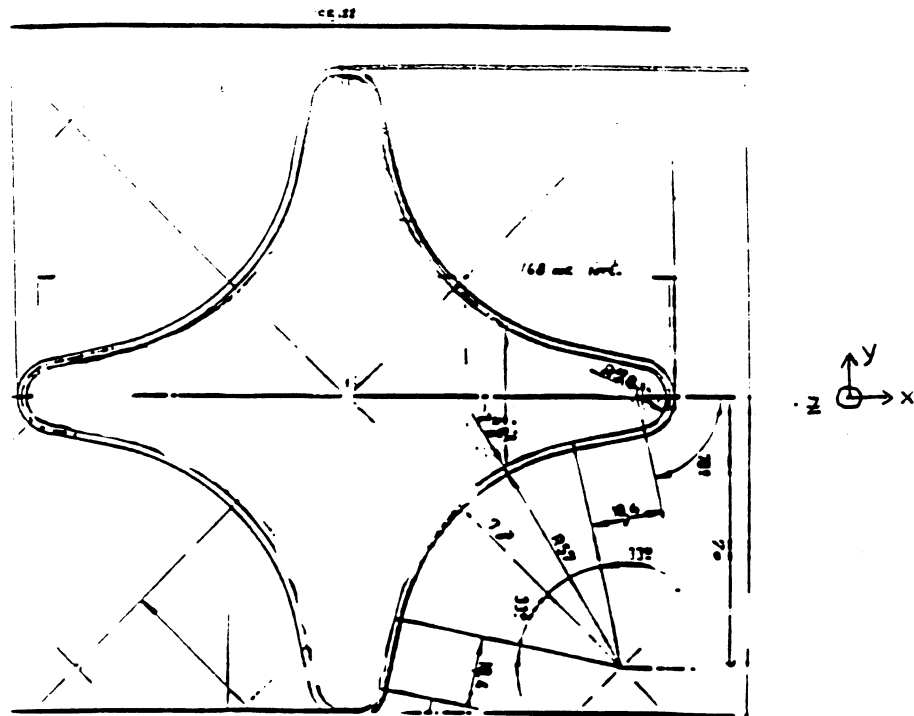


Figure 6.1: La forme du tube à vide dans les quadrupôles.

6.3.3 La distribution expérimentale.

Pour toutes les valeurs de t générées suivant la procédure montrée au paragraphe 6.3.1, nous calculons l'angle de diffusion associé, $\theta_0 = \sqrt{|t|}/p$, avec $p = 270.6 \text{ GeV}/c$, l'impulsion des faisceaux. Nous générons ensuite aléatoirement les coordonnées du point d'interaction (x_0, y_0, z_0) , et les angles associés horizontaux et verticaux pour le proton $(\theta'_{x0p}, \theta'_{y0p})$ et pour l'antiproton $(\theta'_{x0\bar{p}}, \theta'_{y0\bar{p}})$. Nous supposons pour cela que les distributions sont gaussiennes, et nous utilisons les valeurs σ calculées précédemment (§6.3.2).

Nous générons aléatoirement un angle azimuthal φ dans l'intervalle $[0; 2\pi]$, puis nous calculons les angles de diffusion associés côtés proton et antiproton:

$$\begin{cases} \theta_{x0p} = \theta_0 \cos \varphi + \theta'_{x0p} \\ \theta_{y0p} = \theta_0 \sin \varphi + \theta'_{y0p} \\ \theta_{x0\bar{p}} = \theta_0 \cos \varphi + \theta'_{x0\bar{p}} \\ \theta_{y0\bar{p}} = \theta_0 \sin \varphi + \theta'_{y0\bar{p}} \end{cases}$$

Nous simulons ensuite la trajectoire des particules le long du tube à vide et à travers les quadrupôles jusqu'aux détecteurs. Nous calculons les coordonnées horizontales et verticales pour les différentes positions associées aux matrices de transfert (§2.2.2), pour le proton et l'antiproton. Nous rejetons l'évènement s'il est hors de la région fiduciaire, ou hors de la marguerite des quadrupôles Q417 et Q419.

Si l'évènement n'a pas été rejeté, nous considérons alors qu'il a traversé la région physique

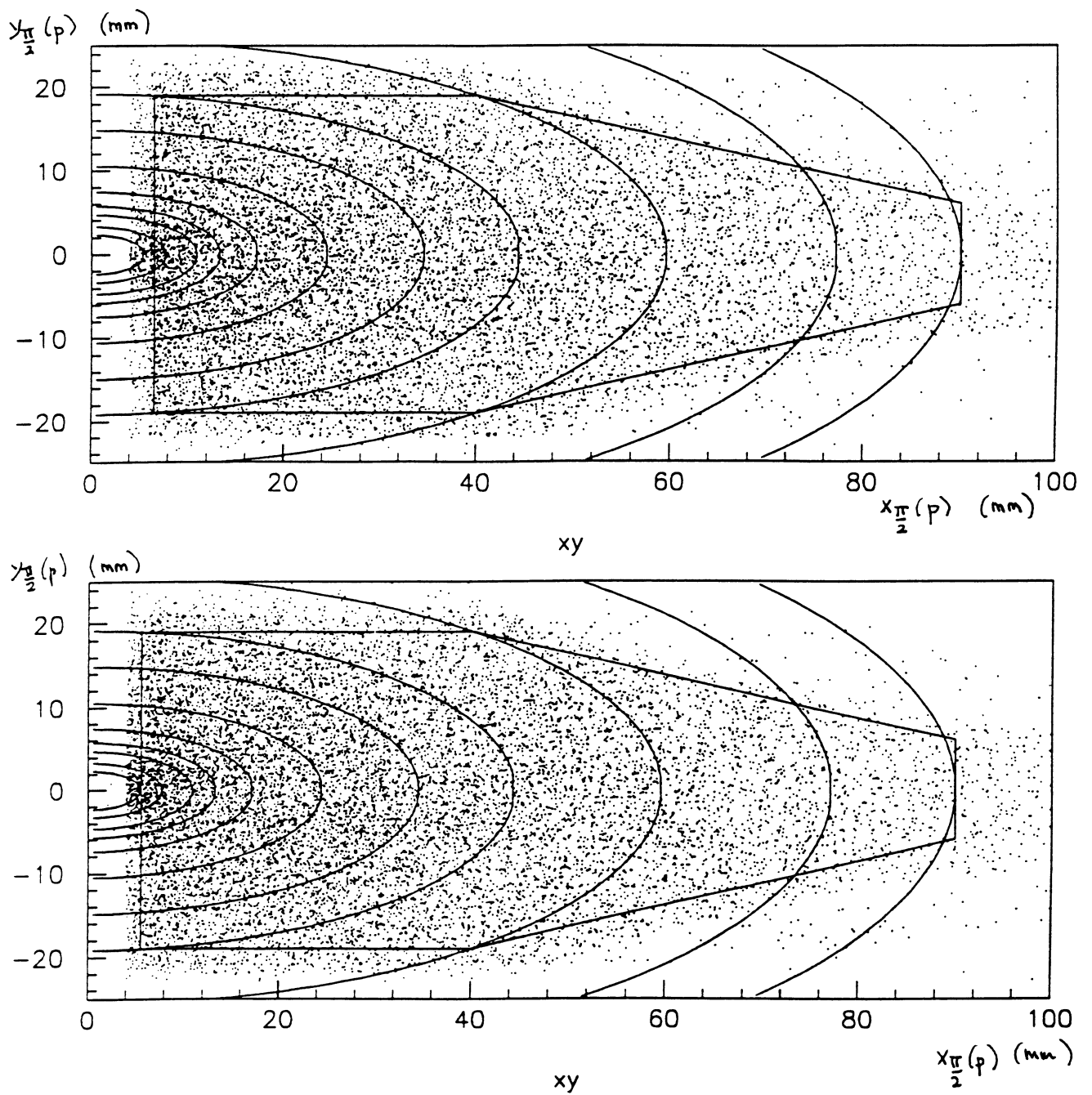


Figure 6.2: $y_{\pi/2}$ vs $x_{\pi/2}$, avec la coupure fiduciaire de forme trapézoïdale, pour les deux télescopes.

définie par nos détecteurs. Nous calculons alors la coordonnée horizontale du proton et de l'antiproton dans chaque plan, affectée de la résolution et de l'efficacité. Nous ajustons une droite sur les coordonnées des huit plans de dérive, et nous en déduisons la coordonnée horizontale du proton et de l'antiproton diffusés à la position longitudinale $\Delta\mu = \pi/2$. Nous utilisons le même type de reconstruction que pour notre analyse.

En ce qui concerne la coordonnée verticale, nous la calculons, introduisons l'effet de la résolution des détecteurs à fibres, puis nous calculons de même la coordonnée verticale associée pour le proton et l'antiproton diffusés (l'efficacité des détecteurs est uniforme, elle n'intervient pas dans l'acceptance).

Nous reconstruisons alors les angles de diffusion associés pour le proton et l'antiproton en utilisant le formalisme des matrices de transfert, et nous en déduisons les angles de diffusion horizontal et vertical, par la même procédure que lors de l'analyse des données.

$$\theta_x = \frac{\theta_{xp} + \theta_{x\bar{p}}}{2} \quad (6.10)$$

$$\theta_y = \frac{\theta_{yp} + \theta_{y\bar{p}}}{2} \quad (6.11)$$

L'angle de diffusion et la valeur de t mesurés associés sont:

$$\theta_m^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2 \quad \text{et} \quad |\tilde{t}| = \theta_m^2 \cdot p^2 \quad (6.12)$$

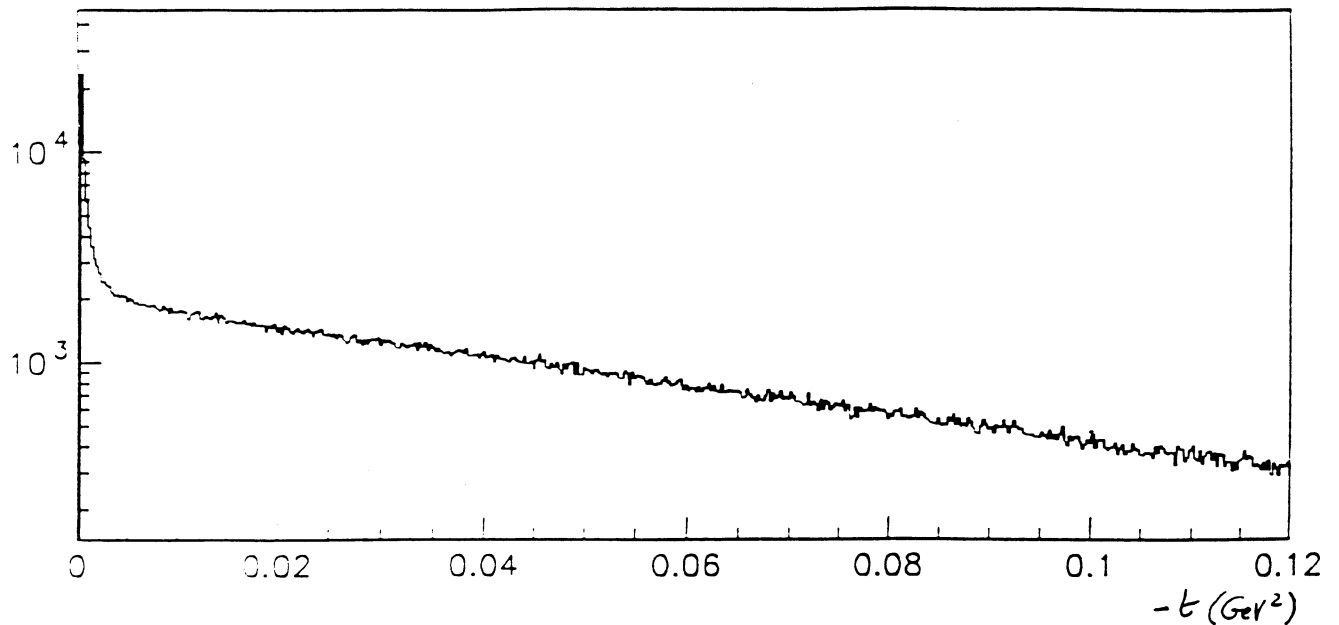


Figure 6.3: *La distribution en t théorique simulée.*

6.4 La distribution en acceptance.

6.4.1 Le calcul de l'acceptance.

Pour chacun des deux télescopes, nous formons les distributions simulées théoriques et expérimentales pour deux intervalles de valeurs sur l'angle azimuthal (φ appartenant à l'intervalle $[0, \pi]$, et φ appartenant à l'intervalle $[\pi, 2\pi]$). Nous obtenons alors la distribution de l'acceptance pour chacun des bras par l'équation 6.2.

Les valeurs de l'acceptance pour chaque pas de l'intervalle en t sont contenues dans des tables que nous utilisons au stade final de l'analyse des données, pour normaliser notre distribution expérimentale en t , comme nous allons le voir au chapitre suivant. Nous présentons figure 6.3 la distribution en t théorique simulée, figure 6.4 la distribution en t expérimentale simulée, et figure 6.5 la distribution en acceptance correspondante. Nous superposons à cette dernière l'acceptance obtenue de façon purement géométrique. Nous observons trois régions, que l'on peut expliciter en l'associant à la figure 3.7. A petites valeurs de $|t|$, associées aux valeurs minimales des coordonnées horizontales et verticales, nous commençons juste à détecter des événements (la plus petite valeur de t observée avec nos détecteurs correspond à $|t| \sim 3 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2$), puis les valeurs de la coordonnée verticale augmentent de 0 à $\pm 19 \text{ mm}$: ceci correspond à la montée puis au "plateau" de l'acceptance, c'est à dire des valeurs de $|t|$ inférieures à environ 0.035 GeV^2 ; ensuite nous sommes dans le rectangle de la région fiduciaire, jusqu'à des valeurs de $|t|$ de l'ordre de 0.06 GeV^2 ; enfin la troisième région correspond au trapèze de la région fiduciaire, nous observons de moins en moins d'événements, et l'acceptance continue à décroître jusqu'à $|t| \sim 0.135 \text{ GeV}^2$, limite de notre région fiduciaire.

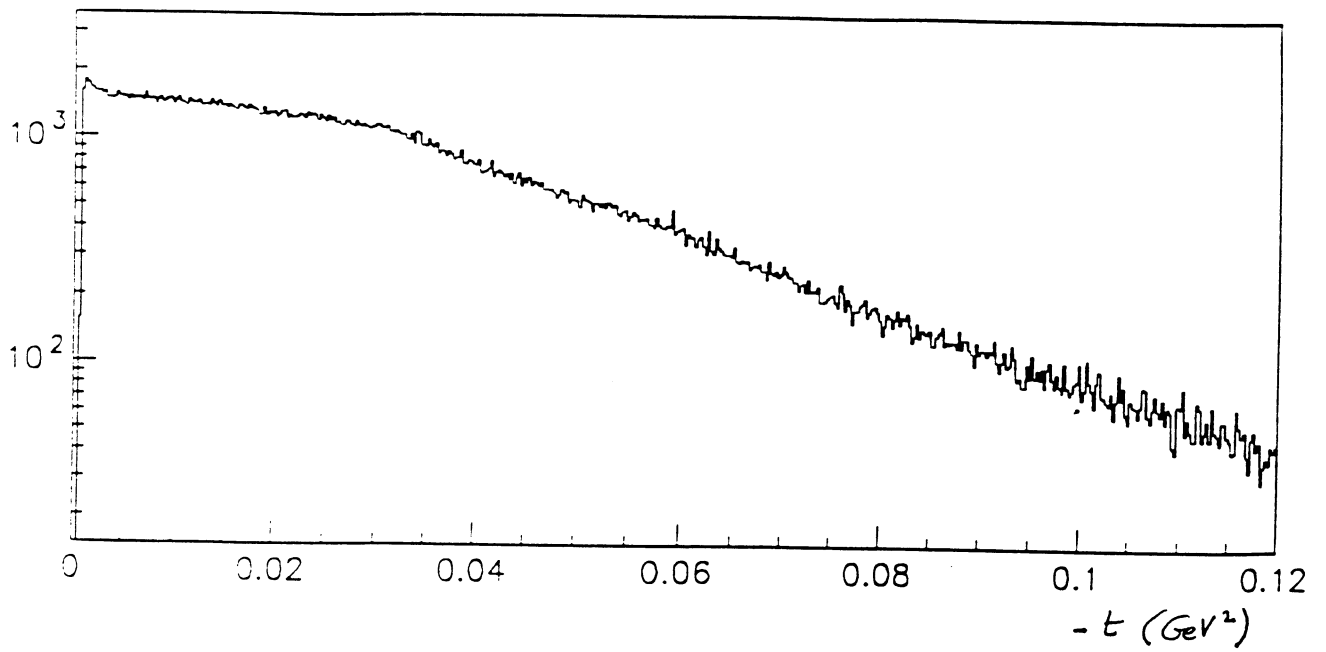


Figure 6.4: *La distribution en t expérimentale simulée.*

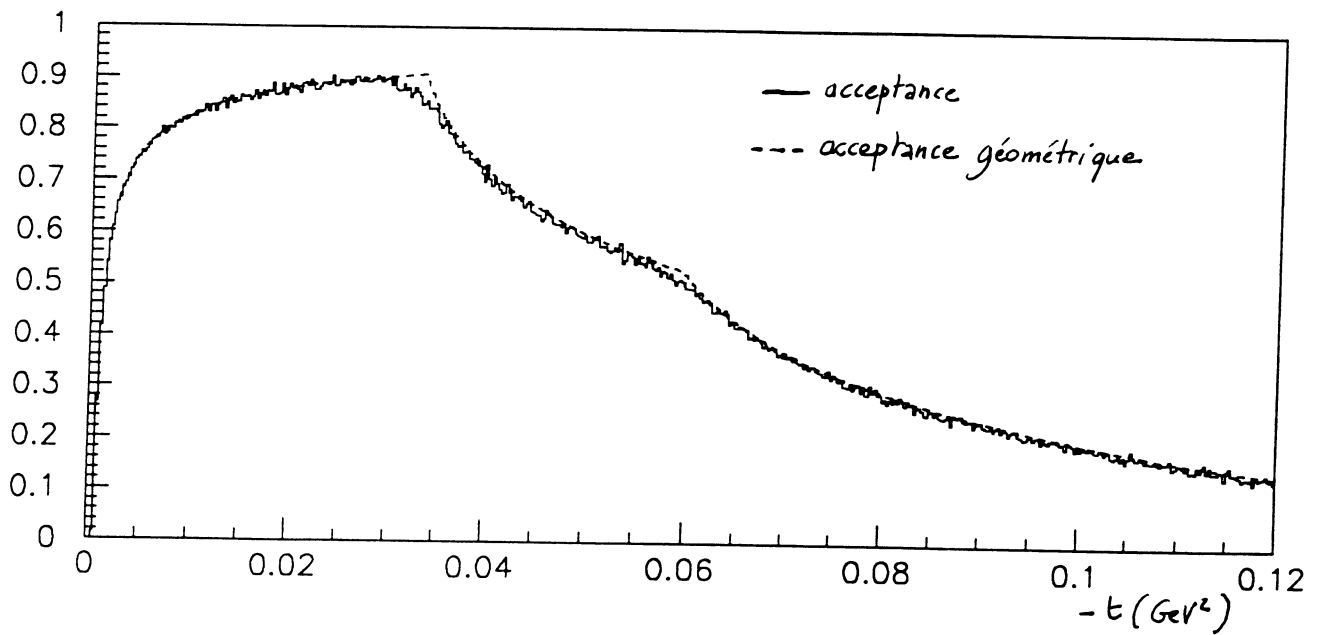


Figure 6.5: *La distribution en acceptance correspondante, et l'acceptance géométrique associée.*

6.4.2 La variation de l'acceptance avec les paramètres.

Nous disposons pour chaque télescope et chacun des runs de tableaux d'acceptance. Nous connaissons les valeurs de l'acceptance associées à 480 valeurs de $|t|$ (entre 0 et 0.12 GeV^2) et 100 valeurs de $|t|$ (entre 0 et 0.005 GeV^2), et ce pour trois coupures différentes de la coordonnée horizontale.

Nous étions un peu plus proche de l'axe théorique du faisceau avec les détecteurs du second télescope. Les coupures minimales sont:

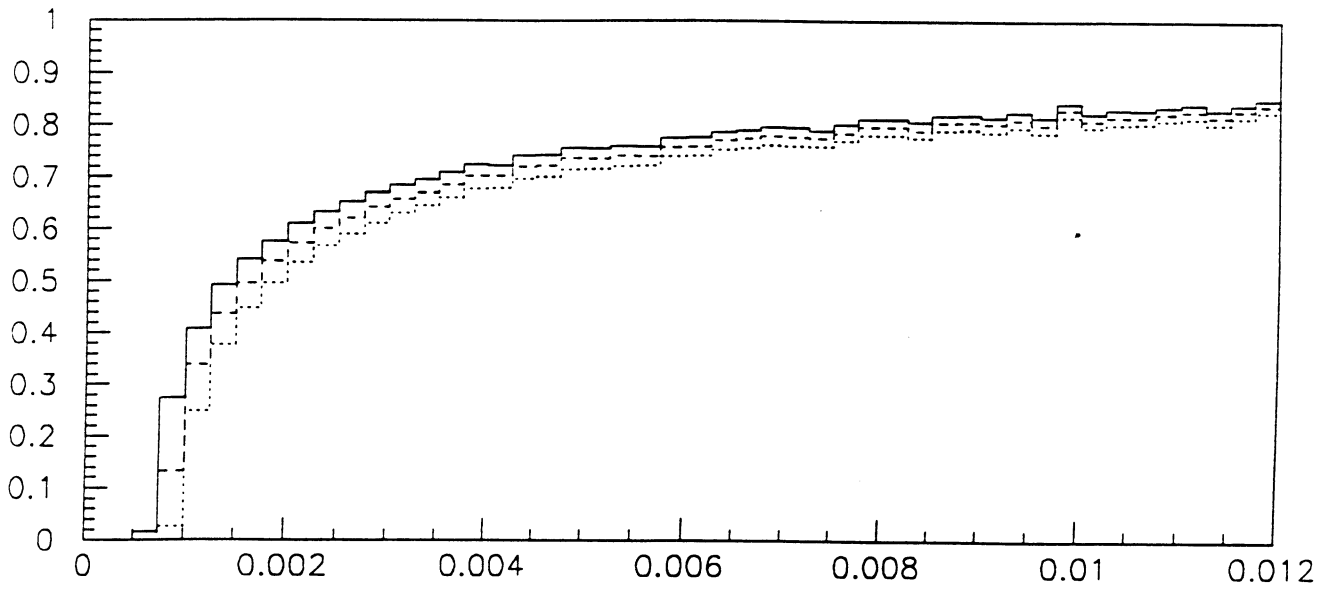
- pour le télescope 1 $x_{min_1} = 6.5, 7, \text{ ou } 7.5 \text{ mm}$,
- pour le télescope 2 $x_{min_2} = 5.5, 6, \text{ ou } 6.5 \text{ mm}$.

Ceci nous permet de vérifier que nous maîtrisons bien l'acceptance aux petites valeurs de la coordonnée horizontale, donc aux petites valeurs de $|t|$. Nous créons donc les mêmes distributions en $|t|$ expérimentales lors de notre analyse. Nous allons vérifier l'influence sur notre résultat suivant la coupure minimale utilisée.

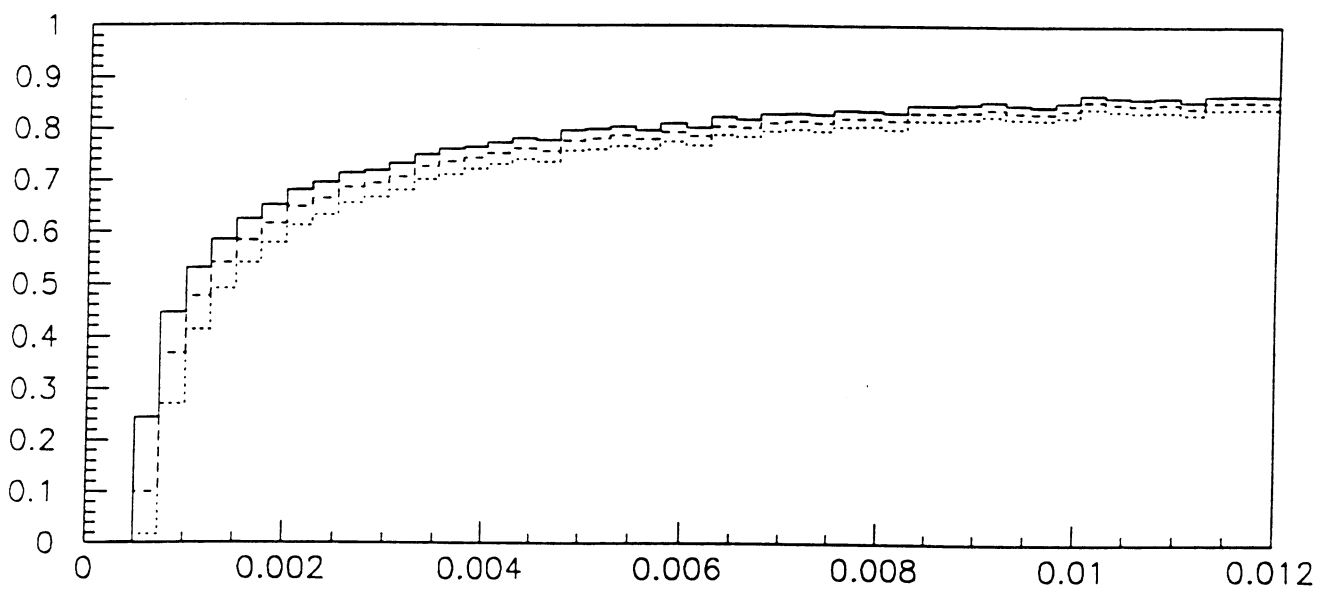
D'autre part, nous avons calculé différentes acceptances en modifiant certains paramètres relatifs à l'optique et au faisceau. Nous vérifions l'effet de ces variations sur nos résultats. Ceci permet d'estimer l'erreur systématique sur la valeur de ρ associée à la variation des paramètres de l'acceptance. L'ensemble de cette étude est présentée au paragraphe 9.3.1, en même temps que l'erreur associée à l'acceptance sur la valeur de ρ . Nous montrons sur la figure 6.6 les acceptances à petites valeurs de t associées aux différentes coupures minimales, pour les deux télescopes.

6.5 Conclusion.

Nous calculons notre distribution en acceptance par télescope sur l'ensemble des runs. Elle est pratiquement identique à l'acceptance géométrique associée. Les effets d'une variation des paramètres géométriques ou des paramètres du faisceau sur la distribution en acceptance associée sont décrits au paragraphe 9.3.1.



acceptance telescope 1



acceptance telescope 2

Figure 6.6: La variation de l'acceptance suivant la coupure minimale à petit t : a) pour le télescope 1; b) pour le télescope 2.

Chapitre 7

La Distribution Expérimentale

7.1 La sélection des événements élastiques.

7.1.1 Introduction.

Ce chapitre est consacré à la description des méthodes utilisées pour la sélection des événements de diffusion élastique parmi notre lot de données. Les algorithmes de reconstruction présentés au chapitre 5 permettent d'obtenir les coordonnées horizontales et verticales des traces qui traversent les détecteurs. Nous allons à présent montrer l'utilisation de ces coordonnées reconstruites, de manière à obtenir la distribution en t .

7.1.2 Les critères de sélection: choix et influences.

Nous cherchons à sélectionner les vrais événements élastiques, en éliminant au maximum les événements dus aux différents bruits de fond. Ce bruit de fond provient de différentes sources et nous le rejetons en effectuant des coupures spécifiques décrites ci-dessous.

La sélection des bons événements.

La diffusion élastique $p\bar{p}$ correspond à l'interaction d'un proton et d'un antiproton, sans changement de constituant, et nous récupérons donc dans les détecteurs un proton et un antiproton diffusés. La première sélection consiste donc à récupérer ce que nous appelons des "bons événements".

Nous sélectionnons tout d'abord le télescope associé aux compteurs qui ont fourni le déclenchement (1368 ou 2457). Nous devons avoir reconstruit pour l'évènement considéré les coordonnées à $\pi/2$ horizontale et verticale associées au proton et à l'antiproton. Nous vérifions dans le même temps que nous n'avons pas d'évènements dans le télescope opposé, en demandant qu'il n'y ait pas de trace reconstruite dans les deux bras pour la coordonnée horizontale (chambres à dérive à 8 plans), et que le nombre de photomultiplicateurs sélectionnés pour chacun des quatre détecteurs à fibres associés soit inférieur à 5. Un évènement satisfaisant ces conditions est appelé "bon évènement".

Après cette sélection de bons évènements, il nous reste environ 60% des évènements enregistrés. Les évènements rejetés correspondent à des évènements inélastiques, des évènements de diffraction, ou encore des évènements fortuits, absorbés, ou correspondant à des périodes d'inefficacité de nos détecteurs.

Nous étudions à présent l'effet de différentes coupures sur ce lot de bons évènements, de manière à rejeter les évènements inélastiques, diffractifs, hors-temps ou non colinéaires qui pourraient encore intervenir après cette sélection préliminaire.

Les coupures en temps.

Des coupures adéquates sur les signaux associés aux compteurs de déclenchement et de luminosité, permettent d'éliminer les évènements pour lesquels ces signaux ne correspondent pas à une diffusion élastique $p\bar{p}$. Les histogrammes associés aux compteurs de déclenchement présentent deux distributions, l'une correspondant aux particules ayant traversé les compteurs avant la diffusion, l'autre correspondant aux particules ayant traversé le compteur après la diffusion. Ce dernier correspond aux évènements qui nous intéressent. Les histogrammes associés aux compteurs de luminosité présentent aussi ces deux distributions, mais les évènements associés ne sont pas des évènements de diffusion élastique et nous devons les rejeter.

Il reste après cette sélection environ 94% des bons évènements sur les deux télescopes.

La coupure fiduciaire.

La coupure fiduciaire a été présentée au paragraphe 6.3.2. Lorsque nous l'effectuons, le pourcentage d'évènements éliminés par rapport aux bons évènements est d'environ 15% par télescope.

La coupure sur l'acolinéarité.

Les angles de diffusion sont identiques dans les deux bras opposés du même télescope. Cette condition est équivalente aux conditions 3.7 et 3.11, présentées au paragraphe 3.3.3, associées

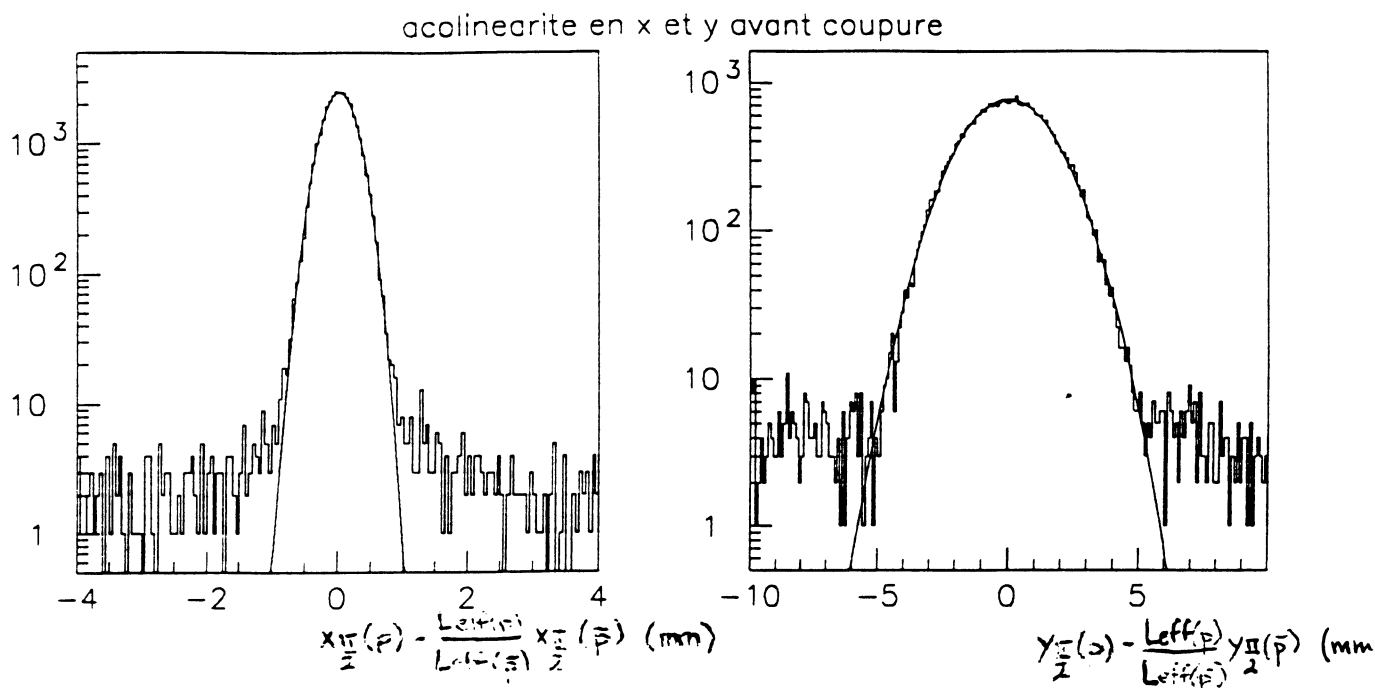


Figure 7.1: Les distributions des différences entre les coordonnées mesurées dans les deux bras d'un télescope: a) pour la coordonnée horizontale; b) pour la coordonnée verticale.

aux coordonnées horizontales et verticales de chaque évènement de diffusion élastique. Les distributions associées aux différences des coordonnées dans les deux bras d'un télescope sont de forme gaussienne, avec un fond constant. Les conditions de sélection correspondent à une coupure à 3 écarts types sur ces distributions gaussiennes (voir figure 7.1). Cependant, si nous considérons seulement l'effet de cette coupure sur les bons évènements, sans effectuer d'autres sélections plus restrictives, ceci fait perdre environ 15% des bons évènements par télescope, à cause des évènements associés au bruit de fond plat restant sous la distribution gaussienne sélectionnée. Nous devons trouver une méthode de soustraction de ce bruit de fond, ce qui est présenté au paragraphe 7.3.1. La perte sur le nombre de bons évènements est d'environ 7% lorsque nous effectuons cette coupure après d'autres affinant la sélection élastique et permettant ainsi une meilleure élimination du bruit de fond.

7.1.3 Conclusion.

Pour notre analyse, nous effectuons successivement toutes les coupures décrites, les unes à la suite des autres. Après l'ensemble des sélections, il reste environ 900000 évènements, c'est à dire 73% des bons évènements. Ceci correspond à environ 45% de l'ensemble des évènements enregistrés durant notre prise de données.

Il est intéressant de comparer au résultat obtenu par la collaboration UA4, qui ne disposait plus que de 77000 évènements dans sa distribution finale sur les 800000 enregistrés.

7.2 L'angle de diffusion et la valeur de t associée.

7.2.1 La méthode.

Après avoir effectué toutes les sélections, nous disposons d'un lot d'évènements de diffusion élastique pour chacun des deux télescopes. Les évènements élastiques ainsi sélectionnés pour chacun des runs sont utilisés pour la détermination des angles de diffusion, et du carré du quadrimoment transféré associé. Connaissant la valeur de ce dernier pour tous nos évènements, nous pouvons former la distribution expérimentale en t associée.

Nous utilisons les définitions de l'angle présentées au paragraphe sur la simulation de la distribution en t expérimentale (équations 6.10 à 6.12). Connaissant les coordonnées du proton diffusé et de l'antiproton diffusé, dans le plan horizontal ($x_{\pi/2}(p)$ et $x_{\pi/2}(\bar{p})$), et dans le plan vertical ($y_{\pi/2}(p)$ et $y_{\pi/2}(\bar{p})$), pour un télescope donné, nous calculons l'angle de diffusion θ_m associé à la collision élastique. L'ordre de grandeur des angles de diffusion mesurés varie d'une soixantaine de microradians à environ 1.8 milliradians.

La valeur du carré du quadrimoment transféré est obtenue à partir de l'angle de diffusion θ_{dif} par la formule:

$$|t| = \theta_{dif}^2 \times p^2 \quad (7.1)$$

Dans cette formule, l'angle de diffusion utilisé θ_{dif} est l'angle de diffusion mesuré θ_m , corrigé de l'angle du faisceau θ_f , dont la détermination est présentée au paragraphe suivant.

7.2.2 L'angle du faisceau θ_f .

Si le faisceau ne suit pas parfaitement l'axe théorique de sa trajectoire, mais est dévié d'un angle noté θ_f , nous n'obtenons pas l'angle de diffusion réel associé à la diffusion élastique à partir de nos coordonnées. L'angle de diffusion à utiliser est $\theta_{dif} = \theta_m - \theta_f$. Nous devons déterminer la valeur de l'angle du faisceau dans le plan horizontal et le plan vertical pour tous nos runs, afin d'avoir la valeur exacte de t . Pour ce faire, nous l'ajustons sur nos données de manière à obtenir des distributions en t symétriques dans les deux télescopes.

En pratique, nous ajustons un seul angle du faisceau dans le plan horizontal θ_{fh} pour les deux télescopes, et un angle du faisceau dans le plan vertical pour chacun des télescopes θ_{fv1} et θ_{fv2} (la moyenne entre les deux angles verticaux ainsi obtenue devant être constante au cours du temps). Nous créons nos distributions en t en tenant compte de ces angles résiduels dans le calcul des angles de diffusion, et nous ajustons les valeurs de ces angles de façon itérative (d'abord l'angle horizontal, ensuite l'angle vertical, etc..) en imposant que les distributions en t dans les deux télescopes soient semblables (même allure, même pente, même valeur de ρ).

Nous obtenons des valeurs différentes par run. Sur l'ensemble de ces runs les valeurs obtenues pour l'angle résiduel horizontal sont:

$$0. \leq |\theta_{hf}| \leq 8.9 \mu rad \quad (7.2)$$

L'erreur associée à la détermination de θ_{hf} est inférieure à $1 \mu rad$.

En ce qui concerne les angles résiduels dans le plan vertical nous obtenons les valeurs décrites ci-dessous:

$$0. \leq |\theta_{vf}| \leq 16. \mu rad \quad (7.3)$$

L'erreur associée à la détermination de l'angle vertical est d'environ $5 \mu rad$. Elle est beaucoup plus importante que celle sur l'angle horizontal. Ceci est dû au fait que l'effet d'une variation de cet angle vertical sur la distribution en t est très faible, comme nous le verrons au moment de l'étude des effets systématiques (voir paragraphe 9.3.1).

7.3 La distribution expérimentale en t .

7.3.1 Le bruit de fond.

Les critères de sélection ont été optimisés de façon à sélectionner le maximum d'évènements correspondants à des diffusions élastiques, tout en rejetant le bruit de fond. Cependant, il subsiste encore dans le lot de données finales des évènements qui ne proviennent pas de diffusions élastiques. Ce chapitre est consacré à l'estimation de ce bruit de fond résiduel. Pour cela, nous avons utilisé trois méthodes.

Les trois méthodes de calcul.

La première méthode suppose que le bruit de fond n'est pas corrélé entre les deux bras d'un télescope. Elle comporte quatre étapes.

La première consiste à sélectionner des évènements correspondant à du bruit de fond, en appliquant toutes les coupures associées à la sélection des évènements élastiques, sauf celle sur l'acolinéarité pour la coordonnée horizontale, puisque c'est celle qui élimine le plus de bruit de fond. Ceci permet de connaître le comportement de ces évènements, dont nous obtenons ainsi un premier lot, dont le nombre vaut N_1 pour le télescope 1, et N_2 pour le télescope 2.

La seconde étape consiste à créer les distributions dans le plan $x_{\pi/2}, y_{\pi/2}$ de tous les évènements ayant une mauvaise colinéarité horizontale, et ce pour les quatre bras (voir figure 7.2). Pour assurer cette condition, nous utilisons comme critère de sélection celui ci-dessous:

$$|x_{\pi/2}(p) - \frac{Lh_{eff}(p)}{Lh_{eff}(\bar{p})} x_{\pi/2}(\bar{p})| \geq 1.2 mm \quad (7.4)$$

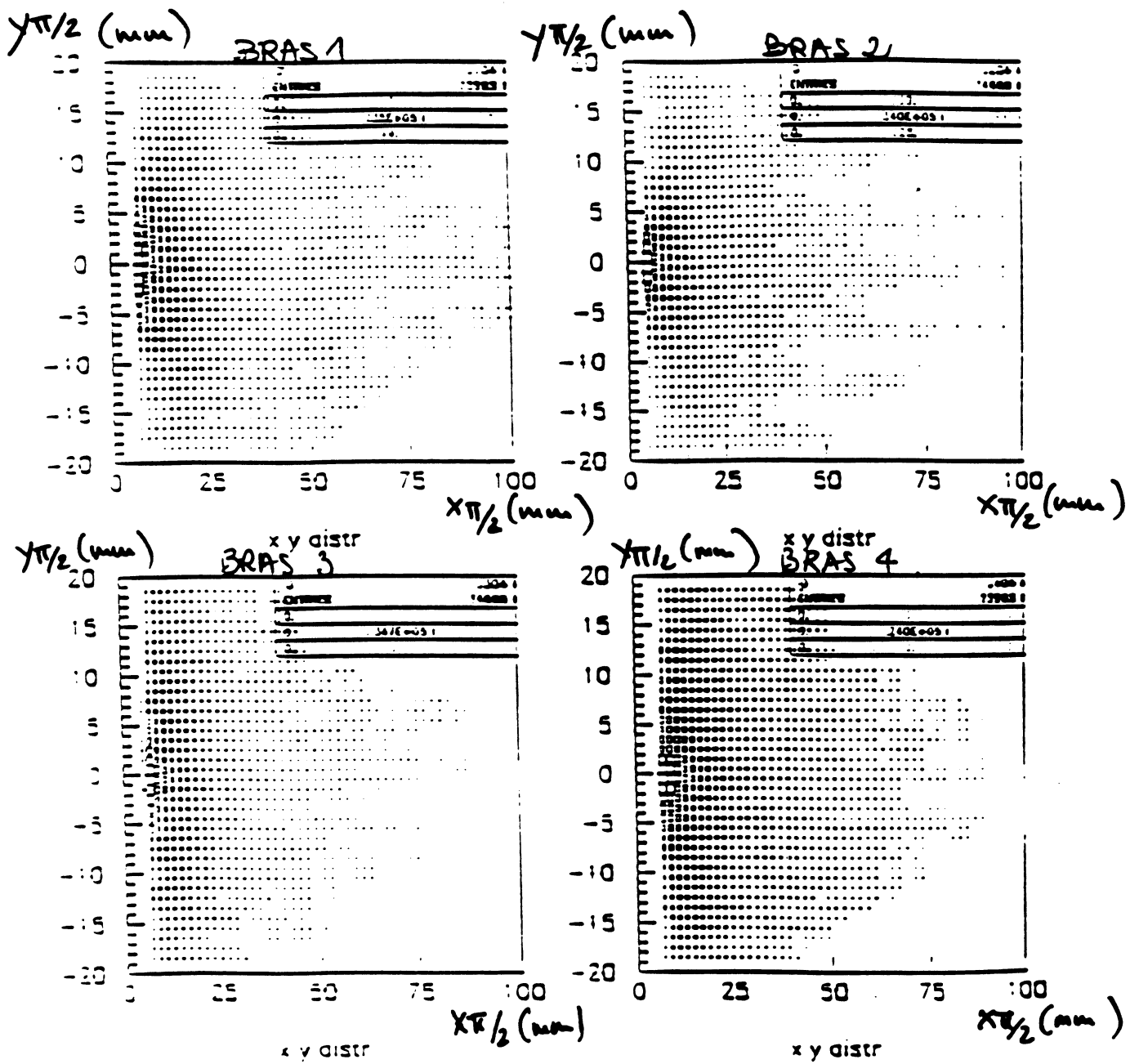


Figure 7.2: La distribution dans le plan $x_{\pi/2} - y_{\pi/2}$ des évènements ayant une mauvaise colinéarité horizontale pour les quatre bras.

Ceci ne correspond pas tout à fait à la condition opposée à celle que nous utilisons pour notre sélection d'évènements élastiques (le terme doit être inférieur à 0.9 mm), mais ceci nous assure de la non colinéarité des évènements étudiés.

Le premier lot créé est donc un sous-ensemble du second: celui des évènements "élastiques" ayant une mauvaise colinéarité. Ces distributions permettent de déterminer une forme de référence. Nous supposons donc que les évènements de bruit de fond de notre lot d'évènements ne sont que l'extrapolation de ceux ainsi créés, mais avec une bonne acolinéarité.

La troisième étape consiste à générer des couples de traces dans les deux bras d'un télescope, par une méthode de type MonteCarlo. Ces couples de traces sont générés suivant la forme des distributions (x,y) du deuxième lot d'évènements, ce qui permet d'avoir des évènements de même allure que le bruit de fond des données. De plus, cette génération est obtenue sans contrainte sur l'acolinéarité, de façon à pouvoir estimer par la suite ceux qui ont une bonne colinéarité.

Les coordonnées horizontales et verticales des traces générées suivent donc la corrélation correspondante sur la figure 7.2. Cette génération est stoppée lorsque le nombre d'évènements correspondant à chacun des télescopes est respectivement égal à N_1 et N_2 . Ces évènements sont donc typiquement des évènements de bruit de fond.

La quatrième étape consiste à appliquer sur les évènements générés les mêmes coupures que pour la sélection des évènements de diffusion élastique. Le nombre d'évènements restants est le nombre d'évènements du bruit de fond qui contamine notre lot de données élastiques. Ce nombre est déterminé exactement grâce à cette méthode, car nous avons normalisé convenablement la génération. Nous formons la distribution en t de ces évènements. Nous obtenons directement le taux de contamination en fonction de t . Nous avons finalement environ 1% de bruit de fond à $|t| = 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

Nous pouvons continuer la génération jusqu'à obtenir une plus grande statistique, afin d'ajuster la forme de la distribution du fond.

La **seconde méthode** a aussi pour hypothèse de départ l'idée que c'est la coupure en acolinéarité horizontale qui élimine le plus de bruit de fond (voir paragraphe 7.1). Pour cette raison, nous estimons le bruit de fond après avoir effectué toutes les autres coupures. La figure 7.1 montre la distribution de la différence entre les coordonnées horizontales mesurées dans les deux bras d'un télescope, avant coupure sur l'acolinéarité horizontale. Le bruit de fond semble plat en dehors de la coupure, et nous supposons qu'il est plat aussi à l'intérieur de cette coupure.

Cependant, nous nous attendons à avoir plus de bruit de fond aux petites valeurs de la coordonnée horizontale (donc aux petites valeurs de t), à cause du voisinage du faisceau. De plus, il est plus commode d'évaluer le bruit de fond en fonction de la variable t , pour pouvoir le soustraire directement de la distribution en t . C'est pourquoi nous allons évaluer le bruit de fond dans chaque bande diagonale de la figure 7.3.

Cette figure représente la corrélation des coordonnées horizontales proton et antiproton pour un des télescopes. Nous séparons les évènements de chacun des télescopes en 21 lots comme indiqué sur cette même figure. L'intérêt d'une telle sélection est qu'à l'intérieur d'une bande diagonale, le bruit de fond est constant sur toute la bande, alors qu'il augmente considérablement lorsque l'on passe d'une bande à grande valeur de la coordonnée à une bande à petite valeur de la coordonnée, c'est à dire à petit $|t|$. Le but est d'obtenir le bruit de fond à petites va-

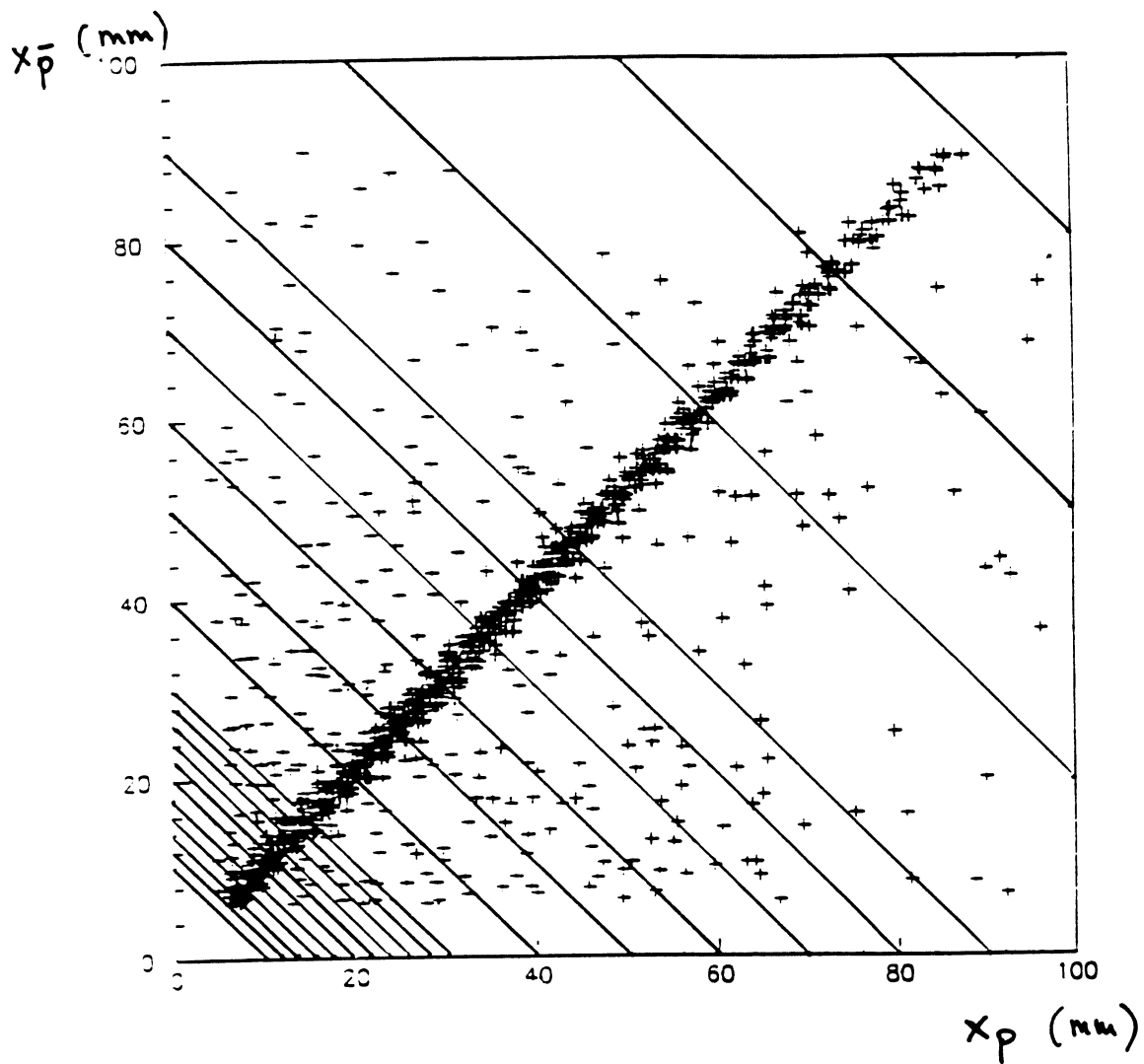


Figure 7.3: La corrélation $x_{\pi/2}(p) - x_{\pi/2}(\bar{p})$ pour le télescope 1. Le bruit de fond dans une bande est constant, et il augmente lorsque la valeur de la coordonnée diminue.

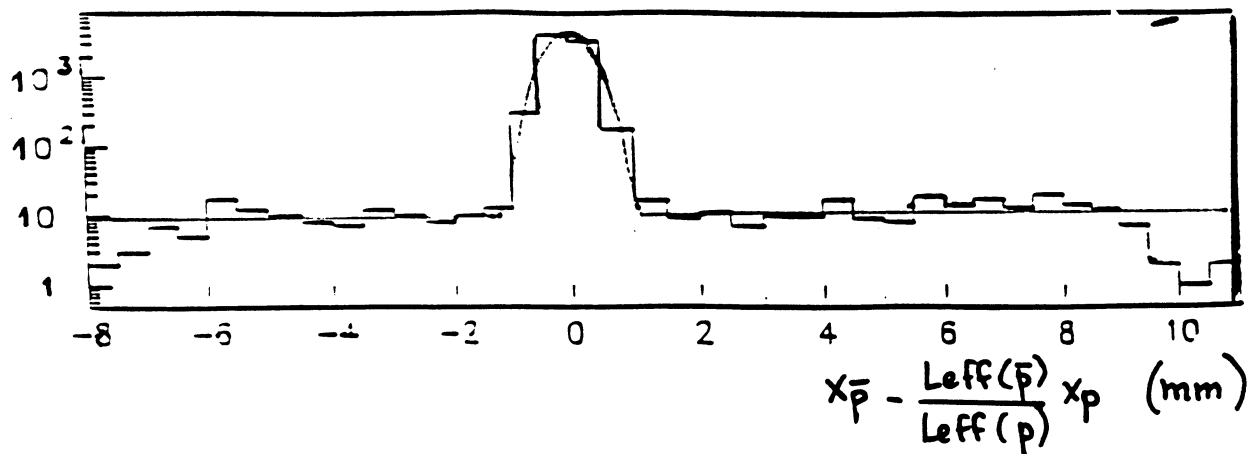


Figure 7.4: La distribution en acolinéarité dans une bande, avec la gaussienne associée aux événements élastiques, et le bruit de fond constant.

leurs de t , là où il est le plus important et où il n'est pas calculable directement, puisque nous n'avons plus d'événements lorsque nous appliquons la coupure sur l'acolinéarité horizontale, et que nous avons des structures dues aux coupures fiduciaires.

Pour cela, nous estimons le bruit de fond à grandes et moyennes valeurs de t , nous ajustons une forme théorique sur la distribution du bruit de fond en fonction de t , et nous extrapolons le bruit de fond aux petites valeurs de t .

Nous formons pour les événements de chacune des 21 bandes associées aux deux télescopes la distribution de la différence entre les coordonnées $x_{\pi/2}$ du proton et de l'antiproton, corrigées des longueurs efficaces (un spectre typique est présenté figure 7.4). Nous ajustons une distribution de type gaussienne plus une constante, et nous en déduisons le pourcentage de bruit de fond de chacune des bandes. Nous calculons aussi la valeur moyenne de $|t|$ associée à cette bande.

Nous formons alors la distribution du taux de bruit de fond en fonction de $|t|$ et nous ajustons une fonction du type: $Ae^{-B|t|^{0.25}} + C$, tenant compte du bruit de fond dû au faisceau, et de celui dû aux événements de diffraction (constant en fonction de t). Nous obtenons comme avec la première méthode un taux de contamination proche de 1% à $|t| = 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Ici, il nous faut cependant oublier dans l'ajustement les points des premières bandes, à cause de structures locales et du manque de statistique dans les distributions de la différence. La figure 7.5 représente le bruit de fond pour les deux télescopes. Compte tenu de l'ajustement, il semble réaliste de considérer comme valeur finale du bruit de fond au maximum d'interférence $1\% \pm 0.5\%$.

La troisième méthode consiste à vérifier l'influence des événements de diffraction sur la distribution en t . Parmi les événements pouvant contaminer ceux de diffusion élastique, nous considérons les processus $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$ ou $\bar{p}p \rightarrow p\bar{X}$, dans lesquels X et \bar{X} représente un état excité de façon diffractive. Nous utilisons un programme de génération d'événements¹ adapté à notre expérience. Nous calculons le taux de contamination des événements de type diffractifs

¹programme "GENEV" - Computer Phys. Comm. 56(1989) p.165

% de bruit de fond

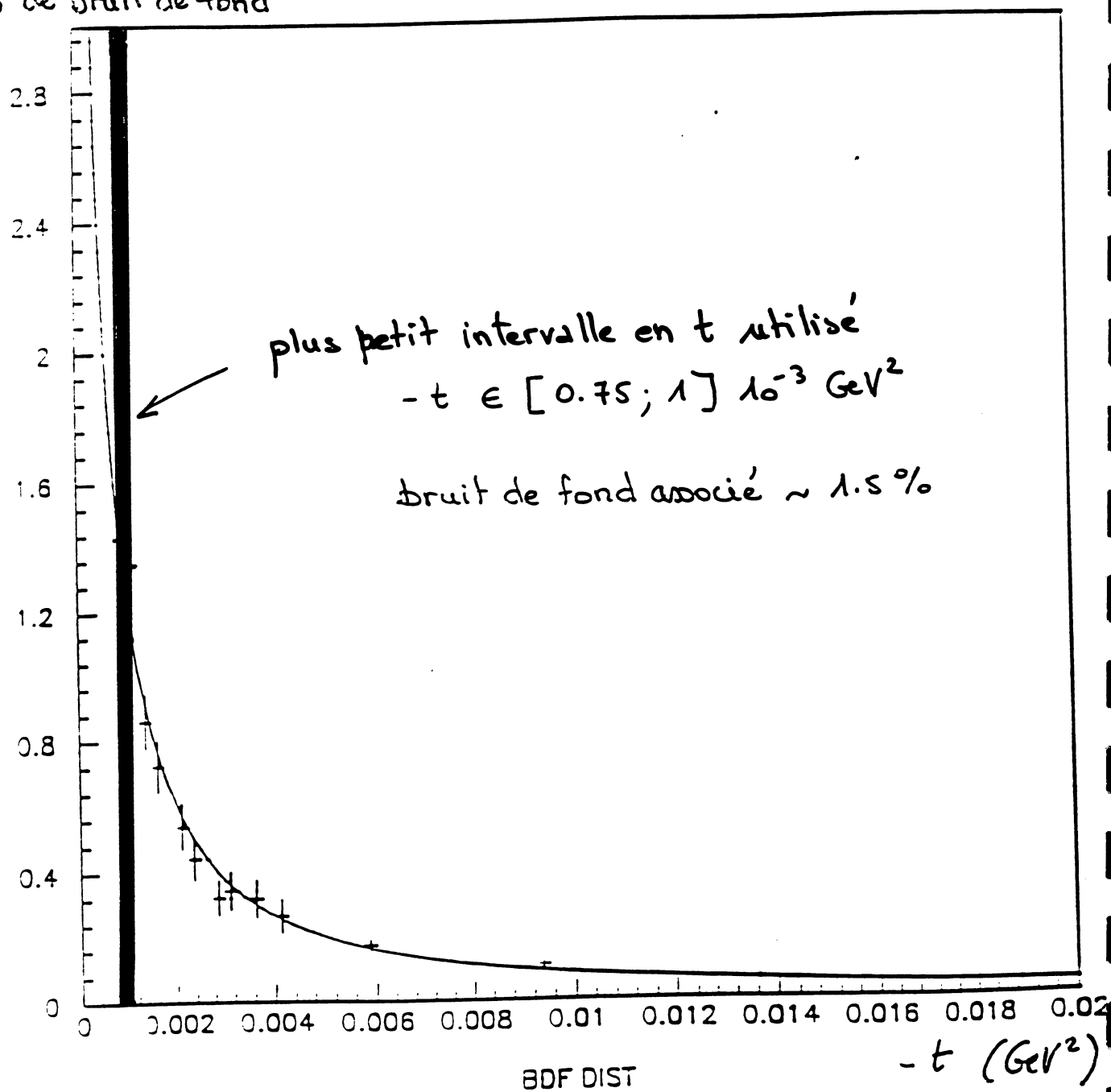


Figure 7.5: L'ajustement sur la distribution en t des événements de bruit de fond.

pouvant déclencher l'acquisition, après sélection des événements élastiques. Tenant compte de l'efficacité associée à nos détecteurs, et utilisant les sections efficaces totales associées aux deux processus (élastique et diffractif), nous déduisons que la contamination due aux événements de type diffractif est constante en fonction de t et vaut 0.02%.

Finalement nous concluons que la contribution des événements de type diffractif au bruit de fond, estimée à seulement 0.02%, peut être considérée comme négligeable et représente la contribution du bruit de fond à grand t .

Les deux premières méthodes d'estimation fournissent la même contribution du bruit de fond en fonction du carré du quadrimoment transféré. La distribution du pourcentage de bruit de fond est formée pour les deux télescopes comme une fonction de t , ce qui nous permet de soustraire ce bruit de fond pour chacun des runs. Nous avons finalement:

$$\begin{array}{l} 1\% \text{ à } |t| = 10^{-3} \text{ GeV}^2 \\ 1.5\% \text{ à } |t| = 7.5 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2 \end{array}$$

7.3.2 L'ensemble des distributions expérimentales en t .

Nous corrigeons la distribution expérimentale des effets d'acceptance géométrique, de résolution et d'inefficacité. Nous la divisons pour ce faire par la distribution en acceptance associée. Pour chaque bin i , nous avons:

$$N(i) = \frac{\tilde{N}(i)}{A(i)} \quad (7.5)$$

où

\tilde{N} représente la distribution expérimentale en t avant correction,

A représente la distribution en acceptance associée,

N représente la distribution expérimentale en t corrigée d'acceptance, que nous utiliserons à présent.

Nous choisissons de remplir nos distributions pour des valeurs de $|t|$ comprises dans l'intervalle $[0; 0.12] \text{ GeV}^2$, par pas de $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$, ce qui correspond à 480 bins, de manière à visualiser l'intervalle en t couvert par nos détecteurs.

Cependant, la partie de la distribution qui concerne directement la zone d'interférence maximale est proche de $|t| = 10^{-3} \text{ GeV}^2$. C'est pourquoi nous remplissons une seconde distribution, concernant les petites valeurs de $|t|$, de 0 à $5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$, par pas de $5 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$, c'est à dire 100 intervalles.

Pour chacun des deux télescopes, nous formons ces deux types de distributions, corrigées d'acceptance. Les figures 7.6 et 7.7 représentent ces deux distributions pour le télescope 1 et le télescope 2 pour l'ensemble des runs.

Distributions en t telescope 1

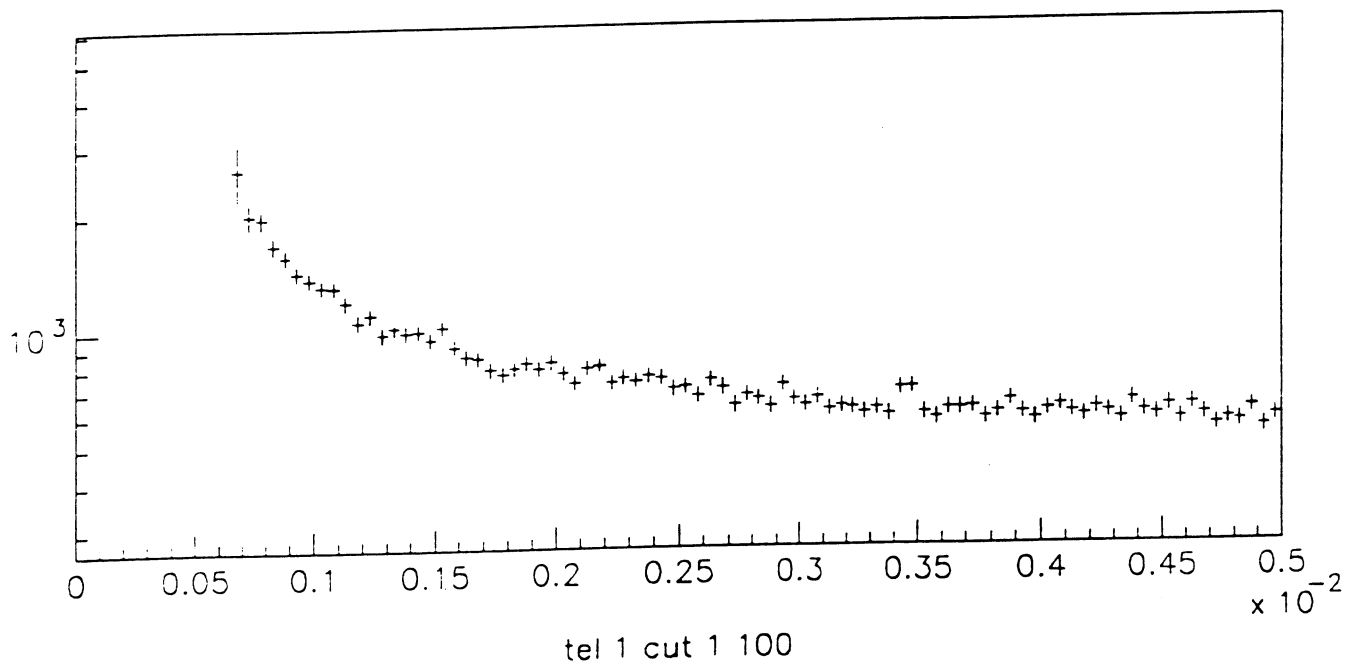
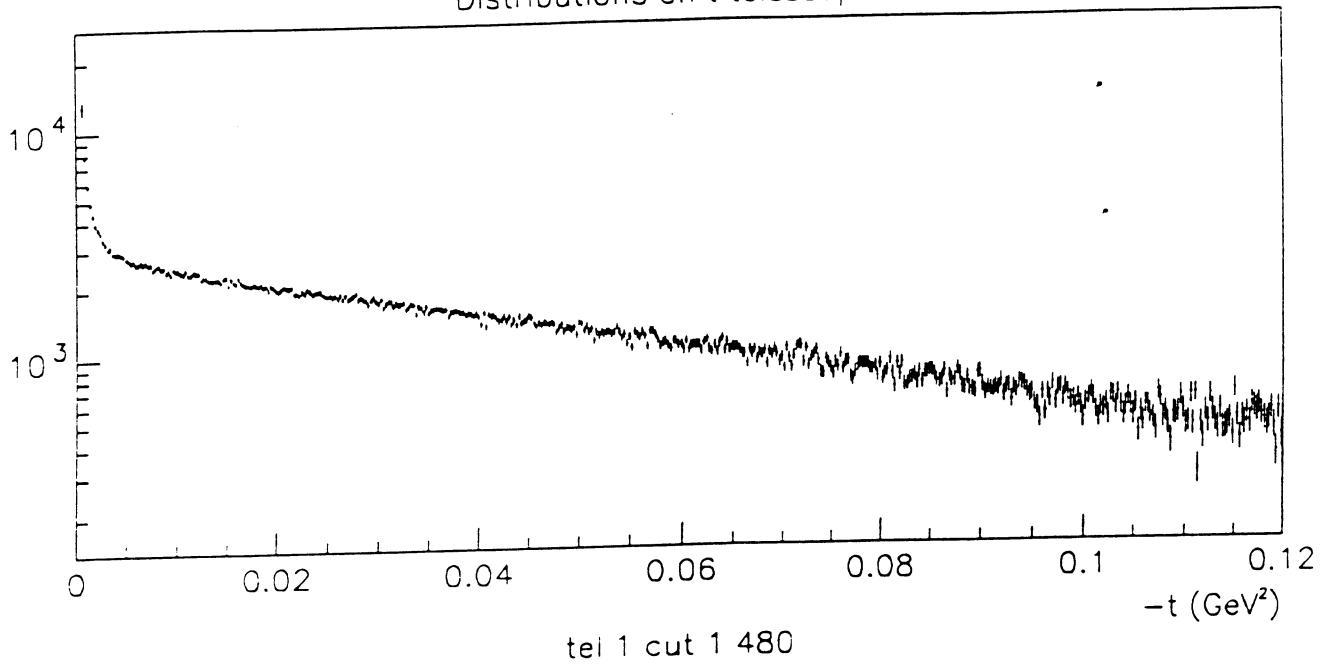


Figure 7.6: Les distributions en t pour le télescope 1 sur l'ensemble des données: a) de 0 à 0.12 GeV^2 ; b) de 0 à $5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

Distributions en t telescope 2

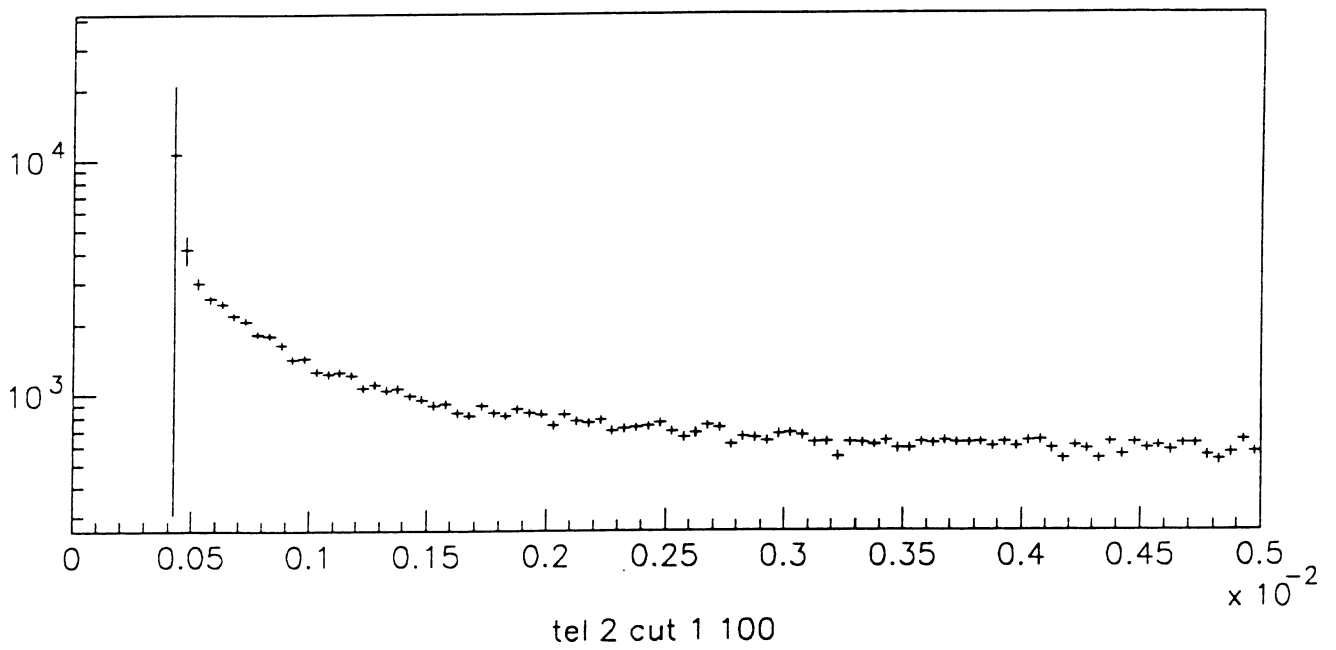
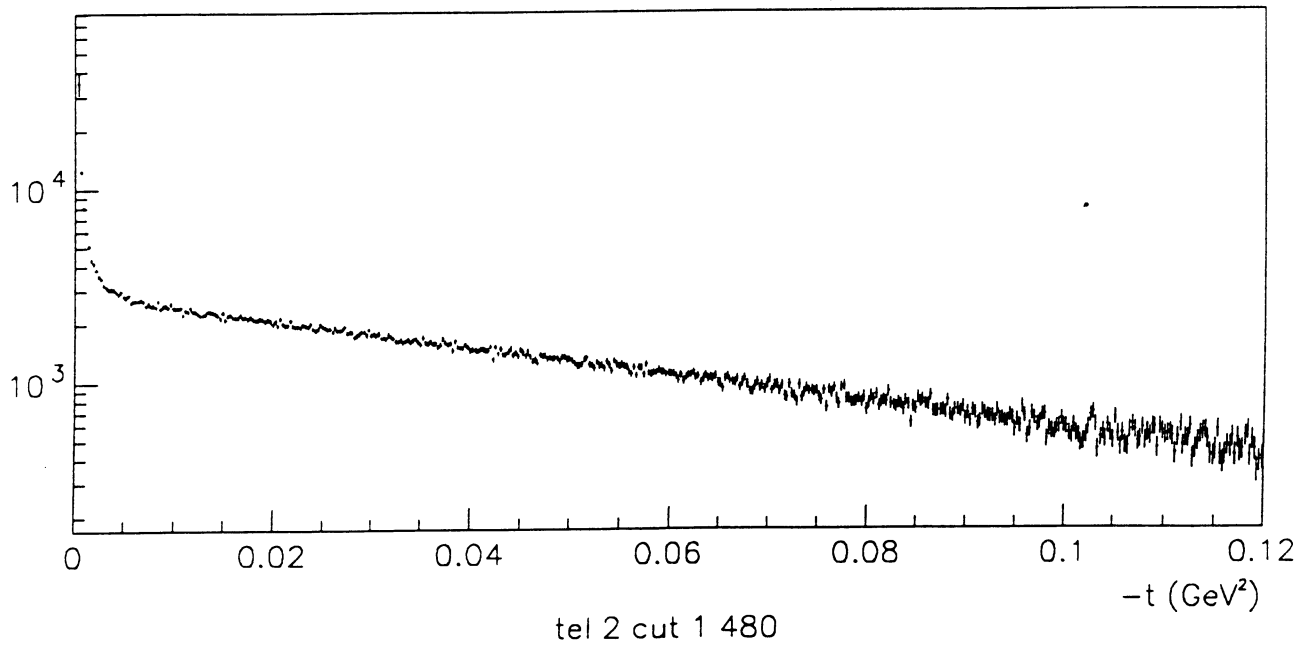


Figure 7.7: Les distributions en t pour le télescope 2 sur l'ensemble des données: a) de 0 à 0.12 GeV^2 ; b) de 0 à $5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

Chapitre 8

La Section Efficace Totale

8.1 Introduction.

Nous mesurons la section efficace totale correspondant à l'énergie dans le référentiel du centre de masse de $\sqrt{s} = 541.2$ GeV, par une méthode dépendante de la luminosité. Nous obtenons la forme de la section efficace totale à partir de celle de la section efficace différentielle élastique nucléaire $d\sigma_n(s, t)/dt = |F_n^2(s, t)|/16\pi s^2$.

$$\sigma_{tot}^2(1 + \rho^2) = 16\pi(\hbar c)^2 \frac{d\sigma_n}{dt} \Big|_{t=0} \quad (8.1)$$

D'autre part, la section efficace différentielle élastique est obtenue à partir de la distribution en quadrimoment transféré $\frac{dN}{dt}$ et de la luminosité intégrée \mathcal{L} (voir équation 1.6). Extrapolant à valeur de t nulle, nous obtenons:

$$\frac{dN}{dt} \Big|_{t=0} = \mathcal{L} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \quad (8.2)$$

Nous obtenons finalement la section efficace totale en fonction de $\sqrt{\mathcal{L}}$ et de $\sqrt{dN/dt|_{t=0}}$.

$$\sigma_{tot} \sqrt{1 + \rho^2} = \frac{4\sqrt{\pi}(\hbar c)}{\mathcal{L}} \frac{dN}{dt} \Big|_{t=0} \quad (8.3)$$

L'erreur sur σ_{tot} est affectée de la moitié de l'erreur sur la luminosité, et de l'erreur sur l'extrapolation à $t = 0$ de dN/dt . La valeur de la section efficace totale obtenue par la collaboration UA4 est présentée en référence [7].

8.2 La mesure de la luminosité.

La luminosité \mathcal{L} est définie en termes d'interactions par unité de section efficace et par unité de temps. Au point d'interaction, elle s'écrit:

$$\mathcal{L} = \frac{f_0}{\pi} \sum_{\text{croisements}} \frac{N_{p_i} N_{\bar{p}_i}}{(\sigma_{H_p}^2 + \sigma_{H\bar{p}}^2)^{1/2} \times (\sigma_{V_p}^2 + \sigma_{V\bar{p}}^2)^{1/2}} \quad (8.4)$$

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

f_0 , la fréquence de révolution de la machine.

$N_{p_i} = N_p$, le nombre de protons du paquet A, B , ou C .

$N_{\bar{p}_i} = N_{\bar{p}}$, le nombre d'antiprotons du paquet X, Z ou Y .

σ_H et σ_V pour le proton et l'antiproton représentent les largeurs individuelles associées aux profils gaussiens des faisceaux. Ces largeurs sont proches pour les paquets de protons et d'antiprotons, et sont mesurées par les "wire-scanners".

8.2.1 Les profils de faisceau.

Les profils des faisceaux dans le plan horizontal et le plan vertical des six paquets sont obtenus à partir des enregistrements des "wire-scanners": le "wire-scanner" est un fil de petit diamètre monté sur un profilé en U qui traverse le faisceau. Le taux d'interaction est mesuré en même temps que la position de ce dernier.

Nous avons deux mesures de profils horizontaux et verticaux pour chacun des six faisceaux. Nous ajustons une distribution gaussienne sur ces profils et nous calculons la largeur des faisceaux comme étant la valeur moyenne des largeurs des distributions des deux mesures associées à un même profil.

La taille d'un paquet au point d'interaction varie de $\sigma_H \sim 4.5 \pm 0.1$ mm à $\sigma_H \sim 8.0 \pm 0.1$ mm dans le plan horizontal, sur l'ensemble des données des wire-scanners durant l'expérience. La taille des paquets dans le plan vertical varie de $\sigma_V \sim 0.89 \pm 0.03$ mm à $\sigma_V \sim 1.6 \pm 0.1$ mm, sur les mêmes données. L'erreur présentée correspond à la différence sur les deux mesures de chaque profil.

8.2.2 Le nombre de protons et d'antiprotons.

Le nombre de protons N_p et d'antiprotons $N_{\bar{p}}$ pour chacun des six paquets est obtenu à partir de la mesure de l'intensité des faisceaux. Ce nombre est mesuré à différentes périodes lorsque les faisceaux circulent dans le collisionneur. Nous avons utilisé à chaque fois la valeur donnée pour ces nombres au temps le plus proche de celui d'enregistrement des profils, de façon à extrapoler au nombre de protons et d'antiprotons de chaque paquet correspondant au même temps que l'enregistrement des wire-scanners. L'intensité typique de chaque paquet était de

$5 \cdot 10^{10}$ particules. Les détecteurs sont sensibles à un seuil de $5 \cdot 10^8$ particules, mais l'erreur systématique associée est de 5%.

8.2.3 La valeur de la luminosité intégrée.

Connaissant l'intensité et les sections apparentes (horizontale et verticale) de chacun des 3 ensembles $i = AX, BZ$ ou CY , ainsi que la fréquence f_0 , nous pouvons calculer la luminosité $\mathcal{L} = \sum_i \mathcal{L}_i$ pour chacune des 12 valeurs à notre disposition. Nous utilisons la forme donnée par l'équation 8.4.

Les luminosités obtenues valent de 100 à 600 (barn.s)⁻¹ suivant la période concernée (voir tableau 8.1).

8.2.4 La fraction d'interactions inélastiques.

Nous reconstruisons la dépendance en fonction du temps des taux de comptage des compteurs de luminosité (voir paragraphe 3.6).

Cette dépendance nous sert à obtenir l'extrapolation de la fraction des événements inélastiques détectés, au temps t_0 d'enregistrement des profils des faisceaux, ceci dans le but de comparer à la luminosité calculée précédemment avec ceux-ci, intégrée dans le temps, sur l'intervalle en temps correspondant à l'acquisition des événements élastiques.

Nous analysons les données relatives aux 11 runs correspondant aux mesures des profils des faisceaux et nous étudions leur dépendance en fonction du temps T défini au paragraphe 3.6. Pour cela, nous ajustons une distribution à décroissance exponentielle sur l'ensemble de nos données par run, en utilisant un regroupement. Nous extrapolons de cette façon le taux de comptage au temps le plus proche correspondant à l'enregistrement des profils, t_0 . Nous obtenons:

$$\text{taux}(t) = R_0 \times e^{-\left(\frac{t-t_0}{T}\right)} \quad (8.5)$$

La figure 8.1 présente cet ajustement sur les données d'une partie d'un run. La pente de cette distribution est associée à la vie moyenne de la luminosité.

Nous calculons les rapports de la luminosité aux taux de comptage extrapolés avec les deux types de coïncidences L_{DA} ou $L_{max\eta}$, qui doivent être constants. Ces taux de comptage représentent un nombre d'événements par seconde. La figure 8.2 représente ces rapports pour l'ensemble des runs.

Les résultats finaux concernant les taux de comptage, la luminosité et les rapports (notés L) sont regroupés dans le tableau 8.1. La valeur finale de ces derniers peut être calculée en utilisant une moyenne pondérée des erreurs, ou encore par une moyenne simple. Nous avons alors $L = \mathcal{L}/V21 = 105 \pm 2 \text{ barn}^{-1}$, en utilisant le trigger L_{DA} et une moyenne pondérée. En multipliant ce résultat par le nombre d'événements enregistrés dans les compteurs à partir

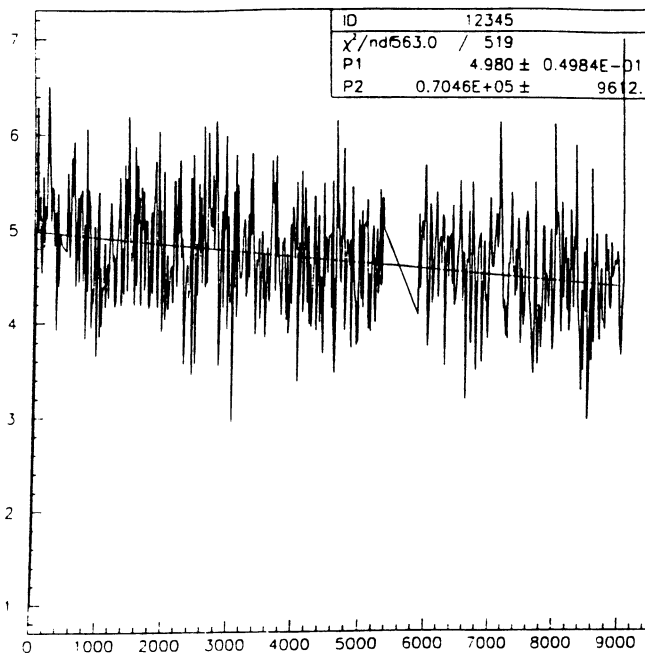


Figure 8.1: *La dépendance en temps du taux de comptage des compteurs de luminosité.*

du temps t_0 , nous pouvons calculer la luminosité intégrée \mathcal{L} par run. L'erreur systématique associée est prise égale à 8 barn^{-1} , tenant compte des erreurs sur le nombre de protons et d'antiprotons. Nous utiliserons finalement comme valeur:

$$L = 105 \pm 2_{(stat)} \pm 8_{(syst)} \text{ barn}^{-1}$$

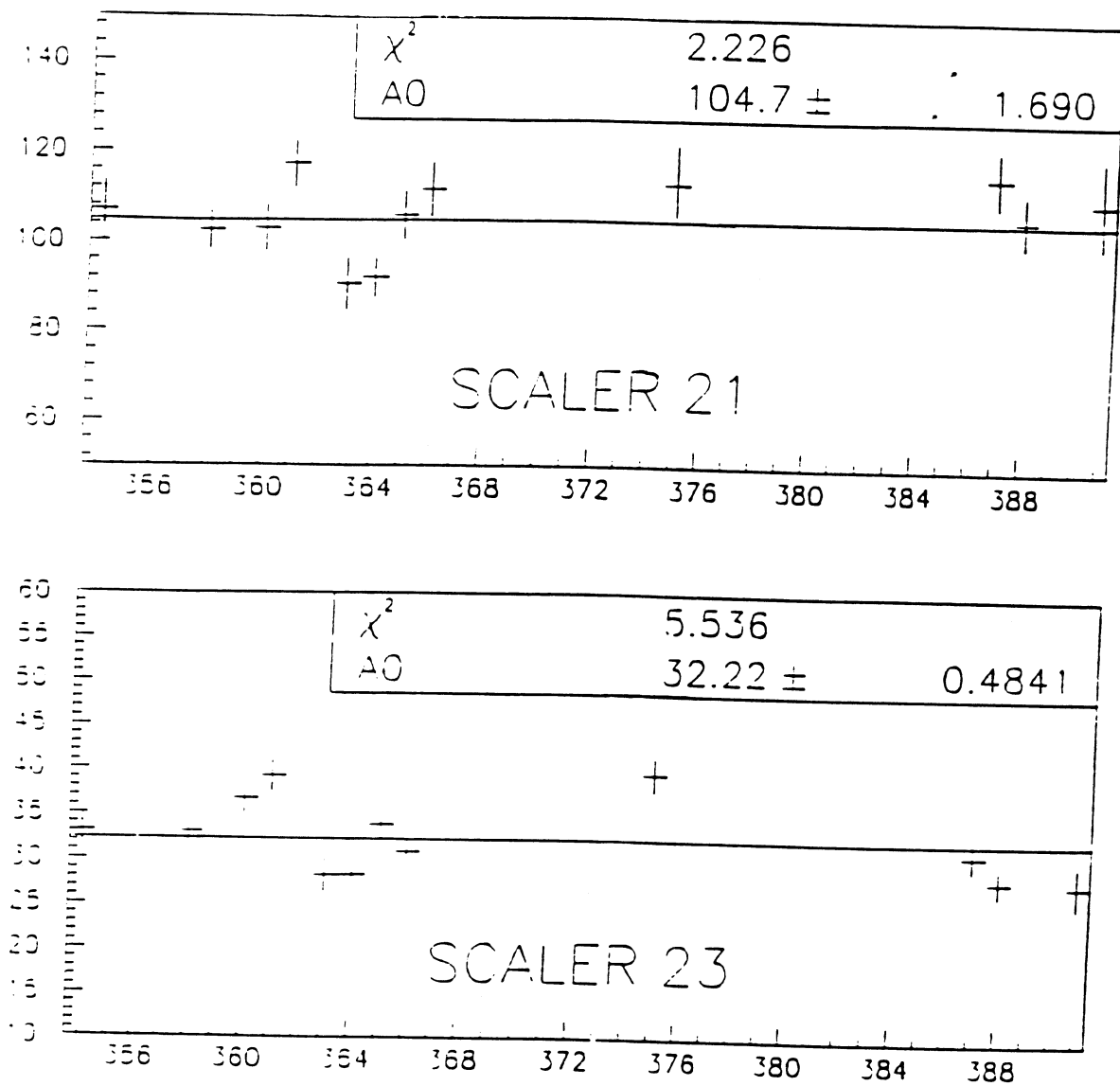


Figure 8.2: *Les rapports de la luminosité aux taux de comptage.*

<i>Run-Date, Temps</i>	\mathcal{L} (wirescan) en $(\text{barn}\cdot\text{s})^{-1}$	Voie 21 en s^{-1}	Voie 23 en s^{-1}	$\mathcal{L}/\text{Voie 21}$ en barn^{-1}	$\mathcal{L}/\text{Voie 23}$ en barn^{-1}
354-01D,15:10	121.4 ± 6.40	1.136 ± .042	3.672 ± .046	107 ± 7	33.1 ± 1.8
358-03D,14:10	266.3 ± 11.0	2.596 ± .043	8.067 ± .061	103 ± 5	33.0 ± 1.4
360-06D,16:30	522.8 ± 26.0	5.370 ± .130	15.05 ± .210	103 ± 5	36.7 ± 1.8
361-06D,20:58	482.1 ± 21.2	4.108 ± .043	12.29 ± .200	117 ± 5	39.2 ± 1.8
364-07D,08:00	174.6 ± 11.5	1.929 ± .013	6.176 ± .022	91 ± 6	28.3 ± 1.9
364-07D,10:08	148.0 ± 7.10	1.608 ± .019	5.225 ± .033	92 ± 5	28.3 ± 1.4
365-07D,11:26	551.0 ± 28.0	5.201 ± .078	16.27 ± .140	106 ± 6	33.9 ± 1.7
365-08D,12:55	124.7 ± 5.50	1.116 ± .037	4.031 ± .067	112 ± 6	30.9 ± 1.5
375-08D,20:50	337.0 ± 13.9	2.980 ± .200	8.500 ± .220	113 ± 9	39.6 ± 1.9
388-18D,19:06	256.3 ± 13.7	2.230 ± .026	8.262 ± .046	115 ± 6	31.0 ± 1.7
388-18D,20:50	201.2 ± 11.0	1.904 ± .016	7.138 ± .028	115 ± 6	31.0 ± 1.7
392-19D,05:26	104.3 ± 9.20	0.952 ± .012	3.759 ± .022	110 ± 9	27.8 ± 2.4

Tableau 8.1: *Les résultats sur la luminosité pour les différents runs.*

8.3 La mesure de la section efficace totale.

8.3.1 Le taux de comptage des évènements élastiques.

Nous vérifions ici la stabilité du rapport du nombre d'évènements élastiques au nombre d'évènements associés dans les compteurs de luminosité, afin de nous assurer de pouvoir effectuer une bonne mesure de la section efficace totale. Nous appliquons les critères de sélection des évènements élastiques présentés au chapitre 7.1, pour comptabiliser run par run le nombre de ces évènements pour les deux télescopes (N_{el1} et N_{el2}), par tranches de 5000 évènements enregistrés, ainsi que le taux d'interactions inélastiques par run associées (N_{in}). Pour ces dernières, nous utilisons les valeurs mesurées par les compteurs à scintillations, contenues dans la voie de l'échelle numéro 53. Ceci correspond au trigger L_{DA} (3.22) pour les évènements dits "gated" (voir paragraphe 3.6. Nous soustrayons le bruit de fond obtenu à partir de la voie de l'échelle numéro 64 (même remarque).

Nous formons le rapport de ces quantités pour les deux télescopes:

$$\xi_1 = \frac{N_{el1}}{N_{scal1}} = \frac{N_{el1}}{N_{V53} - N_{V64}} \quad (8.6)$$

$$\xi_2 = \frac{N_{el2}}{N_{scal2}} = \frac{N_{el1}}{N_{V53} - N_{V64}} \quad (8.7)$$

Nous montrons sur la figure 8.3 que ces rapports ont une valeur constante centrée autour de 0.3 pour chaque télescope. Nous en concluons que nous pouvons à partir de nos différents compteurs d'évènements obtenir une bonne mesure de la luminosité et de la section efficace totale.

8.3.2 La méthode de mesure de la section efficace totale.

La méthode de mesure de la section efficace totale est celle présentée en introduction. Il s'agit d'obtenir à partir de notre distribution expérimentale en $|t|$ la valeur de la section efficace différentielle nucléaire élastique extrapolée à $t = 0$, puisque c'est à partir de cette dernière que nous obtenons la section efficace totale (voir équation 8.1). Le problème vient de la forme de la section efficace différentielle, qui contient non seulement le terme nucléaire qui nous intéresse, mais aussi ceux associés à la diffusion coulombienne et le terme d'interférence. Nous utilisons la même forme que celle utilisée pour le calcul de ρ (1.12), que nous réécrivons de manière à mettre en évidence la partie nucléaire:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_N}{dt} \left(1 + \frac{\frac{d\sigma_I}{dt}}{\frac{d\sigma_N}{dt}} + \frac{\frac{d\sigma_C}{dt}}{\frac{d\sigma_N}{dt}} \right) \quad (8.8)$$

Nous devons choisir l'intervalle d'ajustement en $|t|$ sur notre distribution expérimentale. La contribution de la section efficace différentielle nucléaire élastique est dominante à partir

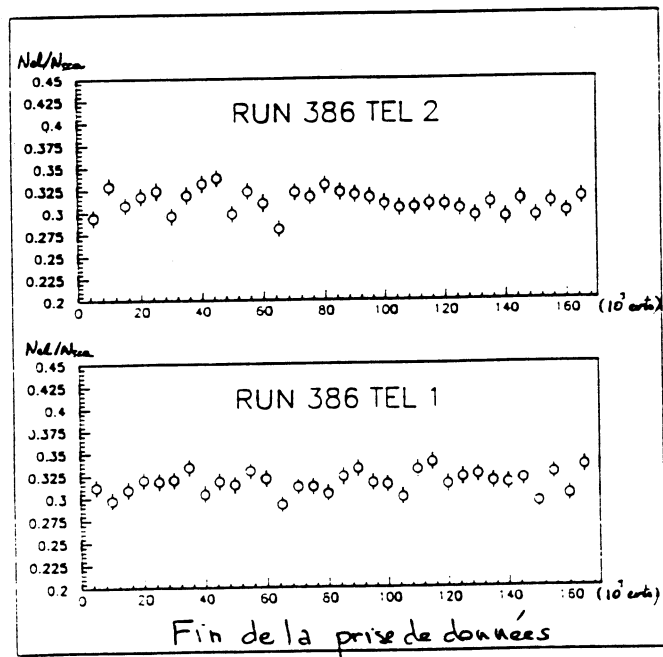
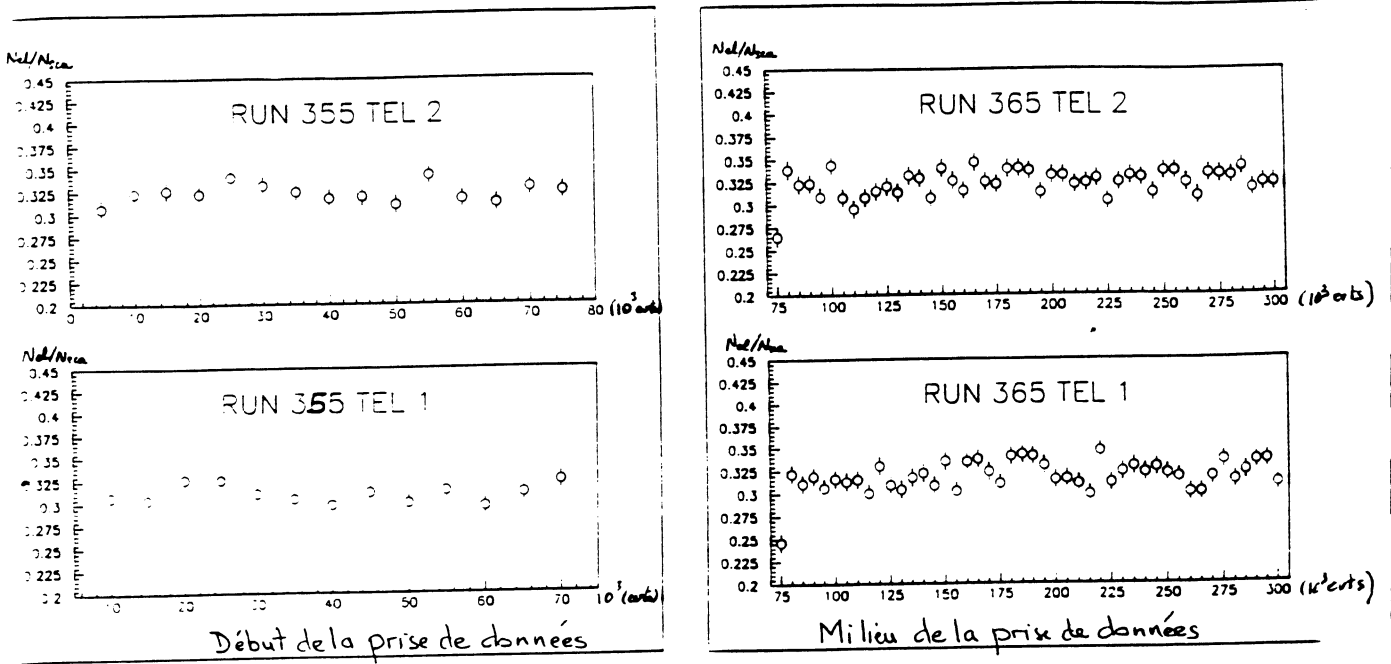


Figure 8.3: Le rapport N_{el}/N_{scal} pour les deux télescopes.

d'une certaine valeur de $|t|$, que nous choisissons égale à $|t| = 3 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$. En dessous de cette valeur, le terme coulombien et le terme d'interférence ont une contribution importante. Nous fixons la limite supérieure de l'intervalle à $8 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^2$, de manière à limiter les effets statistiques par run. Nous sommes ainsi assurés de travailler sur un intervalle en $|t|$ correspondant à la contribution dominante de la partie nucléaire.

Nous cherchons la valeur de la section efficace différentielle élastique nucléaire à $t = 0$. Nous utilisons pour l'obtenir la valeur de $dN/dt|_{t=0}$, que nous calculons par un ajustement sur nos distributions expérimentales. Nous reprenons l'équation 8.2 qui montre le lien entre les deux paramètres. Nous choisissons pour reproduire la section efficace différentielle nucléaire élastique un terme de la forme:

$$\frac{d\sigma_N}{dt} = \frac{d\sigma_N}{dt}|_{t=0} e^{-Bt} \quad (8.9)$$

Ceci conduit pour notre distribution expérimentale en $|t|$ à la forme donnée par l'équation 8.10:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \frac{d\sigma}{dt}|_{t=0} e^{-Bt} \left(1 + \frac{d\sigma_I}{d\sigma_N} + \frac{d\sigma_C}{d\sigma_N}\right) \quad (8.10)$$

Nous posons alors:

$$K_L = \mathcal{L} \frac{\sigma}{dt}|_{t=0} \quad (8.11)$$

Pour chacun de nos runs, nous calculons l'expression des trois contributions à la section efficace différentielle élastique (coulombien, interférence, et nucléaire), en utilisant comme valeurs des paramètres inconnus: $\rho = 0.14$, $B = 15.5 \text{ GeV}^{-2}$, $\sigma_{tot}(1 + \rho^2) = 63.3 \text{ mb}$. Nous montrerons au chapitre 9 que ces valeurs sont compatibles avec nos résultats.

Nous ajustons ensuite la forme de dN/dt donnée par l'expression 8.10 sur nos distribution en t par télescope, et nous obtenons la valeur de K_L .

Nous en déduisons la valeur de la section efficace différentielle élastique nucléaire à $t = 0$, avec t en GeV^2 .

$$\frac{d\sigma_N}{dt}|_{t=0} = \frac{2K_L}{\mathcal{L}} \quad (8.12)$$

La valeur de la luminosité intégrée $calL$ est obtenue à partir de la valeur de $L = 105 \text{ barn}^{-1}$ et de la fraction des événements inélastiques détectés, correspondant à la période de fonctionnement de l'acquisition, obtenue en soustrayant les taux de comptage associés aux voies 53 et 64 de l'échelle de comptage (voir §3.6).

Nous avons pour un run i et un télescope $j = 1, 2$ la valeur de la luminosité intégrée:

$$\mathcal{L}(i, j) = N_{in}(i, j) \frac{L}{N_{V21}(i, j)} = (N_{V53}(i, j) - N_{V64}(i, j)) \frac{L}{N_{V21}(i, j)} \quad (8.13)$$

Reportant ce résultat dans la formule 8.1, il vient pour la section efficace totale non corrigée par run et par télescope:

$$\sigma_{tot_{nc}}^2(i, j) = \frac{32\pi(\hbar c)^2 K_L(i, j)}{(1 + \rho^2) \times L \times \frac{(N_{V53}(i, j) - N_{V64}(i, j))}{N_{V21}(i, j)}} \quad (8.14)$$

Nous utilisons ici la même valeur de ρ et B que pour l'ajustement de K_L , et la valeur ajustée de cette dernière par run et par télescope. Nous calculons la valeur de la section efficace totale associée $\sigma_{tot_{nc}}$.

8.3.3 La correction d'absorption et d'efficacité.

La valeur de la section efficace totale est associée au nombre total d'évènements. Or, la méthode de sélection des évènements de diffusion élastique utilisée fait que nous ne sélectionnons pas les évènements ayant subi une absorption dans les détecteurs (voir §7.1). Ce phénomène d'absorption est dû à l'interaction entre les particules diffusées et les matériaux qui forment notre ensemble de détection. En particulier, si nous considérons un bras, la particule traverse d'abord le fer du pot, ensuite le gaz de la chambre à dérive, puis l'aluminium du détecteur à fibres et le scintillateur des compteurs trigger, puis de nouveau le fer des deux pots du bras et les mêmes matériaux pour le deuxième pot. Nous voulons estimer la perte sur le nombre total d'interactions élastiques due à cette absorption dans les détecteurs, afin de corriger la valeur de la section efficace totale σ_{totnc} .

Nous procédons de la façon suivante, pour chacun des télescopes: Nous effectuons la reconstruction dans un des deux bras, nous sélectionnons une bonne trace en effectuant les coupures habituelles, mais en imposant une coupure fiduciaire plus stricte que celle utilisée lors de la reconstruction des données. Nous obtenons un nombre d'évènements N_{tot} . Ensuite, nous effectuons la reconstruction dans la chambre à dérive du pot interne du bras opposé que nous voulons étudier, en demandant au moins trois plans de dérive utilisés sur les quatre. Lorsque nous récupérons une bonne trace, nous vérifions la colinéarité entre les deux bras. Nous effectuons ensuite toutes les coupures pour ce bras, sauf la coupure fiduciaire. Pour les évènements ainsi sélectionnés, nous effectuons la reconstruction utilisée dans l'analyse. Nous vérifions les nombres d'évènements associés à quatre combinaisons:

- une bonne trace reconstruite dans les chambres et dans les détecteurs à fibres.
- une bonne trace reconstruite dans les chambres mais pas de trace reconstruite dans les détecteurs à fibres.
- une bonne trace reconstruite dans les détecteurs à fibres et pas de trace reconstruite dans les chambres.
- pas de trace reconstruite, ni dans les chambres, ni dans les détecteurs.

La première combinaison correspond aux évènements efficaces, les trois autres aux évènements "absorbés". Nous calculons le nombre d'évènements associés à ces trois combinaisons N_{abs} , et nous en déduisons la correction d'absorption ϵ_a par la relation 8.15:

$$\epsilon_a = \frac{1 - N_{abs}}{N_{tot}} \quad (8.15)$$

Nous calculons cette correction pour chacun des bras des deux télescopes. La correction d'absorption par run et par télescope, $\epsilon_a(i, j)$, est estimée typiquement à 96.5%.

La valeur de la section efficace totale par run et télescope devient alors:

$$\sigma_{tot}^2(i, j) = \frac{\sigma_{totnc}^2(i, j)}{\epsilon_a(i, j)} \quad (8.16)$$

Le résultat est très stable, comme le montre la figure 8.4.

Enfin, nous calculons la valeur finale de la section efficace totale en utilisant une moyenne

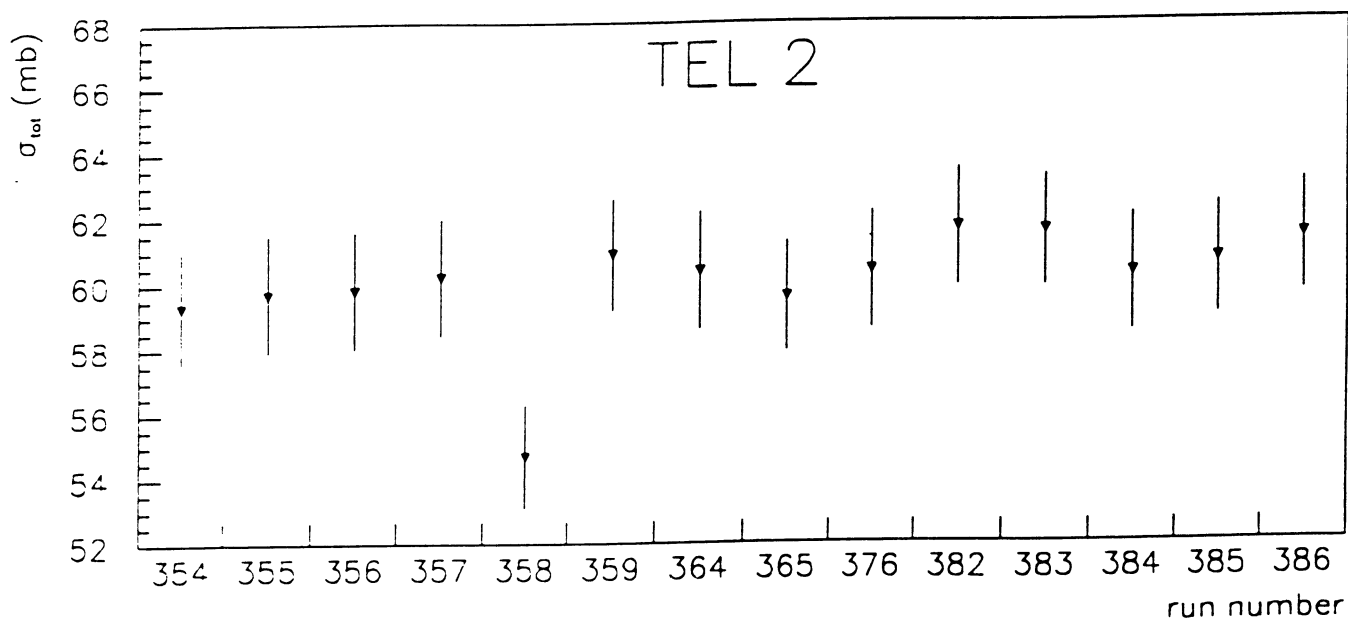
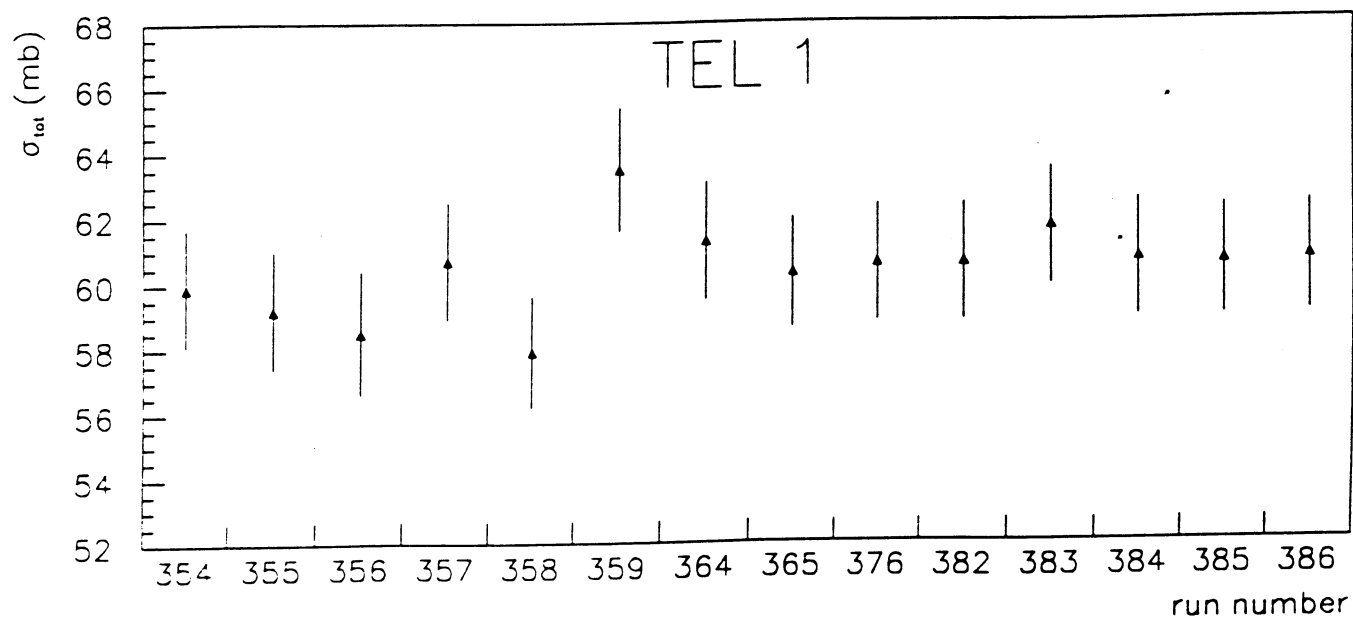


Figure 8.4: *La section efficace totale par run et par télescope.*

pondérée des erreurs statistiques de chacune des valeurs par run et télescope¹. L'erreur finale est obtenue à partir de l'erreur statistique sur la valeur moyenne, et de l'erreur systématique associée à la mesure de la luminosité. Nous obtenons finalement la valeur de la section efficace totale de diffusion $p\bar{p}$, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 541.2$ GeV:

$$\sigma_{tot}(p\bar{p}; 541.2 \text{ GeV}) = (60.26 \pm 0.05|_{stat} \pm 1.5|_{sys}) \text{ mb} \quad (8.17)$$

8.3.4 Conclusion.

La valeur de la section efficace totale est encore préliminaire, les études de correction d'absorption et de systématique étant toujours en cours. Cette valeur est cependant compatible avec celle obtenue par la collaboration UA4. La méthode utilisée par cette dernière étant indépendante de la luminosité, nous conservons la valeur de la section efficace totale associée. Nous l'utilisons, ainsi que la valeur de ρ , présentée au chapitre suivant, pour extrapoler les valeurs des sections efficaces totales et des parties réelles à haute énergie.

¹PPDB, page 152, Data with common mean and different variances.

Chapitre 9

L'Ajustement des paramètres

9.1 Introduction.

9.1.1 Le principe de la mesure.

Nous ajustons la distribution théorique donnée par l'équation 1.12 sur nos distributions en t pour trouver les paramètres inconnus de cette théorie. Dans notre cas, ces paramètres sont le rapport ρ de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude diffusion élastique $p\bar{p}$ et la pente diffractive B , la corrélation avec la section efficace totale étant fixée par la forme $\sigma_{tot}(1 + \rho^2) = 63.3 \pm 1.5$ mb [26].

9.1.2 Les estimateurs.

Lorsqu'on cherche à ajuster un jeu de paramètres inconnus sur des données dont on connaît la distribution théorique, deux méthodes statistiques sont envisageables. La première par minimisation d'un écart quadratique moyen, la seconde par maximisation d'une vraisemblance. Nous utilisons dans le premier cas la valeur de la distribution en t corrigée en chaque intervalle i , notée $\tilde{t}(i)$, et l'erreur associée, notée $\epsilon(i)$; dans le second cas, nous utilisons la valeur de la distribution en t mesurée, notée $M(i)$, et la valeur de la distribution en acceptance associée, notée $A(i)$. Dans les deux cas, nous appellerons N la normalisation, et $Th(i)$ la valeur théorique prédite pour ce même intervalle. Cette estimation $Th(i)$ de la distribution théorique associée à chaque valeur t_i prise au milieu de l'intervalle i (de largeur notée bin) est obtenue à partir de la forme théorique de la section efficace différentielle σ_{th} par une intégrale:

$$Th(t_i) = \int_{t_i - bin/2}^{t_i + bin/2} \sigma_{th}(t) dt \quad (9.1)$$

Nous utilisons cette forme intégrée sur la largeur de l'intervalle pour tenir compte de la variation de la fonction σ_{th} sur cet intervalle. La normalisation N est calculée de manière à minimiser l'écart quadratique moyen, ou à maximiser la vraisemblance.

L'écart quadratique moyen au carré.

La forme de l'écart quadratique moyen à minimiser dans notre cas est:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{Nbin} \left[\frac{\bar{t}(i) - N \times Th(i)}{\epsilon(i)} \right]^2 \quad (9.2)$$

La normalisation N est alors calculée au moyen de l'expression:

$$N = \frac{\sum_i \frac{Th(t_i) \times \bar{t}_i}{\epsilon^2(i)}}{\sum_i \frac{Th^2(t_i)}{\epsilon^2(i)}} \quad (9.3)$$

Le maximum de vraisemblance.

Si nous utilisons la méthode du maximum de vraisemblance, nous écrivons la densité de probabilité d'obtenir la valeur moyenne μ dans un intervalle par:

$$P(i) \sim \frac{e^{-\mu}}{x!} (\mu)^x \quad (9.4)$$

Pour l'ensemble de la distribution, nous formons le produit des densités de probabilités par intervalle. Il est plus commode de travailler avec une somme et pour ce faire, nous utilisons le logarithme de la densité de probabilité totale pour former la vraisemblance \mathcal{V} à maximiser. Dans notre cas, il vient finalement pour l'ensemble des intervalles, noté N_{bin} :

$$\ln \mathcal{V} = \sum_{i=1}^{Nbin} \{M(i) \times [\ln(N \times Th(i) \times A(i))] - N \times Th(i) \times A(i) - \ln(M(i)!)\} \quad (9.5)$$

La normalisation N associée au maximum de vraisemblance \mathcal{V} vaut quant à elle:

$$N = \frac{\sum_i M(i)}{\sum_i Th(t_i) \times A(i)} \quad (9.6)$$

9.1.3 Les méthodes de recherche des extréma.

Pour minimiser notre χ^2 ou maximiser notre vraisemblance \mathcal{V} , nous disposons de deux méthodes.

Le calcul systématique.

La première méthode consiste à calculer la valeur de χ^2 ou de \mathcal{V} pour tout un jeu de valeurs des paramètres inconnus, et à choisir, en fin de programme, l'ensemble de paramètres fournissant la valeur minimale du χ^2 ou la valeur maximale de \mathcal{V} . La précision de cette méthode dépend du pas de variation de chacun des paramètres inconnus.

Le programme MINUIT.

La seconde méthode consiste à utiliser le programme de minimisation MINUIT¹. Dans le cas de l'écart quadratique moyen, nous minimisons directement la valeur du χ^2 . Dans le cas de la vraisemblance, il nous faut la maximiser. Nous minimisons donc la valeur de $-\mathcal{V}$.

9.1.4 La compatibilité des deux méthodes.

Les deux méthodes d'ajustement des données ont chacune leur intérêt.

L'inconvénient de la méthode de l'écart quadratique moyen χ^2 est qu'elle suppose une distribution gaussienne des erreurs de la distribution en t en chaque bin, ce qui n'est pas le cas aux grandes valeurs de t , de par la faible statistique de ces bins. Nous remédions à cet état de fait en regroupant les bins de nos distributions, afin d'avoir plus d'évènements dans chacun d'eux.

En ce qui concerne la méthode du maximum de vraisemblance, son intérêt est qu'elle est indépendante des erreurs associées à chaque bin de la distribution expérimentale. Elle nous donne donc directement le jeu de paramètres satisfaisant le mieux l'ajustement.

Nous utilisons donc indifféremment les deux méthodes d'ajustement, et les résultats obtenus avec chacune d'elles sont identiques.

9.2 L'ajustement de la pente et de la partie réelle.

La forme théorique de la distribution expérimentale et la forte corrélation entre ρ et B fait que nous devons ajuster simultanément ces deux paramètres.

En ce qui concerne la partie diffractive, nous supposons une dépendance en t simple, de la forme e^{Bt} . Nous avons vérifié que cette forme reproduisait bien nos données. Pour ce faire, nous avons ajouté un terme quadratique en $C|t|^2$ dans la dépendance de l'exponentielle. Nous

¹CERN Program Library D506.

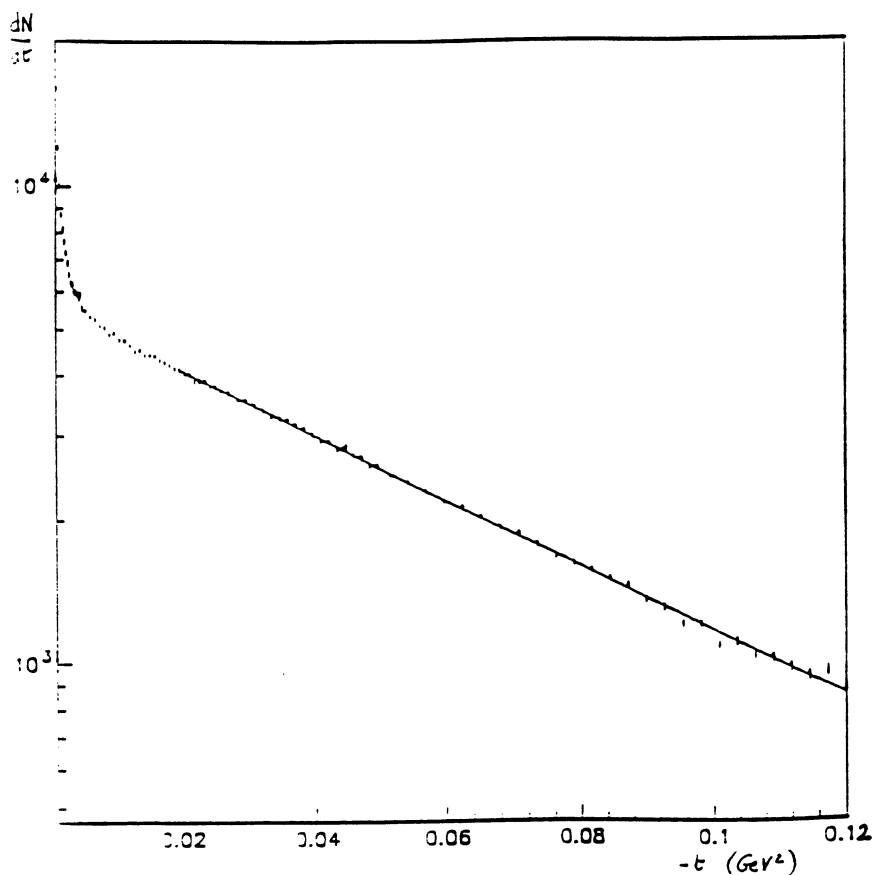


Figure 9.1: L'ajustement d'une exponentielle décroissante $e^{-B|t|}$ sur l'ensemble des données.

ajustons cette nouvelle forme $(B|t| + Ct^2)$ sur nos données expérimentales et nous obtenons:

$$C = 1. \pm 1. \text{ GeV}^{-4} \quad (9.7)$$

Le terme quadratique est donc compatible avec zéro, et l'accord de la forme $e^{-B|t|}$ avec notre distribution est excellent, comme le montre la figure 9.1.

Nous étudions pour chacun des runs les deux télescopes pris séparément, puis l'ensemble des deux. L'erreur statistique associée à la valeur de ρ par run et par télescope est de l'ordre de 0.03, celle sur B est proche de 0.5. Lorsque nous associons les distributions des deux télescopes, l'erreur statistique sur la valeur de ρ devient environ 0.02 et celle sur la valeur de la pente est de l'ordre de 0.2. Nous formons pour chacun de nos runs les ellipses de corrélation (ρ, B) associée à une déviation standard de l'écart quadratique moyen χ^2 , sur l'ensemble des données des deux télescopes.

Ensuite, nous formons les distributions en t finales, par télescope et pour l'ensemble des deux, afin d'ajuster les valeurs des paramètres sur l'ensemble des données de diffusion élastique prises pendant l'expérience. Nous avons finalement un peu plus de 750000 évènements dans notre distribution finale, présentée figure 9.2. Nous utilisons les distributions à partir de $t_{\min} = 10^{-3} \text{ GeV}^2$ dans le télescope 1, et $t_{\min} = 7.5 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2$ dans le télescope 2. Nous formons aussi l'ellipse de corrélation qui nous donne l'erreur statistique finale associée aux valeurs de ρ et de B .

La figure 9.3 présente l'ensemble des ellipses de corrélation par run, ainsi que celle associée

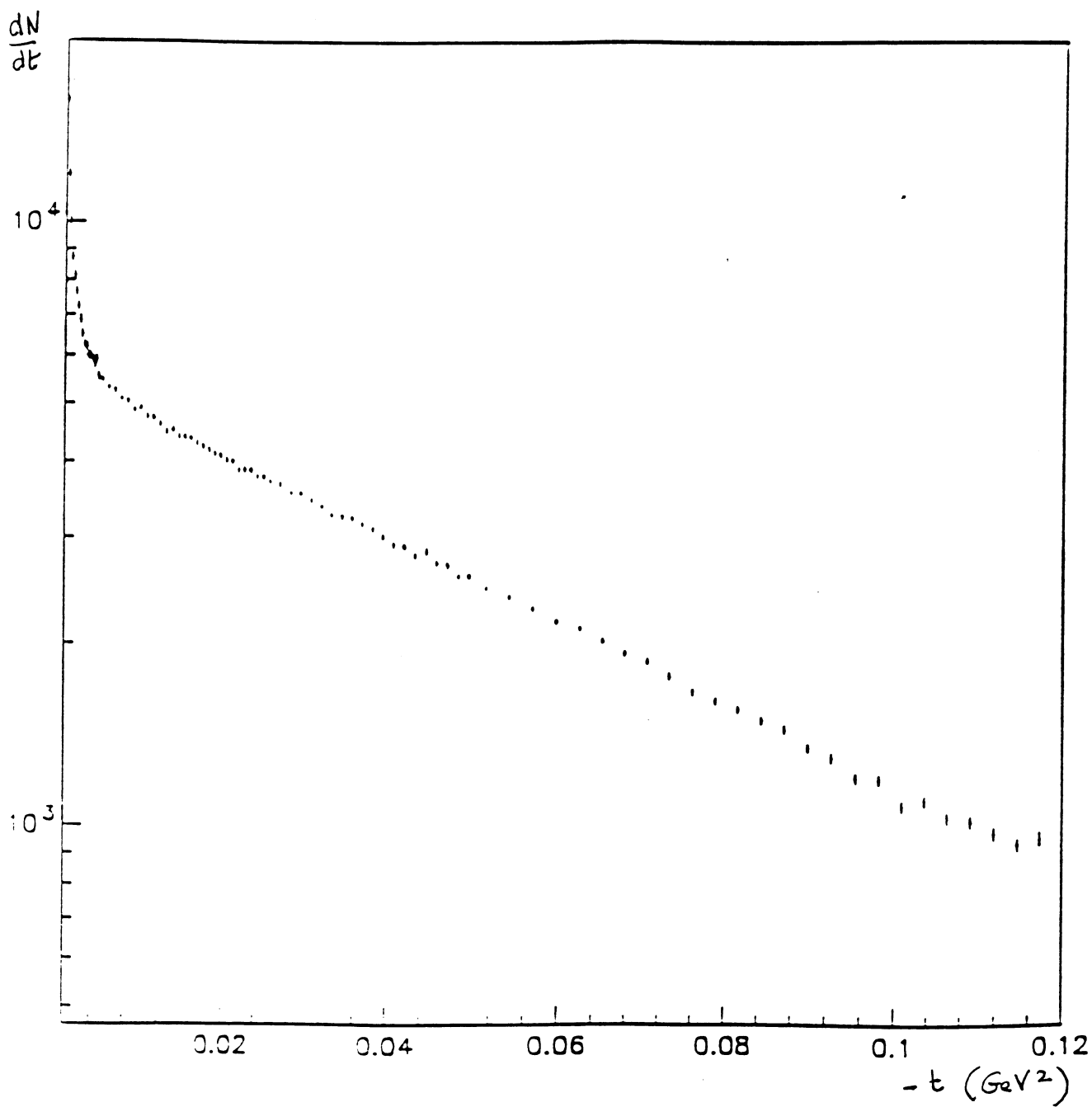


Figure 9.2: La distribution en t associée à l'ensemble des données de diffusion élastique $p\bar{p}$.

à l'ensemble des données.

Nous présentons sur la figure 9.4 la distribution en t finale, pour des valeurs de t inférieures à 0.01 GeV^2 , avec les distributions théoriques associées aux valeurs de ρ respectives 0.06, 0.135 et 0.24.

Les résultats obtenus avec les différentes méthodes sont identiques, et nous avons finalement la valeur de ρ pour la diffusion élastique proton-antiproton à 541 GeV:

$$\rho = 0.135 \pm 0.007|_{stat} \quad (9.8)$$

La valeur de la pente diffractive associée est:

$$B = 15.4 \pm 0.1|_{stat} \text{ GeV}^{-2} \quad (9.9)$$

Cette valeur est compatible avec celle obtenue par la collaboration UA4 [26], qui était $B = 15.3 \pm 0.3 \text{ GeV}^{-2}$.

9.3 Les sources d'erreur systématique.

9.3.1 La variation des paramètres.

Nous faisons varier les différents paramètres associés à l'acceptance et aux détecteurs, et nous vérifions leur influence sur la valeur de ρ . Les paramètres d'initialisation sont le rapport ρ , la valeur de la pente diffractive B , ou encore la valeur de la section efficace totale pour l'énergie qui nous concerne, entrée sous la forme $\sigma_{tot}(1 + \rho^2)$. L'erreur sur la valeur de ρ due à une modification de ces paramètres est négligeable. En particulier, si nous varions la valeur de ρ en entrée de $\Delta\rho_{in} = 0.1$, la variation observée sur la valeur de ρ ajustée sur nos données est $\Delta\rho_{out} = 0.001$.

Les autres paramètres de la simulation sont obtenus à partir de la géométrie de la ligne de transfert, ou encore du faisceau. Nous allons étudier à présent l'effet de leur variation sur la distribution en acceptance, donc l'effet éventuel sur la valeur de ρ .

Nous avons choisi d'étudier des paramètres suivants: l'impulsion p , la taille, la position longitudinale, et les angles du faisceau horizontal α_H et vertical α_V . Nous étudions aussi l'effet d'une modification de l'échelle angulaire. Dans tous les cas, nous formons les nouvelles distributions en t associées, ou lorsque ce n'est pas directement possible, comme pour la taille du faisceau ou la position longitudinale du point d'interaction, nous calculons la nouvelle acceptance associée et nous l'utilisons pour ajuster la valeur de ρ pour les deux télescopes.

a- Variation de l'angle horizontal α_H

Nous calculons notre acceptance en supposant un angle horizontal du faisceau nul par

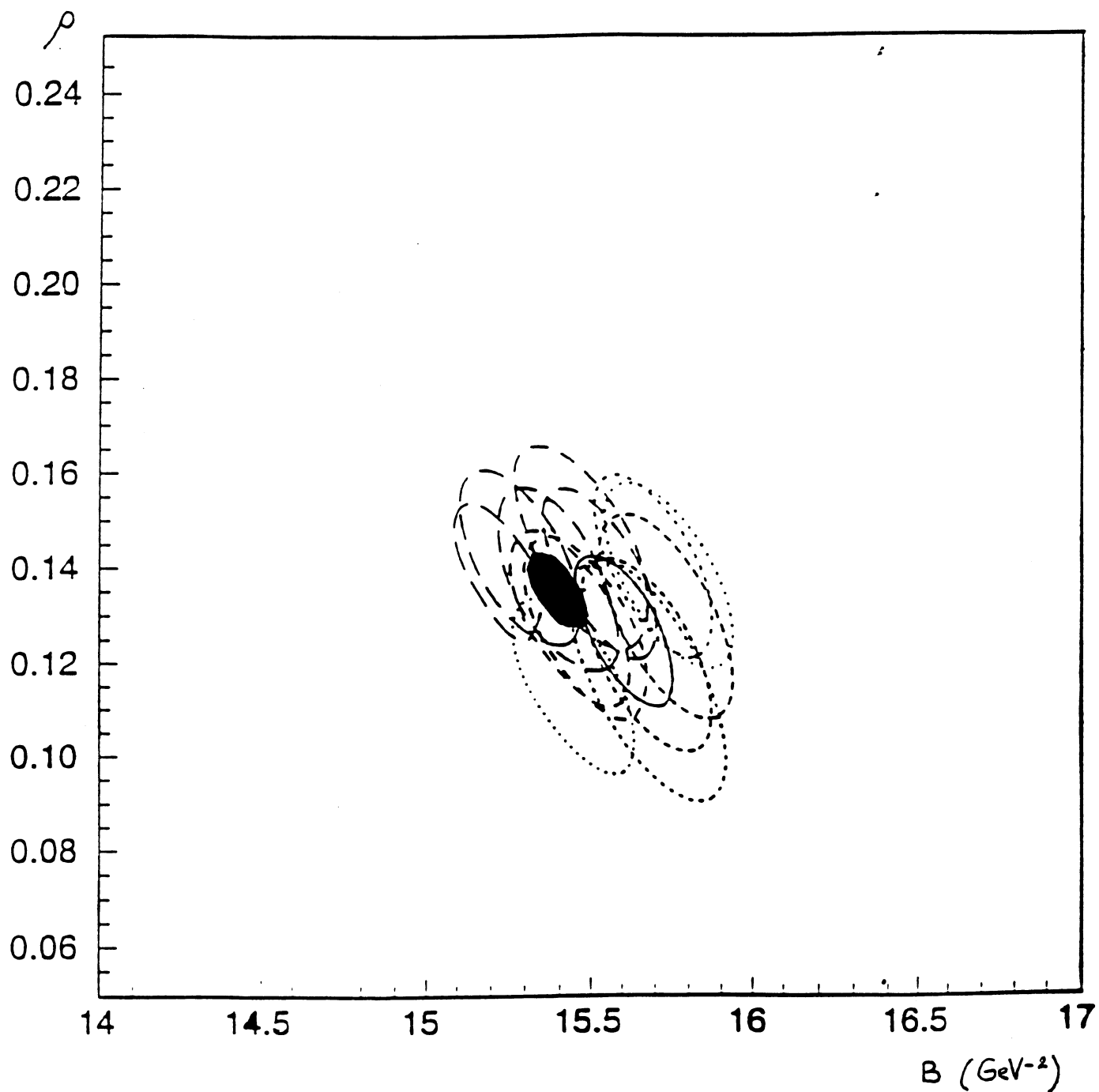


Figure 9.3: Les ellipses de corrélation (ρ, B) associées à une déviation standard du χ^2 pour chacun des runs, et pour l'ensemble des données.

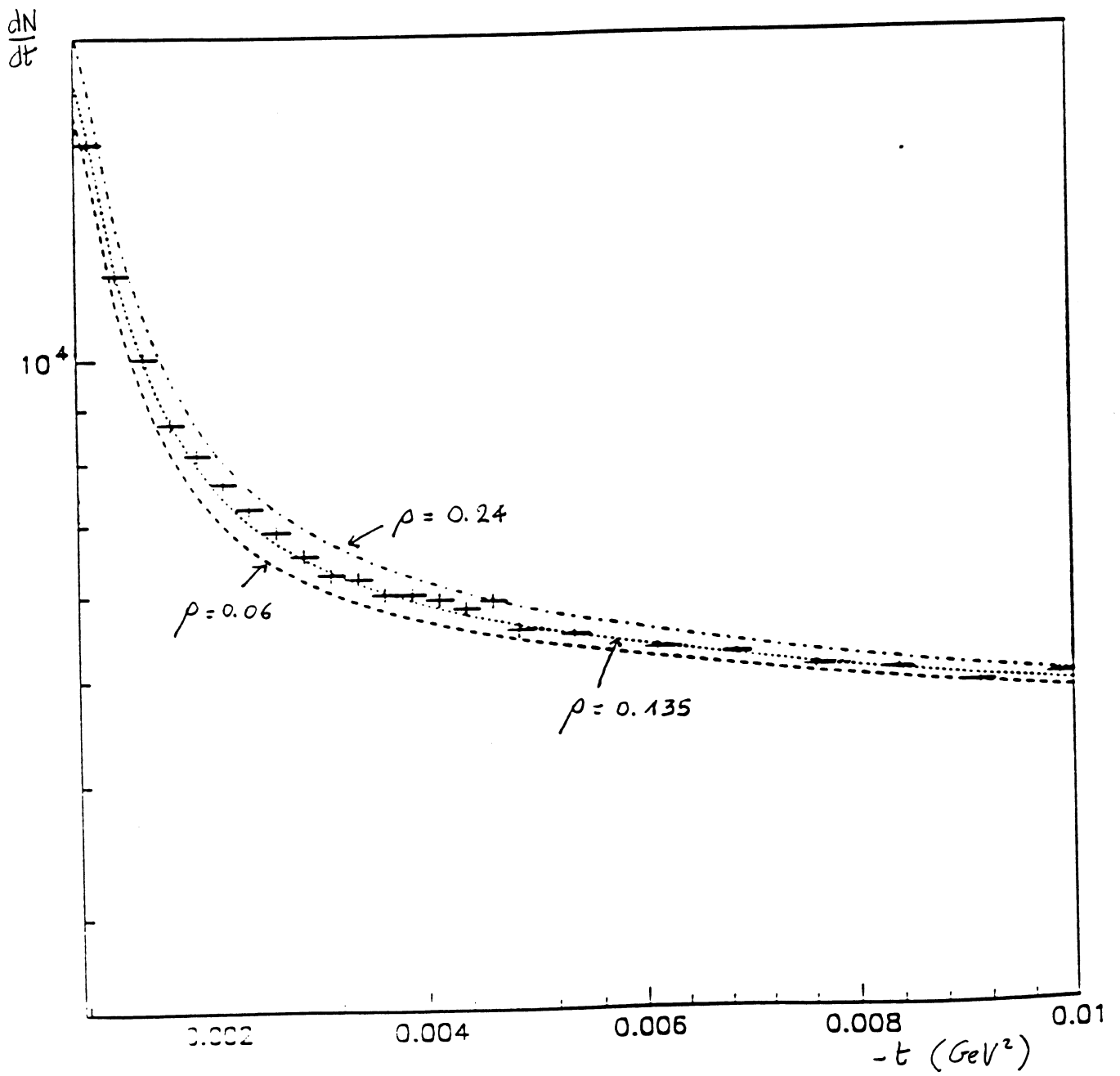


Figure 9.4: Comparaison entre les distributions associées à différentes valeurs de ρ et notre distribution en t sur l'ensemble des données.

rapport à l'axe théorique. Or, l'angle du faisceau horizontal varie sur l'ensemble des runs entre 0 et $8.9 \mu rad$, cet angle étant déterminé à $0.1 \mu rad$ près. Pour vérifier que cela n'introduit pas une erreur sur l'ajustement de ρ , nous recalculons l'acceptance pour quatre valeurs de l'angle différentes: $\alpha_H = \pm 5 \mu rad$, et $\alpha_H = \pm 10 \mu rad$. Dans tous les cas, nous observons un effet opposé sur les deux télescopes, qui augmente la valeur de ρ pour l'un deux en la diminuant d'autant pour le second. Nous retrouvons cependant une valeur moyenne identique lorsque nous ajustons la valeur de ρ en utilisant les deux télescopes. La variation maximale $\Delta\rho$ est de 0.004 pour l'ensemble des deux télescopes.

b- Variation de l'angle vertical α_V

Nous étudions de la même manière l'effet d'une valeur non nulle de l'angle vertical: $\alpha_V = \pm 15 \mu rad$ et $\alpha_V = \pm 30 \mu rad$. Sur l'ensemble de nos runs, l'angle du faisceau vertical a été trouvé variant de 0 à $16 \mu rad$, mais l'incertitude est plus importante que pour l'angle horizontal, dans la mesure où ce paramètre affecte peu la valeur de ρ . En effet, la variation de la valeur de ρ est inférieure à 0.001 pour $\alpha_V = \pm 15$, et vaut 0.002 pour $\alpha_V = \pm 30 \mu rad$.

c- Variation de la limite physique minimale côté proton

Nous utilisons les distributions en t associées aux trois valeurs de la limite physique minimale. Nous avons montré l'effet de ces différentes coupures sur l'acceptance au chapitre 6. Les distributions en t corrigées associées à ces trois valeurs sont sensiblement les mêmes sauf dans les premiers intervalles de la distribution. Ceci suffit cependant à fournir une erreur sur la valeur de ρ de 0.01.

d Variation de l'échelle angulaire

Nous simulons une augmentation de la distance entre les premiers fils des chambres appariées, ce qui provoque une variation de l'échelle angulaire. L'erreur maximale sur cette distance a été estimée à $\pm 25 \mu m$. Nous simulons donc une variation de la distance de $\pm 50 \mu m$ et $\pm 100 \mu m$. La variation $\Delta\rho$ associée sur l'ensemble des deux télescopes est de 0.003 avec $\pm 50 \mu m$ et de 0.005 avec $\pm 100 \mu m$.

e- Variation de la coupure fiduciaire

Nous modifions les valeurs de la coordonnée verticale extrême au niveau du rectangle et du trapèze de la coupure fiduciaire, passant de $(\pm 19; \pm 6)$ mm, à respectivement $(\pm 18; \pm 5)$ mm, puis $(\pm 17; \pm 4)$ mm. Nous recalculons les distributions expérimentales en effectuant les mêmes variations. Les distributions corrigées obtenues avec ces différentes coupures fiduciaires sont identiques. L'effet sur la valeur de ρ est négligeable: $\Delta\rho < 0.001$.

f- Variation de l'impulsion des faisceaux

L'impulsion des faisceaux a été mesurée en 1992, elle vaut $p = 270.6 \pm 0.1$ GeV. L'incertitude sur ρ due à l'erreur sur l'impulsion vaut 0.001. Cependant, si cette mesure n'avait pas été effectuée et que nous avions utilisé la même valeur de 273 GeV que la collaboration UA4, l'erreur sur la valeur de ρ aurait été $\Delta\rho = +0.02$.

g- Variation de la taille du faisceau

Nous augmentons la taille du faisceau dans les deux coordonnées horizontales et ver-

tiques de $\pm 10\%$ et $\pm 20\%$. L'effet n'est visible qu'à très petites valeurs de $|t|$. Nous obtenons $\Delta\rho = 0.001$.

h- Variation de la valeur du bruit de fond

Le bruit de fond a été estimé en utilisant deux méthodes, donnant des valeurs compatibles à 30% près. Nous vérifions l'effet sur la valeur de ρ d'une augmentation de la valeur du bruit de fond de 50%, et nous obtenons $\Delta\rho = 0.005$.

Les contributions principales associées à l'erreur systématique sur ρ sont donc:

Paramètre modifié	$\Delta\rho$
distance inter-fil + 50 μm	0.003
position du faisceau	0.001
taille du faisceau	0.001
bruit de fond + 50%	0.005
impulsion ± 0.1 GeV	0.001
acceptance (efficacité, coupures)	0.015

Nous donnons finalement comme valeur combinée pour les erreurs systématiques et statistiques associées à notre mesure $\Delta\rho = 0.02$.

9.4 Conclusion.

La pente diffractive B obtenue à partir des données de notre expérience est compatible avec les résultats obtenus par la collaboration UA4:

$$B = 15.4 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2} \quad (9.10)$$

La valeur de ρ , rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique $p\bar{p}$ à l'énergie dans le centre de masse considérée, $\sqrt{s} = 541 \text{ GeV}$, vaut finalement:

$$\rho = 0.135 \pm 0.020 \quad (9.11)$$

Cette valeur est obtenue à partir de l'ensemble de nos données de diffusion élastique, prises pendant les runs des mois de novembre et décembre 1991, et avec la même forme de l'amplitude que lors de l'expérience précédente. L'erreur fournie est obtenue à partir des contributions: statistique, géométrique, faisceau, acceptance, efficacité et bruit de fond.

La corrélation entre section efficace totale et valeur de ρ obtenue est donnée par $\sigma_{tot}(1 + \rho^2) = 63.3 \text{ mb}$, ce qui conduit finalement à $\sigma_{tot}(541 \text{ GeV}) = 62.2 \text{ mb}$. Ce résultat est compatible avec la valeur préliminaire obtenue sur nos données (voir §8).

Chapitre 10

L'Extrapolation à Haute Energie

10.1 La théorie des diffusions élastiques hadroniques.

10.1.1 Définitions et rappels de cinématique.

La réaction de diffusion de deux particules $1+2 \rightarrow 3+4$ ci-dessus peut être décrite en utilisant les invariants de Mandelstam, associés au référentiel du centre de masse des particules 1 et 2:

$$s = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = (\mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4)^2, \text{ carré de l'énergie;}$$
$$t = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_4)^2, \text{ carré du moment transféré;}$$
$$u = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_4)^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)^2 = \sum_i m_i^2 - s - t$$

Chacun de ces trois invariants est le carré de l'énergie totale dans le référentiel du centre de masse d'une paire particulière de particules incidentes et particules diffusées. Les trois variables ne sont pas indépendantes, comme le montre la forme de u en fonction de s et t . La voie s , qui correspond par exemple à la réaction 10.1, est en ce cas associée au processus direct, mais il peut être utile de considérer aussi les processus croisés de la voie t (réaction 10.2) et de la voie u (réaction 10.3), pour lesquels une des deux particules initiales est remplacée par une des antiparticules diffusées.

Dans le cas d'une réaction de diffusion élastique, nous aurons alors:

$$1 + 2 \rightarrow 1 + 2 \quad (10.1)$$

$$1 + \bar{1} \rightarrow 2 + \bar{2} \quad (10.2)$$

$$1 + \bar{2} \rightarrow 1 + \bar{2} \quad (10.3)$$

Si l'on considère le processus direct, seule la variable s représente le carré de l'énergie totale. Les deux autres variables t et u sont alors en général interprétées comme les carrés négatifs de moments transférés, et leurs valeurs physiques s'étendent alors jusqu'à moins l'infini.

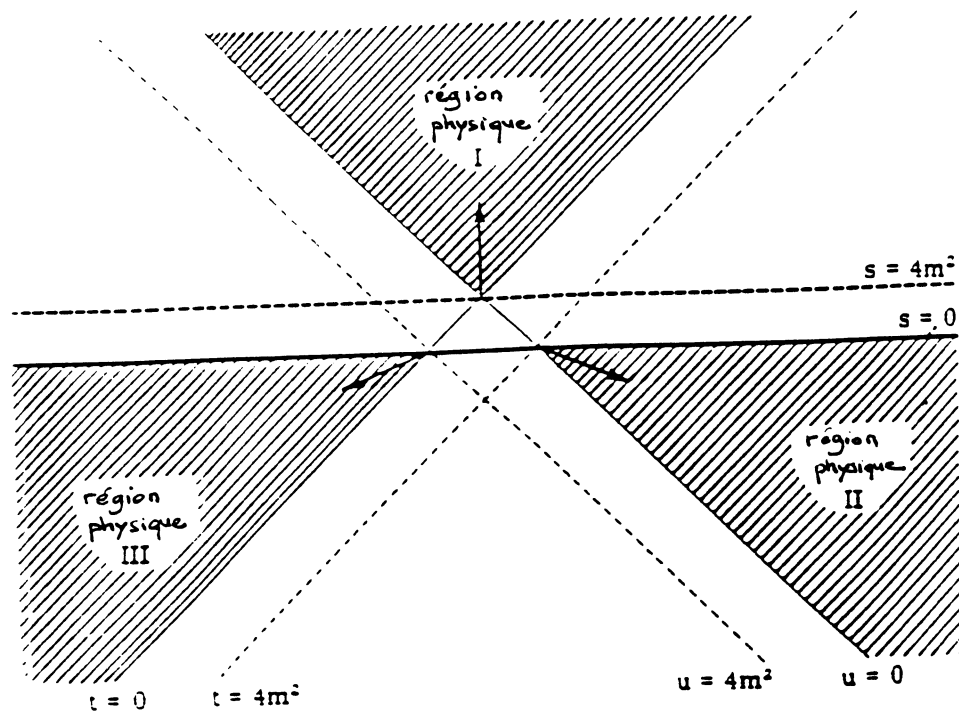


Figure 10.1: Diagramme de Mandelstam pour les trois variables s , t et u , dans le cas de la diffusion de particules de masses égales.

Dans le cas du processus direct, le quadrimoment transféré devient $t = -2p^2(1 - \cos\theta)$, où p est l'impulsion dans le référentiel du centre de masse, et θ l'angle de diffusion associé à la réaction 10.1. Les trois processus définissent trois régions physiques \mathcal{S} , \mathcal{T} et \mathcal{U} , limitées par une courbe du troisième degré: $\phi(s, t, u) = 0$. Or, la contrainte sur les variables physiques s , t et u réelles, donnée par l'équation 10.3, entraîne que les trois régions physiques peuvent finalement être représentée sur un diagramme à deux dimensions, comme nous pouvons le voir sur la figure 10.1. La région physique associée à la réaction de la voie s est déterminée par les conditions: $\sqrt{s} \geq \text{Max}(m_1 + m_2, m_3 + m_4)$ et $|\cos\theta| < 1$. En supposant des particules de masse égale, la variable d'énergie s est donc plus grande que $4m^2$ et les quadrimoments transférés sont négatifs.

10.2 Propriétés des amplitudes de diffusion à haute énergie.

Trois propriétés des amplitudes gouvernent toute la théorie de la diffusion. Elles impliquent les théorèmes asymptotiques, et le comportement de la section efficace totale. Elles permettent aussi la dérivation des relations de dispersion, reliant la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion. Enfin, elles sont à la base du modèle des pôles de Regge qui décrit

le comportement des amplitudes en fonction de l'énergie.

La première propriété est celle d'unitarité. La relation d'unitarité permet d'obtenir le théorème optique (1.4) et permet la prédiction des singularités et points de branchement des amplitudes de diffusion.

La seconde propriété est celle d'analyticité. Elle est issue du principe de causalité et permet de donner une interprétation physique aux singularités des amplitudes de diffusion. Les pôles de l'amplitude sont associés aux états liés et les coupures sont données par l'unitarité. L'analyticité établit que les amplitudes de diffusion, lorsqu'elles sont exprimées en fonction des variables cinématiques appropriées, peuvent être prolongées analytiquement sur le domaine complexe. La fonction analytique résultante possède alors la structure la plus simple consistante avec les autres principes. Donc, si on fixe la variable s (resp. t), la fonction $F(s, t)$ est analytique dans le plan complexe de t (resp. s), auquel on a enlevé des pôles éventuels correspondants aux états liés, et des coupures, qui par convention seront sur l'axe réel.

La troisième propriété est la condition de croisement qui établit une relation entre le phénomène où la particule est émise et celui où elle est absorbée. Si l'on considère les réactions croisées des voies s et t , et u , les énergies sont positives et les particules sont sur leur couche de masse. Les régions physiques de ces processus n'ont pas de point commun. La condition de croisement stipule que les amplitudes invariantes qui décrivent la diffusion élastique dans les trois voies s, t et u d'un même diagramme de Mandelstam, qui a priori pourraient être indépendantes, sont en fait les valeurs prises, à différentes valeurs des arguments, par une unique fonction analytique. Ces amplitudes sont liées les unes aux autres par prolongement analytique dans l'espace des quadri-impulsions.

Dans le cas de la diffusion élastique $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$, qui nous intéresse, les voies s et t sont confondues. Sur le diagramme de la figure 10.1, le croisement correspond simplement à une réflexion par rapport aux bissectrices des régions physiques. Nous considérons que s est le carré de l'énergie pour ce processus, u est celui du processus $pp \rightarrow pp$, et t est le quadrimoment transféré associé.

La discontinuité de la fonction analytique est égale à sa partie imaginaire. L'amplitude de diffusion est définie dans une région de singularités, et elle correspond donc à la valeur aux bords d'une fonction analytique.

Pour t fixé appartenant à une région du plan complexe contenant l'axe réel négatif, l'amplitude de diffusion est analytique dans le plan coupé présenté sur la figure 10.2. Le seuil le plus bas étant le seuil à 2 pions, nous aurons des coupures commençant à $s = 4m_\pi^2$, $t = 4m_\pi^2$ et $u = 4m_\pi^2$. Nous avons aussi un pôle à la masse du pion, $s = m_\pi^2$. Cependant, la région physique du processus de diffusion proton antiproton débute à $s = 4m_p^2$, et celle pour le processus de diffusion proton-proton débute à $u = 4m_p^2$ (c'est à dire $s = -t$).

Pour $s \geq 4m_p^2$, l'amplitude physique $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$ est $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} F(s + i\epsilon, t, u)$.

Pour $u \geq 4m_p^2$, l'amplitude physique $pp \rightarrow pp$ est $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} F(s, t, u + i\epsilon)$.

Dans le cas qui nous intéresse, t est réel négatif et $F(s + i\epsilon, t) = F^*(s - i\epsilon)$. A $t = 0$, il est commode d'utiliser $E = (s - 2m_p^2)/2m_p$, énergie dans le référentiel du laboratoire. Si

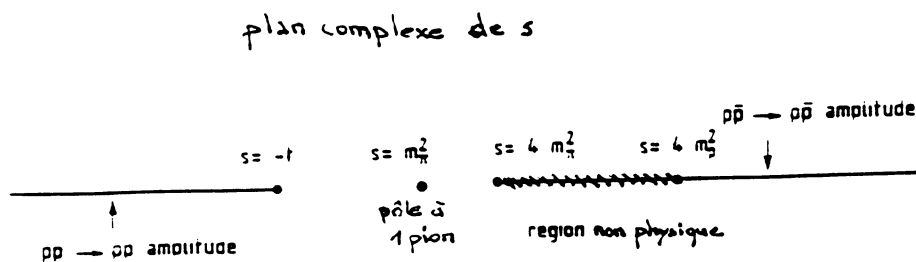


Figure 10.2: Le domaine d'analyticité des amplitudes de diffusion élastique pp et $p\bar{p}$.

$F(E + i\varepsilon)$ est l'amplitude de la diffusion élastique proton-antiproton vers l'avant à l'énergie E , alors $F(-E - i\varepsilon)$ est celle du processus de diffusion proton proton à la même énergie. Le lien entre les deux amplitudes est obtenu en suivant un chemin entre les deux coupures.

10.2.1 Les théorèmes asymptotiques.

A partir des propriétés précédentes, on obtient les théorèmes asymptotiques, généralement exprimés sous la forme d'inégalités mathématiques rigoureuses, devant être satisfaites par les amplitudes de diffusion: nous obtenons donc des informations (bornes ou comportement) sur ces amplitudes à la limite $s \rightarrow +\infty$.

Le premier résultat montre que dans le domaine complexe présenté sur la figure 10.2, l'amplitude F ne croît pas plus vite que $|s|^N$, N étant un entier, quand $s \rightarrow \infty$.

Le second résultat concerne la **borne de Froissart-Martin**, qui fixe une limite sur le comportement à haute énergie des sections efficaces totales. Cette borne, en premier lieu obtenue par Froissart à partir de la représentation de Mandelstam [27], a ensuite été prouvée directement par Martin en utilisant les propriétés d'analyticité et d'unitarité [28]. L'amplitude de diffusion à $t = 0$ est bornée quand $s \rightarrow +\infty$, ce que l'on écrit $|F(s, t = 0)| < C s \ln^2(s)$, où C est une constante. A partir du théorème optique (voir l'équation 1.5), il en découle un théorème qui établit que les sections efficaces totales ne peuvent pas croître asymptotiquement plus vite que $(\ln s)^2$, ce que nous décrivons par l'équation 10.4.

$$\sigma_{tot} \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} (\ln s)^2 \quad (10.4)$$

Quant au théorème de Pomeranchuk généralisé, il stipule que si au moins une des deux sections efficaces totales pp ou $p\bar{p}$ croît indéfiniment, alors leur rapport tend vers 1 quand $s \rightarrow \infty$ [29].

Enfin, les théorèmes de Khuri-Kinoshita et Eden-Kinoshita prédisent la corrélation

entre les sections efficaces totales et la partie réelle des amplitudes. Le premier théorème dit que si les sections efficaces totales pp et $p\bar{p}$ tendent vers l'infini, alors la partie réelle de l'amplitude de signature paire sous le croisement devient positive à haute énergie. Le second stipule que si l'une ou l'autre de ces sections efficaces totales tend vers l'infini, alors toutes les sections efficaces tendent vers l'infini.

Les théorèmes asymptotiques concernent la limite des énergies infinies, non encore atteintes par les accélérateurs actuels. Ils sont donc utilisés uniquement pour fournir des conditions aux limites pour la construction des modèles théoriques.

10.3 Le modèle des pôles de Regge

Le modèle des pôles de Regge est un modèle d'échange de la voie t , dont on peut trouver une introduction en référence [30]. Il permet la description des amplitudes de diffusion sous une forme particulière. Son domaine de validité correspond typiquement à des énergies $s \geq 1$ GeV² (il arrive que cette valeur minimale soit plus faible), et une région en transfert $|t| \leq 2$ GeV². Dans le cas d'une réaction à deux corps, les nombres quantiques échangés doivent être ceux d'une particule ou d'une résonance pour que la réaction soit observable à haute énergie. Dans le cas d'une diffusion élastique $1 + 2 \rightarrow 1 + 2$, les nombres quantiques du vide sont échangés.

L'échange des pôles de Regge est une généralisation de l'échange d'une simple particule. Les pôles de Regge sont caractérisés par des nombres quantiques et une trajectoire $\alpha(t)$. Quand la trajectoire prend une valeur entière ou demi-entière J , il existe une particule de spin J et de masse $\sqrt{-t}$ échangée. La trajectoire interpole entre les particules de différents spins.

Le résultat des contributions combinées des voies t et u conduit à la formule 10.5 pour un pôle de Regge, obtenue originellement dans la théorie du moment angulaire:

$$R(s, t)|_{s \geq s_0} = \frac{\beta(t)}{\sin \pi \alpha(t)} (1 + \xi e^{-i\pi \alpha(t)}) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} \quad (10.5)$$

Dans cette formule, $\beta(t)$ est la fonction résiduelle, s_0 est le facteur d'échelle, ξ est le facteur signature égal à ± 1 suivant que $\alpha(t)$ interpole entre les résonances correspondant à des valeurs de J paires ou impaires. Les fonctions α et β doivent être analytiques réelles. Les trajectoires ne dépendent que de t et des nombres quantiques qu'elles portent (elles sont universelles). Les résidus sont factorisables: $\beta^{12-34}(t) = \beta^{13}(t)\beta^{24}(t)$.

Les amplitudes de diffusion sont relativement bien décrites par des modèles de type pôles de Regge. On les écrit comme la somme de telles contributions, et il vient la forme:

$$F_R(s, t) = a_R e^{-\frac{i\pi \alpha_R(t)}{2}} e^{b_R t} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(t)} \quad (10.6)$$

s_0 est l'échelle d'énergie associée, prise en général égale à 1 GeV^2 , et $\alpha_R(t)$ est la trajectoire associée au Reggion, fonction du quadrimoment transféré au carré t . Elle s'écrit:

$$\alpha_R(t) = \alpha_R(0) + \alpha'_R t \quad (10.7)$$

Le Poméron est le pôle de Regge qui donne la contribution dominante aux amplitudes paires sous le croisement et à la section efficace totale. Il possède les nombres quantiques du vide. Il est responsable des phénomènes diffractifs à haute énergie, et son nom vient du fait qu'il est relié au comportement des sections efficaces par le théorème de Pomeranchuk. Les autres pôles de Regge sont appelés Reggions secondaires et portent des nombres quantiques différents de ceux du vide. Ils correspondent à l'échange de mésons, qui sont des états liés $q\bar{q}$.

Les amplitudes des modèles associés à la diffusion élastique pp et $p\bar{p}$ utilisent principalement les Reggions f et ω , ainsi que le Poméron. On peut aussi trouver des singularités plus complexes, de types points de branchement, qui naissent d'échanges répétés de pôles et donnent des coupures du type Poméron-Poméron, Poméron-Reggion, ou Reggion-Reggion. Pour les Reggions f et ω , on donne les valeurs associées à $\alpha_R(0)$ et α'_R . Dans le cas du Poméron l'intercept à $t = 0$ est pris égal à 1 en général, sauf dans le cas d'un Poméron dit supercritique, pour lequel $\alpha_R(0) = 1 + \delta_p$, avec $\delta_p > 0$. Les constantes a_R et b_R , associées aux différents pôles utilisés dans l'amplitude du modèle, sont ajustées sur les données expérimentales pour les reproduire au mieux. Dans le cas d'un Poméron supercritique, il faut ajuster non seulement ces deux paramètres, mais aussi la valeur de δ_p .

Cette approche de la voie t de type pôle de Regge est très contraignante en ce qui concerne le comportement asymptotique des amplitudes en fonction de l'énergie. Par contre, elle n'impose pas de conditions sur leur dépendance en t , ce qui permet une grande liberté pour la construction des modèles théoriques.

10.4 Les relations de dispersion

Ecrire une relation de dispersion consiste à relier la partie réelle et la partie imaginaire d'une amplitude de diffusion par une relation intégrale. Ceci fut découvert pour la diffusion de la lumière indépendamment par Kramers et Krönig en 1927, et appliqué ensuite à la physique des hautes énergies.

Une relation de dispersion de type Kramers-Krönig permet de relier la partie réelle d'une amplitude de diffusion à une énergie donnée, à la section efficace totale de cette diffusion prise à toutes les énergies, simplement en utilisant le principe de causalité. Celui-ci est énoncé comme suit: *aucun signal ne peut se propager à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le vide.*

Les amplitudes nucléaires élastiques associées aux réactions $pp \rightarrow pp$ et $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$ possèdent les propriétés fondamentales nécessaires à la dérivation des relations de dispersion, comme

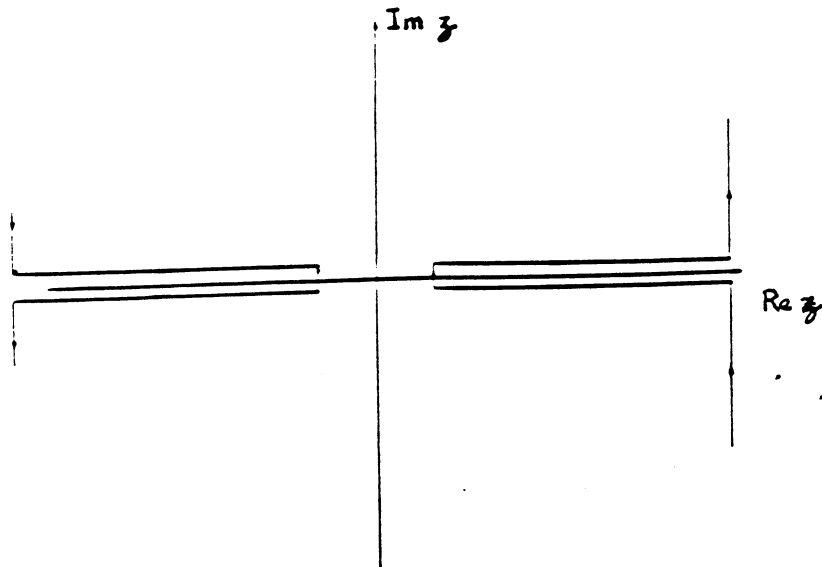


Figure 10.3: Contour d'intégration dans le plan complexe de la variable z .

nous l'avons montré précédemment.

L'analyticité permet d'appliquer une relation de Cauchy sur l'amplitude à t fixé. Nous utilisons la variable z , extension de la variable z aux valeurs complexes et nous écrivons:

$$2i\pi F(z, t) = \oint_C \frac{F(z', t)}{z' - z} dz' \quad (10.8)$$

Le contour C est représenté sur la figure 10.3, dans le plan complexe de la variable z .

L'intégrale sur les demi-cercles ne contribue pas (on néglige les problèmes de convergence pour l'instant). Posons $z = s + i\varepsilon$ pour la coupure supérieure et $z = s - i\varepsilon$ pour la coupure inférieure (avec ε petit). Nous avons la relation:

$$F(s + i\varepsilon, t) - F(s - i\varepsilon, t) = 2i \operatorname{Im} F(s + i\varepsilon, t) \quad (10.9)$$

et donc

$$F(z, t) = \frac{1}{\pi} \left(\int_{4m^2}^{\infty} + \int_{-\infty}^{4(m^2 - \mu^2)} \right) \left(\frac{dz' \operatorname{Im} F(z', t)}{z' - z} \right) \quad (10.10)$$

Prenons la partie réelle des deux membres de l'équation (s réel positif), en utilisant la partie principale:

$$\operatorname{Re} F(z, t) = \frac{1}{\pi} P \left(\int_{4m^2}^{\infty} + \int_{-\infty}^{4(m^2 - \mu^2)} \right) \left(\frac{dz' \operatorname{Im} F(z', t)}{z' - z} \right) \quad (10.11)$$

Nous utilisons alors la symétrie de croisement pour écrire notre amplitude comme une somme de contributions symétrique et antisymétrique de croisement. En effet, lorsqu'on traite des collisions proton-proton (directe) et proton-antiproton (croisée), il est utile d'introduire les amplitudes de signature paire et impaire sous le croisement. L'amplitude de signature paire est $F_+ = (F_{p\bar{p}} + F_{pp})/2$ et celle de signature impaire est $F_- = (F_{p\bar{p}} - F_{pp})/2$. A partir de ces amplitudes, on définit de la même manière σ_+ , σ_- et ρ_+ , ρ_- , avec $\rho = \frac{\operatorname{Re} F}{\operatorname{Im} F} |_{t=0}$.

Ces amplitudes ont pour propriété $F_{\pm}(z, t) = \pm F_{\pm}^*(-z^*, t)$, ce qui conduit aux relations 10.12 et 10.13, pour s positif:

$$Re F_{\pm}(-s, t) = \pm Re F_{\pm}(s, t) \quad (10.12)$$

$$Im F_{\pm}(-s, t) = \mp Im F_{\pm}(s, t) \quad (10.13)$$

A haute énergie, la dissymétrie de la coupure est négligeable sur les deux demi-axes réels, ce qui permet d'appliquer les relations ci-dessus pour obtenir une unique intégrale sur la variable s (on fait tendre ε vers zéro). Après soustraction ([31]), deux relations de dispersion peuvent être écrites:

$$Re F_{+}(s, t) - Re F_{+}(0, t) = \frac{2s^2}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{Im F_{+}(s', t) ds'}{s'(s'^2 - s^2)} \quad (10.14)$$

$$Re F_{-}(s, t) - \left. \frac{\partial Re F_{-}(0, t)}{\partial s} \right|_{s=0} = \frac{2s^3}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{Im F_{-}(s', t) ds'}{s'^2(s'^2 - s^2)} \quad (10.15)$$

La corrélation entre partie réelle de l'amplitude et section efficace totale aux énergies asymptotiques est décrite par le théorème de Khuri et Kinoshita (voir 10.2.1). Si nous supposons de plus une amplitude de signature impaire sous le croisement F_{-} négligeable, alors les parties réelles $Re F_{pp}$ et $Re F_{p\bar{p}}$ deviennent positives à haute énergie. Cette dernière assertion n'est pas un théorème asymptotique, puisqu'il est possible de prédire l'énergie à laquelle ceci se produit, par l'intermédiaire des relations de dispersion (nous observons $Re F_{pp} < 0$ à basse énergie).

Une illustration de ce théorème est possible dans le cas simple où les amplitudes F_{+} et F_{-} ont un comportement particulier: $F_{\pm} = C_{\pm} E (\ln E)^{\alpha_{\pm}}$ [32].

Nous nous intéressons en premier lieu à l'amplitude de signature paire sous le croisement. Les propriétés des amplitudes font que $F_{+}(E) + F_{+}(-E)$.

Supposons que $F_{+}(E + i\varepsilon) \sim C_{+} E (\ln E)^{\alpha_{+}}$ quand $E \rightarrow \infty + i\varepsilon$, alors on peut prolonger F_{+} dans le demi-plan complexe supérieur, et on obtient: $F_{+}(-E + i\varepsilon) \sim -C_{+} E (\ln E)^{\alpha_{+}}$ et $F_{+}(-E - i\varepsilon) \sim -C_{+}^* E (\ln E)^{\alpha_{+}}$. Nous en déduisons que C_{+} est imaginaire pur. Nous voulons de plus que F_{+} soit parfaitement symétrique de croisement, ce que nous écrivons:

$$F_{+}(E + i\varepsilon) \sim i |C_{+}| E (\ln E - i\frac{\pi}{2})^{\alpha_{+}} \quad (10.16)$$

En ce cas, F_{+} est principalement imaginaire, et nous obtenons:

$$\rho_{+} = \frac{Re F_{+}}{Im F_{+}} = \frac{\pi \alpha_{+}}{2 \ln E} \quad (10.17)$$

Ceci est un cas particulier du théorème de Khuri-Kinoshita: pour $\alpha_{+} > 0$, la section efficace totale paire sous le croisement σ_{+} tend vers l'infini à haute énergie (car $\sigma_{tot} \sim (\ln E)^{\alpha_{+}}$) et ρ_{+} tend vers zéro par valeurs positives.

En utilisant un modèle théorique prédisant une contribution négligeable de l'amplitude de signature impaire sous le croisement à très haute énergie, les relations de dispersion locales établissent que la valeur de ρ est proportionnelle à la pente de la section efficace totale en fonction de s :

$$\rho(s) \simeq \frac{\pi}{2} \frac{s}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma_{tot}}{ds} \quad (10.18)$$

Dans la région où la section efficace totale décroît avant de croître de nouveau, on s'attend à ce que ρ , qui est initialement négatif, croisse de même jusqu'à devenir positif à haute énergie. Ce comportement est d'ailleurs observé expérimentalement. Si, aux énergies asymptotiques, $\sigma_{tot} \sim (\ln s)^2$, alors ρ devrait atteindre une valeur maximale avant de décroître lentement vers zéro comme $\pi/\ln s$.

Étudions à présent l'amplitude de signature impaire sous le croisement F_- , par les mêmes arguments que précédemment. Nous avons $F_-(-E) = -F_-(E)$, ce qui entraîne que C_- est réel. Pour avoir la symétrie de croisement, nous devons prendre:

$$F_-(E) \sim C_- E (\ln E - i\frac{\pi}{2})^{\alpha_-} \quad (10.19)$$

En ce cas, F_- est principalement réelle, et nous obtenons:

$$\rho_- = \frac{Re F_-}{Im F_-} = \frac{2 \ln E}{\pi \alpha_-} \quad (10.20)$$

Pour les modèles donnant une amplitude de signature impaire non négligeable à haute énergie, comme le modèle de l'Oddéron, les sections efficaces totales $p\bar{p}$ et pp ont un comportement en $\ln^2 s$, et leur différence a un comportement en $\ln s$.

10.5 L'extrapolation à haute énergie

10.5.1 La méthode

Utilisons les relations de dispersion soustraites 10.14 et 10.15. Le théorème optique permet d'obtenir la partie imaginaire des amplitudes F_+ et F_- à $t = 0$, en fonction des sections efficaces totales σ_{pp} et $\sigma_{p\bar{p}}$, donc en fonction des sections efficaces σ_+ et σ_- :

$$Im F_{\pm}(s, 0) = \sigma_{\pm} s \quad (10.21)$$

Effectuons le changement de variable $E^2 = m_p^2 + p^2$, avec E énergie de la particule incidente dans le référentiel du laboratoire, et nous obtenons:

$$\rho_{\pm}(E) \sigma_{\pm}(E) = \frac{K_s}{p} + \frac{E}{\pi p} \int_{m_p}^{\infty} dE' p' \left[\frac{\sigma_{\pm}(E')}{E'(E' - E)} - \frac{\sigma_{\mp}(E')}{E'(E' + E)} \right] \quad (10.22)$$

où $\rho_+ = \rho_{pp} + \rho_{p\bar{p}}$, $\rho_- = \rho_{p\bar{p}} - \rho_{pp}$, et K_s est une constante de soustraction à ajuster.

Nous avons ici négligé les termes de pôle, qui tendent vers zéro à haute énergie, i.e dès que $\sqrt{s} \geq 5$ GeV. De plus, cette relation de dispersion suppose que l'amplitude de signature impaire sous le croisement est négligeable à énergie infinie, donc que les sections efficaces totales pp et $p\bar{p}$ sont les mêmes asymptotiquement.

L'énergie dans le référentiel du laboratoire associée à s est obtenue en supposant une expérience de cible fixe:

$$s = (m_p + \sqrt{m_p^2 + p^2})^2 - p^2 = 2m_p E + 2m_p^2 \quad (10.23)$$

10.5.2 L'étude des différents modèles.

Deux explications théoriques ont été proposées pour expliquer la grande valeur de ρ obtenue par la collaboration UA4.

- Un nouveau seuil pour la paramétrisation de la section efficace totale en fonction de l'énergie: "La section efficace totale croît plus vite que $(\ln s)^2$ au dessus de $\sqrt{s} \sim 0.5$ TeV, alors que l'on retrouve la limite de Froissart-Martin à plus haute énergie" [33],[34].
- L'Oddéron: "Un terme de C-parité impaire (odd) est ajouté à l'amplitude de diffusion" [35]. L'hypothèse de l'Oddéron a été introduite en 1973 [36], après la découverte de la croissance de la section efficace totale pp . Le point de départ de la théorie de l'Oddéron est le principe de la croissance maximale des interactions fortes [38]: on peut construire des amplitudes pour les diffusions pp et $p\bar{p}$ qui respectent rigoureusement les bornes asymptotiques, et qui aient la croissance maximale permise par ces bornes (sections efficaces totales simultanément en $C_+ \ln^2 s$, et différences en $C_- \ln s$). Le concept de l'Oddéron a été principalement développé dans le but de décrire le comportement asymptotique des amplitudes de diffusion. Le nom Oddéron a été introduit en 1975, parce que cette nouvelle singularité apparaît dans l'amplitude impaire (odd) sous le croisement [37]. C'est une particule d'échange à signature impaire, qui porte les nombres quantiques du vide, défini comme étant une singularité à $J = 1$ dans le plan complexe de J à $t = 0$. La nature des singularités de F_- peut aller d'un simple pôle (l'Oddéron minimal), à une paire de pôles complexes conjugués (l'Oddéron maximal).

La valeur de ρ mesurée par la collaboration UA4/2 est plus proche des prédictions théoriques antérieures, et nous l'utilisons afin d'étudier différents modèles de description des amplitudes de diffusion pp et $p\bar{p}$. Nous déterminons la forme de la section efficace totale associée en utilisant le théorème optique, et nous ajustons simultanément les différents paramètres de chaque modèle sur l'ensemble des données expérimentales à notre disposition ($\sigma_{tot}(pp)$, $\sigma_{tot}(p\bar{p})$, $\rho(pp)$, $\rho(p\bar{p})$), en utilisant les relations de dispersion. Nous déduisons alors de chacune des formes les extrapolations de la partie réelle et de la section efficace totale à haute énergie.

Lorsque nous connaissons l'amplitude associée à un modèle pour la diffusion pp et la diffusion $p\bar{p}$, nous pouvons aussi calculer directement la partie réelle et la partie imaginaire et ajuster nos paramètres directement sur la valeur de ρ ou la valeur de σ_{tot} .

Il existe trois grands types de modèle de diffusion:

- les modèles d'échange de la voie t , de type pôle de Regge, décrits au paragraphe 10.5.
- les modèles d'échange de la voie s sont des modèles géométriques utilisant le développement des amplitudes de diffusion en ondes partielles, et le formalisme du paramètre d'impact b (voir par exemple les références [39] et [40]).
- les modèles combinant les deux dépendances en s et t [41].

Nous ne présenterons pas ici d'études de modèles des deux derniers types. Nous nous limiterons aux modèles d'échange de la voie t , type pôles de Regge.

Nous allons utiliser les résultats théoriques de plusieurs groupes ayant travaillé sur ces modèles. Nous disposons des données expérimentales sur $\sigma_{tot}(pp)$, $\sigma_{tot}(p\bar{p})$, ρ_{pp} et $\rho_{p\bar{p}}$. Lorsque nous utilisons les relations de dispersion, nous créons un écart quadratique moyen χ^2 , somme des

écarts quadratiques moyens sur les quatre types de données et nous effectuons un ajustement simultané de manière à contraindre cet ajustement. Lorsque nous disposons de la forme des amplitudes, nous pouvons ajuster les paramètres de la théorie sans utiliser les relations de dispersion, toujours en effectuant un ajustement simultané sur les quatre types de données.

1 Le modèle de U.Amaldi et K.R.Shubert.

C'est un modèle de type Reggion-Poméron [42], qui fournit le comportement des sections efficaces totales de signature paire et impaire sous le croisement σ_+ et σ_- en fonction de l'énergie. Nous utilisons les relations de dispersion pour ajuster les paramètres du modèle. Nous écrivons:

$$\sigma_{p\bar{p}}^{pp}(E) = A_1 E^{-N_1} \pm A_2 E^{-N_2} + \sigma_\infty \quad (10.24)$$

Le premier terme et le deuxième terme sont des pôles de Regge qui décrivent le comportement des sections efficaces à basse énergie. La différence de signe devant le second terme pour les amplitudes pp et $p\bar{p}$ permet de décrire la différence de comportement entre les sections efficaces totales associées. Enfin, le troisième terme représente le comportement des sections efficaces totales à haute énergie. Il s'écrit:

$$\sigma_\infty = C_0 + C_2(\ln s)^\gamma \quad (10.25)$$

Nous ajustons les valeurs des 7 paramètres ainsi que la valeur de la constante de soustraction K_s sur les données. Le meilleur ajustement est présenté figures 10.4 et 10.5 pour les sections efficaces totales et ρ , avec une estimation de l'erreur associée à une déviation standard de l'écart quadratique moyen χ^2 formé. Les paramètres importants à haute énergie sont ceux de σ_∞ , et nous ajustons les trois paramètres jusqu'à obtenir $\Delta\chi^2 = 1$. Les prédictions associées au modèle de Amaldi et Schubert sont:

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(546GeV) = 61 \pm 2mb$$

$$\rho(p\bar{p})(546GeV) = 0.130 \pm 0.005$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(1.8TeV) = 75 \pm 2mb$$

$$\rho(p\bar{p})(1.8TeV) = 0.128 \pm 0.006$$

$$\sigma_{tot}(pp)(16TeV) = 105 \pm 5mb$$

$$\rho(pp)(16TeV) = 0.115 \pm 0.008$$

$$\sigma_{tot}(pp)(40TeV) = 120 \pm 6mb$$

$$\rho(pp)(40TeV) = 0.109 \pm 0.008$$

Pour les énergies du *LHC* et du *SSC*, nous obtenons le même comportement pour la diffusion élastique $p\bar{p}$ puisque ce modèle a une amplitude de signature impaire négligeable à haute énergie.

2 Le modèle de l'Oddéron maximal.

Une des formes de ce modèle est issue de la théorie de P.Gauron, E.Leader, et B.Nicolescu [43]. L'hypothèse est faite que les deux amplitudes F_+ et F_- croissent aussi rapidement que le permettent les théorèmes asymptotiques. Ces amplitudes sont prises sous la forme $F_\pm = (F_{pp} \pm F_{p\bar{p}})/2$, qui n'est pas celle que nous utilisons habituellement. Elles sont séparées en une partie asymptotique et une partie dite normale, ce que nous écrivons: $F_\pm = F_\pm^N + F_\pm^{AS}$.

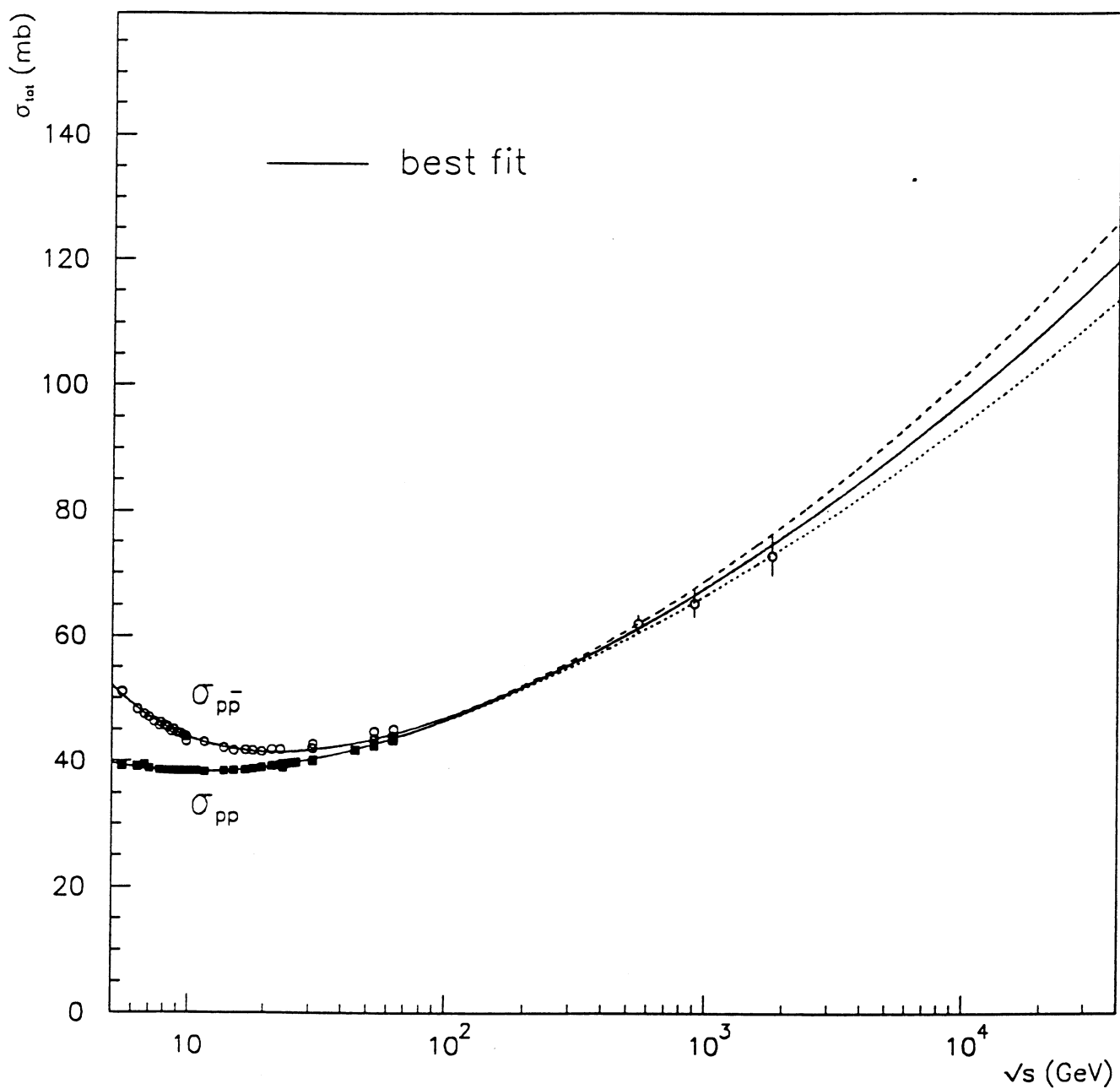


Figure 10.4: La section efficace totale en utilisant le modèle de Amaldi et Schubert [42], avec les prédictions associées à une déviation standard du χ^2 .

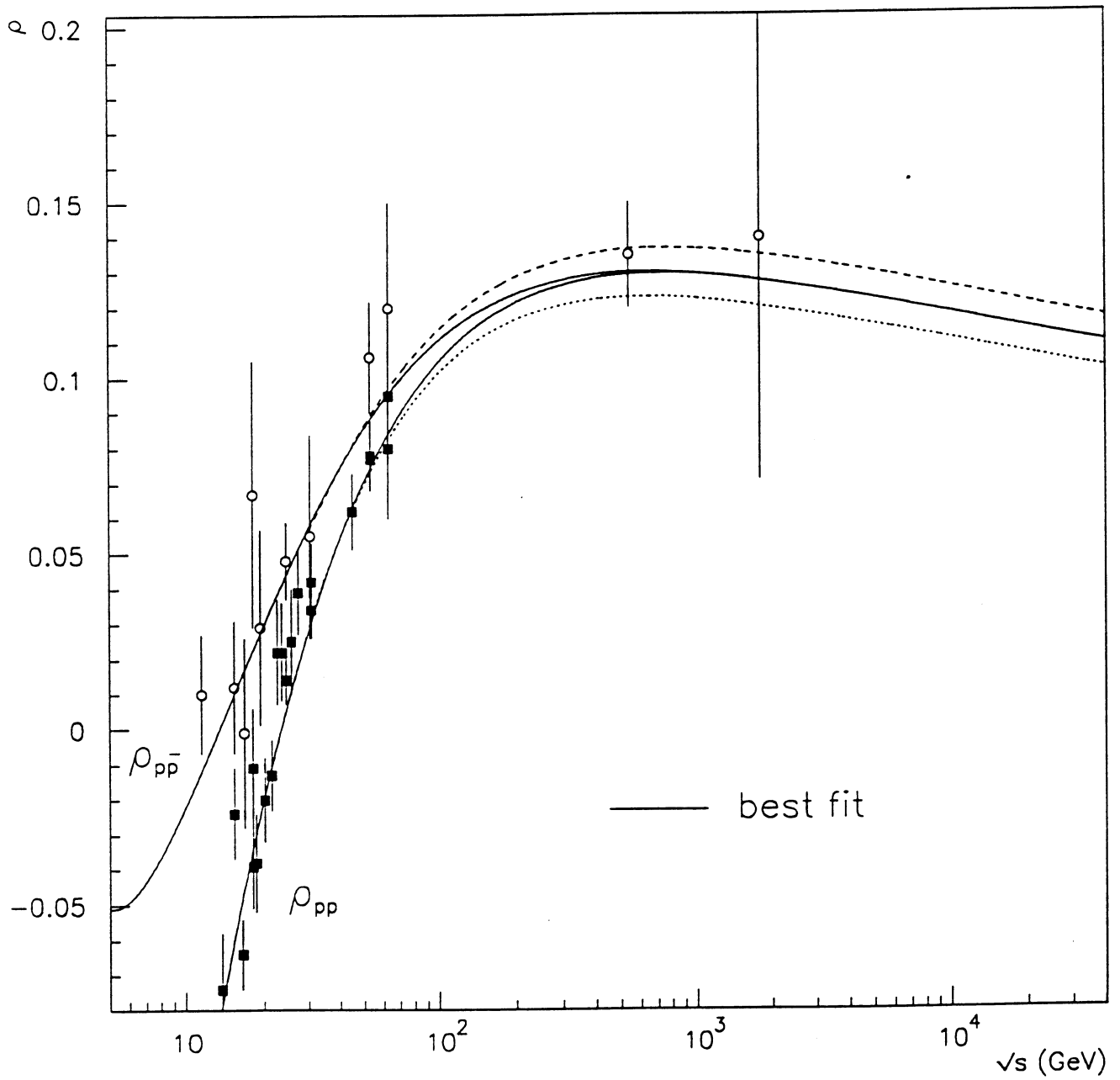


Figure 10.5: La valeur de ρ en utilisant le modèle de Amaldi et Schubert [42], avec les prédictions associées à une déviation standard du χ^2 .

La partie asymptotique de ces amplitudes, F_{\pm}^{AS} peut alors être écrite comme la contribution de deux singularités.

Tout d'abord le Froissaron, qui contribue à F_+ et est relié au comportement de l'amplitude vers l'avant par $Im F_+ \sim s \ln^2 s$. Ceci correspond à un triple pôle à $J = 1$ dans le plan complexe J à $t = 0$

Ensuite l'Oddéron maximal, qui contribue à F_- et qui est relié au comportement de l'amplitude vers l'avant par $Im F_- \sim s \ln s$. Il correspond à un double pôle à $J = 1$ dans le plan complexe J à $t = 0$.

Les amplitudes F_{\pm}^{AS} sont écrites de façon symétrique, pour tenir compte des propriétés de croisement à $t = 0$, et il vient:

$$F_+^{AS} = is(F_1 \ln^2 \bar{s} + F_2 \ln \bar{s} + F_3) \quad (10.26)$$

$$F_-^{AS} = s(O_1 \ln^2 \bar{s} + O_2 \ln \bar{s} + O_3) \quad (10.27)$$

avec $\bar{s} = (s/s_0) \exp(-i\pi/2)$ et $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$.

A ces amplitudes asymptotiques, il faut ajouter les F_{\pm}^N , construites à partir de la théorie de Regge. Pour F_+ , il s'agit de la contribution du Poméron et d'une coupure double Poméron, pour décrire le comportement aux ISR, d'un Reggéron non dégénéré pour décrire les détails fins des ISR, d'un Reggéron dégénéré d'échange pour décrire les résultats expérimentaux vers 4 et 5 GeV, et enfin d'une coupure Reggéron-Poméron pour décrire les données expérimentales de $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ aux ISR. En ce qui concerne F_- , nous retrouvons les termes associés aux Reggérons, mais le Poméron est remplacé par un Oddéron non maximal, et la coupure double Poméron par une coupure Poméron-Oddéron. Les amplitudes F_+ et F_- sont donc finalement écrites:

$$F_+ = F_+^{AS} + F_+^P + F_+^{PP} + F_+^R + F_+^{RP} + F_+^{\bar{R}} \quad (10.28)$$

$$F_- = F_-^{AS} + F_-^O + F_-^{OP} + F_-^R + F_-^{RP} + F_-^{\bar{R}} \quad (10.29)$$

Nous disposons de 16 paramètres pour ce modèle à $t = 0$, et nous les ajustons pour reproduire les données des sections efficaces totales et de ρ . Les résultats associés sont présentés sur la figure 10.6. Les prédictions associées à ce modèle sont:

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(546 \text{ GeV}) = 60.8 \text{ mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(546 \text{ GeV}) = 0.147$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(1.8 \text{ TeV}) = 75.5 \text{ mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(1.8 \text{ TeV}) = 0.165$$

$$\sigma_{tot}(pp)(16 \text{ TeV}) = 115.5 \text{ mb}$$

$$\rho(pp)(16 \text{ TeV}) = 0.099$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(16 \text{ TeV}) = 112.4 \text{ mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(16 \text{ TeV}) = 0.181$$

$$\sigma_{tot}(pp)(40 \text{ TeV}) = 135.4 \text{ mb}$$

$$\rho(pp)(40 \text{ TeV}) = 0.085$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(40 \text{ TeV}) = 131.8 \text{ mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(40 \text{ TeV}) = 0.184$$

La section efficace totale $p\bar{p}$ croît beaucoup plus vite que celle de la diffusion pp . La présence de l'Oddéron induit un croisement de ces sections efficaces à $\sqrt{s} \sim 80 \text{ GeV}$.

En ce qui concerne la valeur de ρ , elle continue à croître pour $p\bar{p}$ alors qu'elle décroît pour pp à partir de $\sqrt{s} \sim 120$ GeV.

3 Le modèle d'échange à trois gluons

Ce modèle est dû à A. Donnachie et P.V. Landshoff [44]. Il est basé sur une compréhension dynamique des divers aspects de la diffusion élastique et de la dissociation diffractive. Les processus à haute énergie et à faible valeur de t semblent bien décrits par l'échange d'un simple Poméron. D'autre part, un échange de trois gluons entre les protons décrit bien les données de diffusion pp aux grandes valeurs de t et à haute énergie, mais d'autres échanges sont nécessaires pour les valeurs plus faibles. Pour reproduire les données, les échanges introduits dans les amplitudes sont les suivants:

l'échange du Poméron, important à l'avant et dans la région du minimum, identique pour pp et $p\bar{p}$, qui donne une coupure de trajectoire $\alpha_P(t) = 1 + \epsilon + \alpha't$, où $\epsilon > 0$ et $\alpha'_P = 0.25$ GeV⁻²;

l'échange à deux Pomérons, important dans la région du minimum, qui donne une coupure de trajectoire $\alpha_{PP}(t) = 1 + 2\epsilon + 0.5\alpha't$, dont le signe à $t = 0$ est tel que sa partie imaginaire doit compenser l'échange du Poméron. Il est identique pour pp et $p\bar{p}$;

l'échange à trois gluons, important dans la région du minimum et à grandes valeurs de t , réel pur et nul à $t = 0$: il n'intervient donc pas à ce titre dans la section efficace totale et dans la valeur de ρ ;

enfin les termes décrivant les données de plus basse énergie:

- l'échange de Reggéons f ($C = 1$) et ω ($C = -1$), qui donne un terme dont la contribution est la même que celle du Poméron, en multipliant par un facteur $A \pm iB$ pour distinguer les cas pp et $p\bar{p}$, avec une trajectoire $\alpha_R(t) = 0.44 + \alpha'_R t$, avec $\alpha'_R = 0.93$ GeV⁻²;

- l'échange à trois Pomérons, qui s'écrit comme l'échange à deux Pomérons avec les bonnes puissances des termes, donnant une coupure dont la trajectoire est $\alpha_{PPP}(t) = 1 + 2\epsilon + \alpha't/3$, identique pour pp et $p\bar{p}$, dominé par l'échange du Poméron aux faibles valeurs de t et par celui à trois gluons aux grandes valeurs de t ;

- l'échange Poméron-deux gluons, dont nous pouvons négliger la contribution dans cette étude;

- l'échange Reggéron-Poméron, important en dessous de l'énergie des ISR, dont la contribution est obtenue à partir de celle de l'échange à deux Pomérons, en multipliant par un facteur $2(A \pm iB)$, en utilisant une trajectoire de la forme $\alpha_{RP}(t) = \alpha_P(0) + \alpha_R(0) - 1 + \frac{\alpha'_P \alpha'_R}{\alpha'_P + \alpha'_R} t = \epsilon + 0.44 + 0.20t$.

Dans ce modèle, l'échelle d'énergie s_0 est prise égale à deux fois la masse du nucléon. La première méthode consiste à n'utiliser que l'échange du Poméron et du Reggéron pour calculer la section efficace totale. Ceci permet de fixer les valeurs de A et B , les trajectoires étant connues. Le résultat est présenté figure 10.7. La deuxième méthode consiste à utiliser tous les termes présentés et à chercher les paramètres donnant le meilleur χ^2 . Nous connaissons la forme des amplitudes et nous ajustons les 7 paramètres sur les données. Les résultats de la seconde méthode sont présentés figure 10.8.

Le théorème optique est normalisé de la façon suivante: $\sigma_{tot} = (\hbar c) Im F(s, 0)/s$ (mb).

Les prédictions associées à ce modèle, en utilisant la seconde méthode qui donne un meilleur χ^2 , sont:

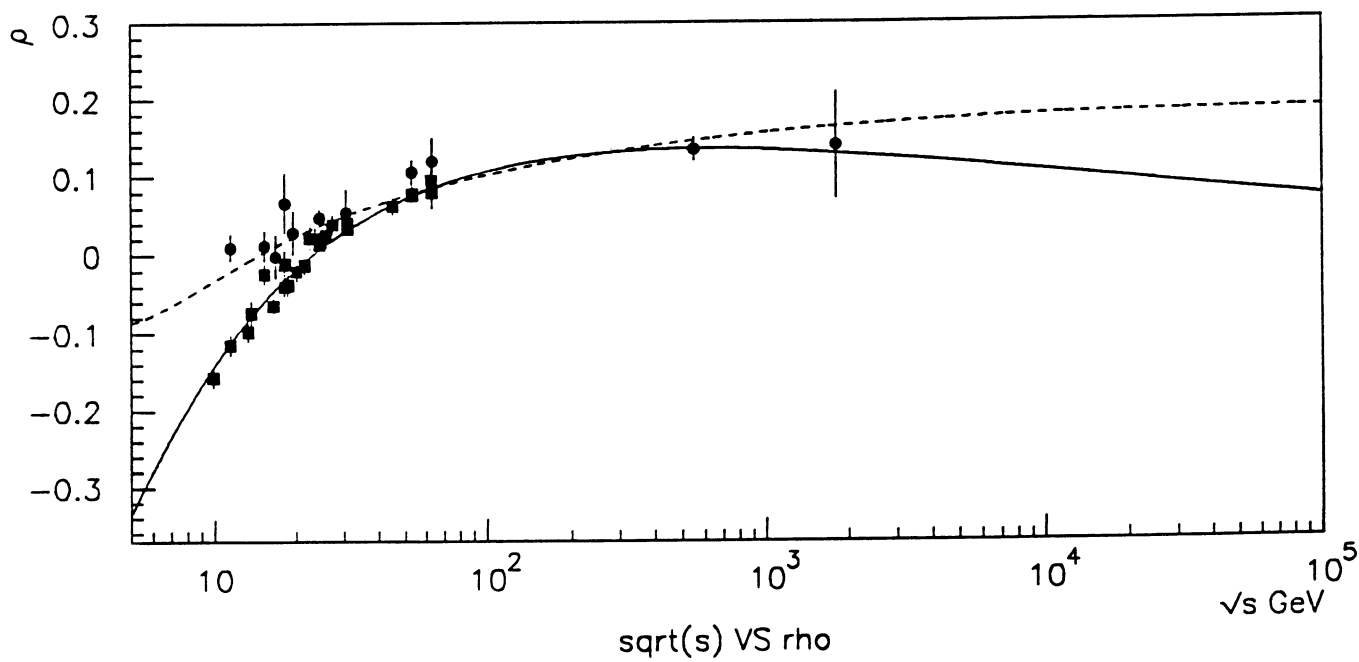
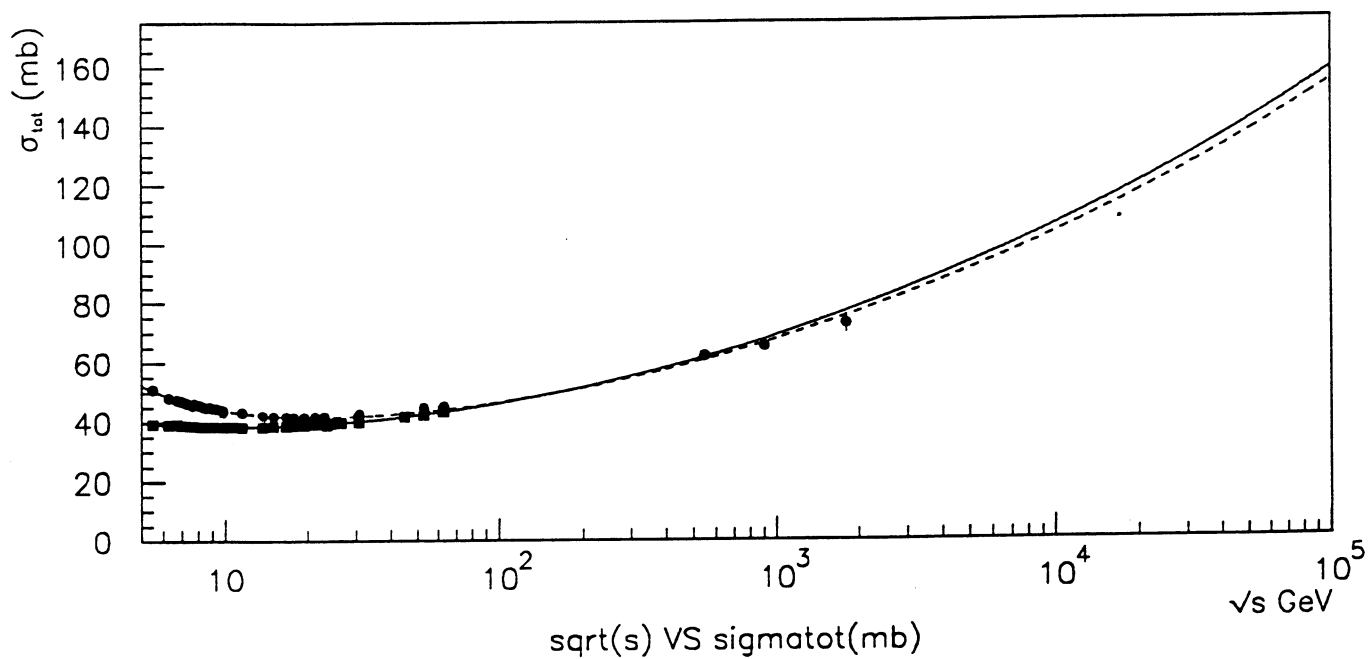


Figure 10.6: La section efficace totale et ρ en utilisant le modèle GLN [43].

$$\begin{aligned}
\sigma_{tot}(p\bar{p})(546\text{GeV}) &= 58.8\text{mb} \\
\rho(p\bar{p})(546\text{GeV}) &= 0.134 \\
\sigma_{tot}(p\bar{p})(1.8\text{TeV}) &= 70.3\text{mb} \\
\rho(p\bar{p})(1.8\text{TeV}) &= 0.139 \\
\sigma_{tot}(pp)(16\text{TeV}) &= 99.7\text{mb} \\
\rho(pp)(16\text{TeV}) &= 0.148 \\
\sigma_{tot}(p\bar{p})(16\text{TeV}) &= 99.7\text{mb} \\
\rho(p\bar{p})(16\text{TeV}) &= 0.148 \\
\sigma_{tot}(pp)(40\text{TeV}) &= 116.3\text{mb} \\
\rho(pp)(40\text{TeV}) &= 0.153 \\
\sigma_{tot}(p\bar{p})(40\text{TeV}) &= 116.3\text{mb} \\
\rho(p\bar{p})(40\text{TeV}) &= 0.153
\end{aligned}$$

4 Le modèle du dipôle.

Une version de ce modèle est due à P.Desgrolard, M.Giffon, et L.Jenkovszky[45]. Dans QCD, le Poméron est une singularité plus compliquée qu'un simple pôle. Le dipôle est une approximation de cette structure compliquée, tenant compte également d'arguments fondés sur la dualité pour la dépendance en t des observables, non fournie par la théorie de Regge. L'échange d'un dipôle, avec résidu déterminé par la dualité, conduit à l'apparition d'un minimum de diffraction mobile comme il est requis par l'expérience. Le dipôle est la plus simple alternative à un pôle simple et favorise un comportement asymptotique de la section efficace totale conforme avec les résultats du Tevatron.

L'amplitude pour le Poméron s'écrit:

$$F_P(s, t) = i \frac{a_P}{b_P} \frac{s}{s_0} [R_1(s) e^{R_1(s)(\alpha_P(t)-1)} - \epsilon R_2(s) e^{R_2(s)(\alpha_P(t)-1)}] \quad (10.30)$$

avec $R_1(s) = b_P + L - \frac{i\pi}{2}$, $R_2(s) = L - \frac{i\pi}{2}$ et $L = \ln(\frac{s}{s_0}) = \ln(s)$ en prenant $s_0 = 1$ GeV comme échelle d'énergie.

L'Oddéron, associé à l'amplitude de signature impaire sous le croisement, a un comportement très similaire à celui du Poméron avec une C-parité opposée et une contribution plus faible, ce que nous écrivons:

$$F_O(s, t) = -\frac{a_O}{b_O} \frac{s}{s_0} [U_1(s) e^{U_1(s)(\alpha_O(t)-1)}] \quad (10.31)$$

avec $U_1(s) = b_O + L - \frac{i\pi}{2}$.

Pour reproduire au mieux les données, le Poméron et l'Oddéron doivent être "supercritiques", ce qui se traduit sur leurs trajectoires par une valeur différente de 1 à $t = 0$. Nous écrivons:

$$\alpha_P(t) = 1 + \delta_P + \alpha'_P t \quad \text{et} \quad \alpha_O(t) = 1 + \delta_O + \alpha'_O t \quad (10.32)$$

Aucune correction d'unitarité n'est nécessaire si les valeurs de δ_P et δ_O sont faibles.

Les amplitudes de diffusion pp et $p\bar{p}$, représentent la contribution d'une amplitude de forme dipôle pour le Poméron et l'Oddéron, associées à deux amplitudes Reggioniques (f et ω), ce qui conduit finalement à:

$$F_{pp}^{p\bar{p}}(s, t) = F_P(s, t) + F_f(s, t) \pm (F_\omega(s, t) + F_O(s, t)) \quad (10.33)$$

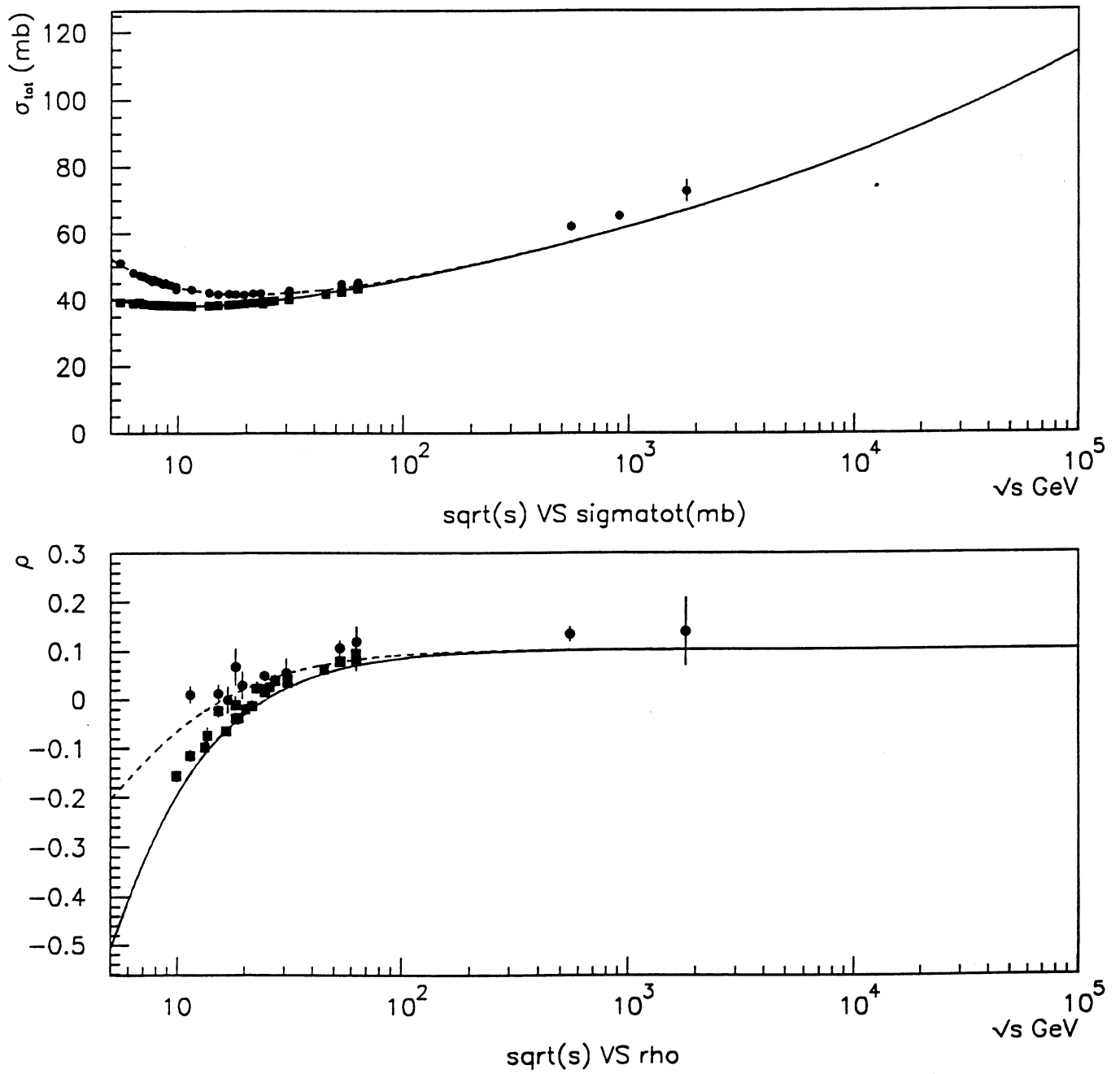


Figure 10.7: La section efficace totale et ρ pour le modèle de Donnachie et Landshoff[44], en utilisant juste le Poméron et les Reggions.

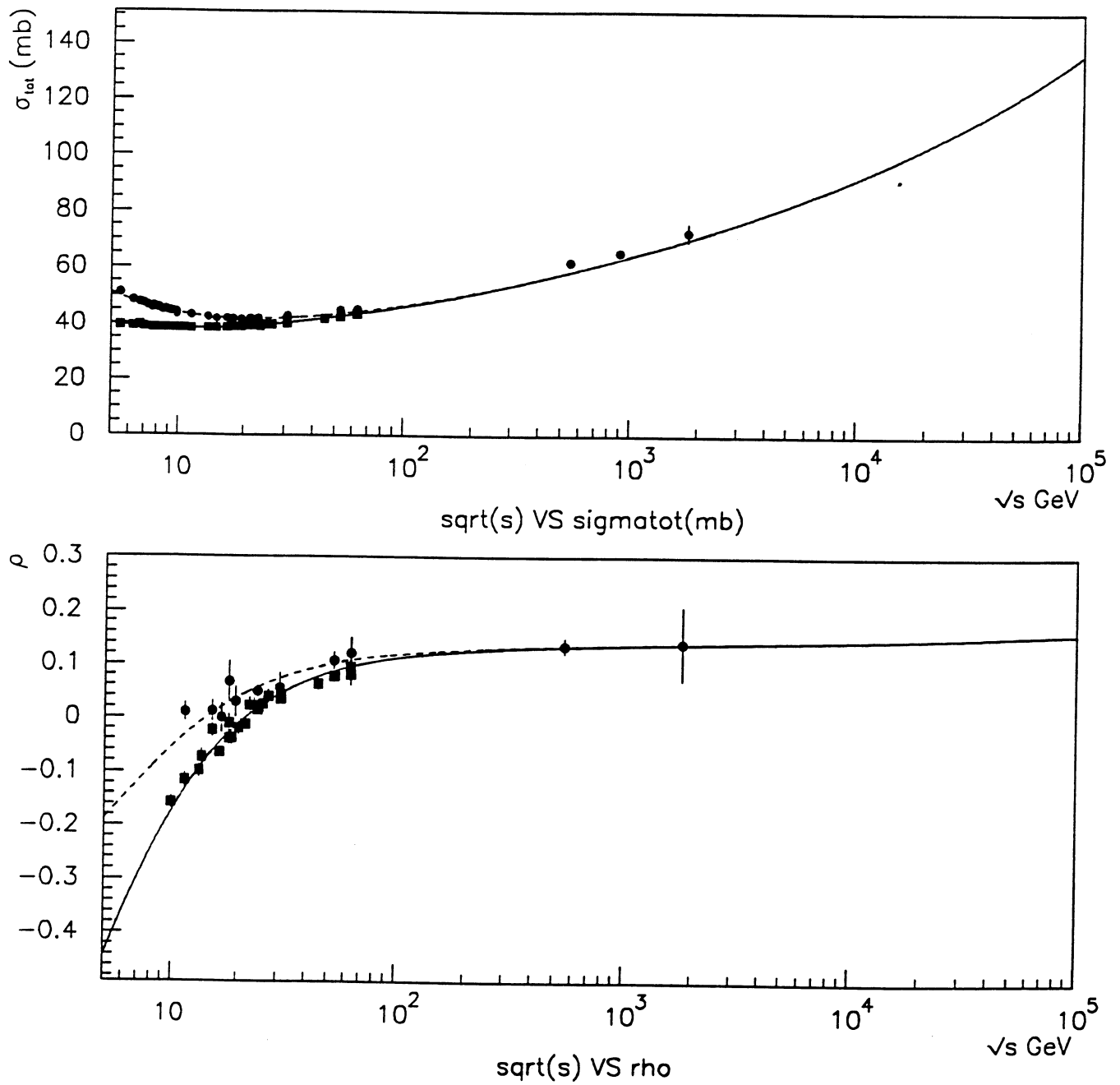


Figure 10.8: La section efficace totale et ρ pour le modèle de Donnachie et Landshoff[44], en ajoutant les termes de coupures dans les amplitudes.

Les amplitudes F_f et F_ω sont prises sous la forme:

$$F_i = a_i e^{-\frac{i\pi\alpha_i(t)}{2}} e^{b_i t} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \quad (10.34)$$

avec $\alpha_f(t) = 0.69 + 0.84t$ et $\alpha_\omega(t) = 0.47 + 0.93t$. L'échelle d'énergie $\sqrt{s_0}$ est prise égale à 1 GeV.

Nous disposons de 9 paramètres pour ce modèle à $t = 0$. Nous écrivons directement la valeur de la partie réelle et de la partie imaginaire de ces amplitudes et nous ajustons les données des sections efficaces totales et de ρ . La section efficace totale est normalisée ici par $\sigma_{tot} = 4\pi(\hbar c)^2 \text{Im}F(s, 0)/s$. Les résultats associés à ce modèle sont présentés sur la figure 10.9.

Les prédictions correspondantes sont:

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(546\text{GeV}) = 61.0\text{mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(546\text{GeV}) = 0.162$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(1.8\text{TeV}) = 74.1\text{mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(1.8\text{TeV}) = 0.189$$

$$\sigma_{tot}(pp)(16\text{TeV}) = 103.9\text{mb}$$

$$\rho(pp)(16\text{TeV}) = 0.082$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(16\text{TeV}) = 104.4\text{mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(16\text{TeV}) = 0.154$$

$$\sigma_{tot}(pp)(40\text{TeV}) = 118.9\text{mb}$$

$$\rho(pp)(40\text{TeV}) = 0.069$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(40\text{TeV}) = 119.6\text{mb}$$

$$\rho(p\bar{p})(40\text{TeV}) = 0.159$$

5 Le modèle de Block, Kang et White.

Ce modèle est un modèle du type pôles de Regge [46]. Les données sont paramétrisées en termes des amplitudes analytiques paire et impaires sous le croisement, consistantes avec les théorèmes asymptotiques. En particulier, la borne de Froissart est imposée, c'est à dire que les amplitudes paires varient en $\ln^2(s/s_0)$, où s_0 est l'échelle d'énergie, et que les amplitudes impaires ne s'annulent pas quand $s \rightarrow \infty$. Les amplitudes de diffusion pp et $p\bar{p}$ s'écrivent: $F_{p\bar{p}} = F_+ + F_-$ et $F_{pp} = F_+ - F_-$. Les sections efficaces totales s'écrivent:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{p} \text{Im}F(s, 0) \quad (10.35)$$

où p est l'impulsion dans le référentiel du laboratoire ($p = s/2m_p$). Les amplitudes conventionnelles F_+ et F_- sont paramétrisées par les équations 10.36 et 10.37:

$$\frac{4\pi}{p} F_+ = i(A + \beta[\ln(\frac{s}{s_0}) - i\frac{\pi}{2}]^2 + cs^{\mu-1} e^{i\pi(1-\mu)/2}) \quad (10.36)$$

$$\frac{4\pi}{p} F_- = -Ds^{\alpha-1} e^{i\pi(1-\alpha)/2} \quad (10.37)$$

Nous pouvons ajouter à l'amplitude F_- ainsi définie l'un des deux termes ci-dessous (10.38 ou 10.39):

$$\frac{4\pi}{p} F_-^{(1)} = -[\ln(\frac{s}{s_0}) - i\frac{\pi}{2}] \epsilon^{(1)} \quad (10.38)$$

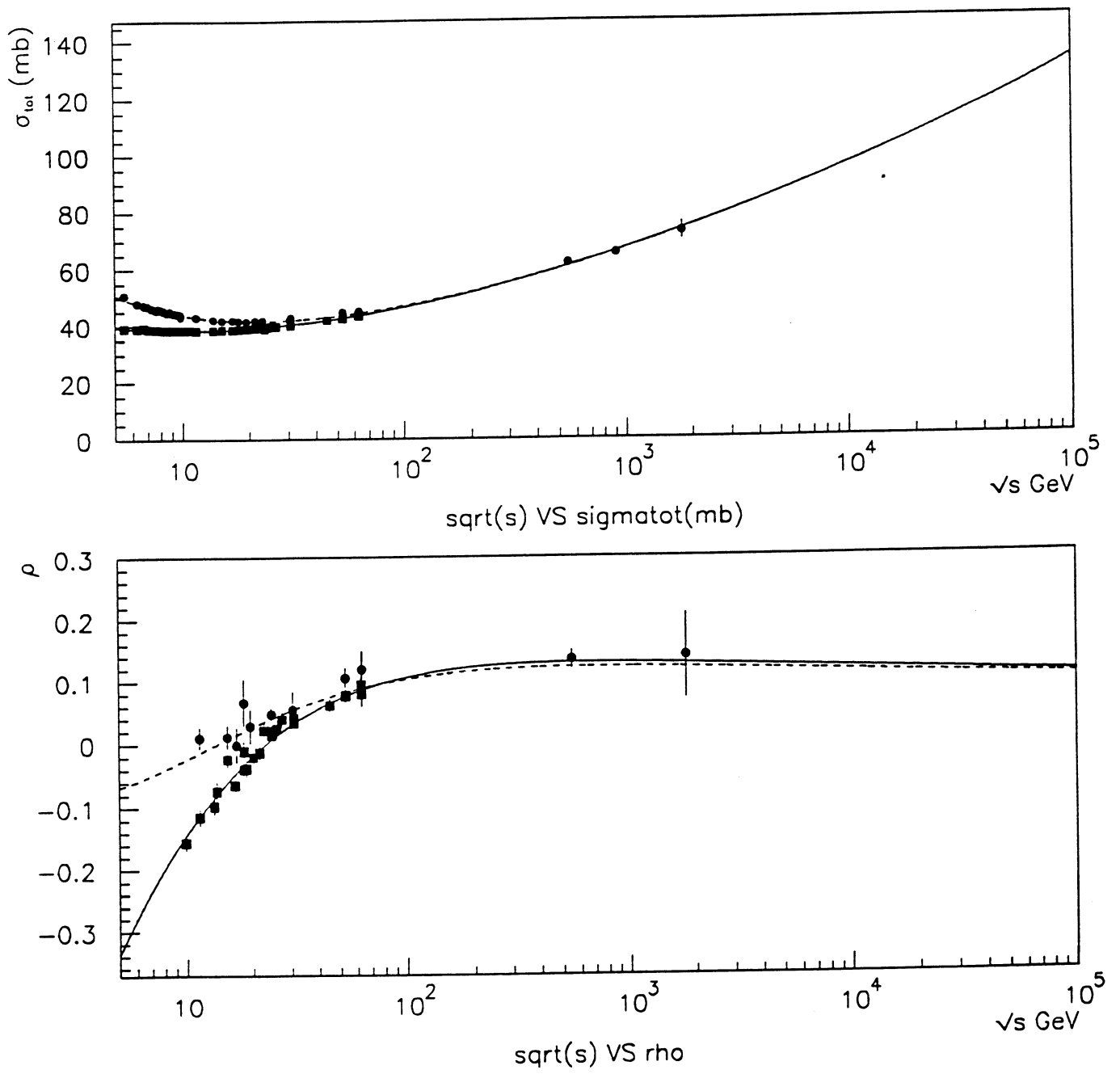


Figure 10.9: La section efficace totale et ρ en utilisant le modèle du dipôle [45].

$$\frac{4\pi}{p} F_-^{(2)} = -\left[\ln\left(\frac{s}{s_0}\right) - i\frac{\pi}{2}\right]^2 \epsilon^{(2)} \quad (10.39)$$

Nous ajustons les valeurs des paramètres sur les données expérimentales dans les trois cas (sans Oddéron, avec $F_-^{(1)}$, et avec $F_-^{(2)}$). Les résultats sont présentés figures 10.10 à block3.

Ensuite, ils considèrent une variation asymptotique différente de l'amplitude paire, et utilisent dorénavant l'expression 10.40 au lieu de 10.36:

$$\frac{4\pi}{p} F_+ = i\left(A + \beta\left[\ln\left(\frac{s}{s_0}\right) - i\frac{\pi}{2}\right] + cs^{\mu-1} e^{i\pi(1-\mu)/2}\right) \quad (10.40)$$

Nous ajustons les paramètres dans deux cas (sans Oddéron ou avec $F_-^{(1)}$). Les résultats sont présentés figures 10.13 et 10.14.

Les prédictions associées à celui de ces cinq variations du modèle donnant le meilleur χ^2 , c'est à dire le deuxième qui correspond à une amplitude F_+ en $\ln^2 s$ et un Oddéron en $\ln^2 s$ pour F_- , sont:

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(546GeV) = 61.2mb$$

$$\rho(p\bar{p})(546GeV) = 0.122$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(1.8TeV) = 75.1mb$$

$$\rho(p\bar{p})(1.8TeV) = 0.121$$

$$\sigma_{tot}(pp)(16TeV) = 107.6mb$$

$$\rho(pp)(16TeV) = 0.145$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(16TeV) = 108.3mb$$

$$\rho(p\bar{p})(16TeV) = 0.109$$

$$\sigma_{tot}(pp)(40TeV) = 124.4mb$$

$$\rho(pp)(40TeV) = 0.140$$

$$\sigma_{tot}(p\bar{p})(40TeV) = 125.2mb$$

$$\rho(p\bar{p})(40TeV) = 0.103$$

10.6 Conclusion sur les divers modèles.

Nous ne pouvons conclure simplement avec notre donnée si la présence d'une amplitude de signature impaire sous le croisement non négligeable à haute énergie est, ou non, nécessaire. D'autre part, il est très difficile de préciser si les amplitudes doivent croître en $\ln s$ ou en $\ln^2 s$, ou même si la borne de Froissart-Martin est saturée aux énergies actuelles.

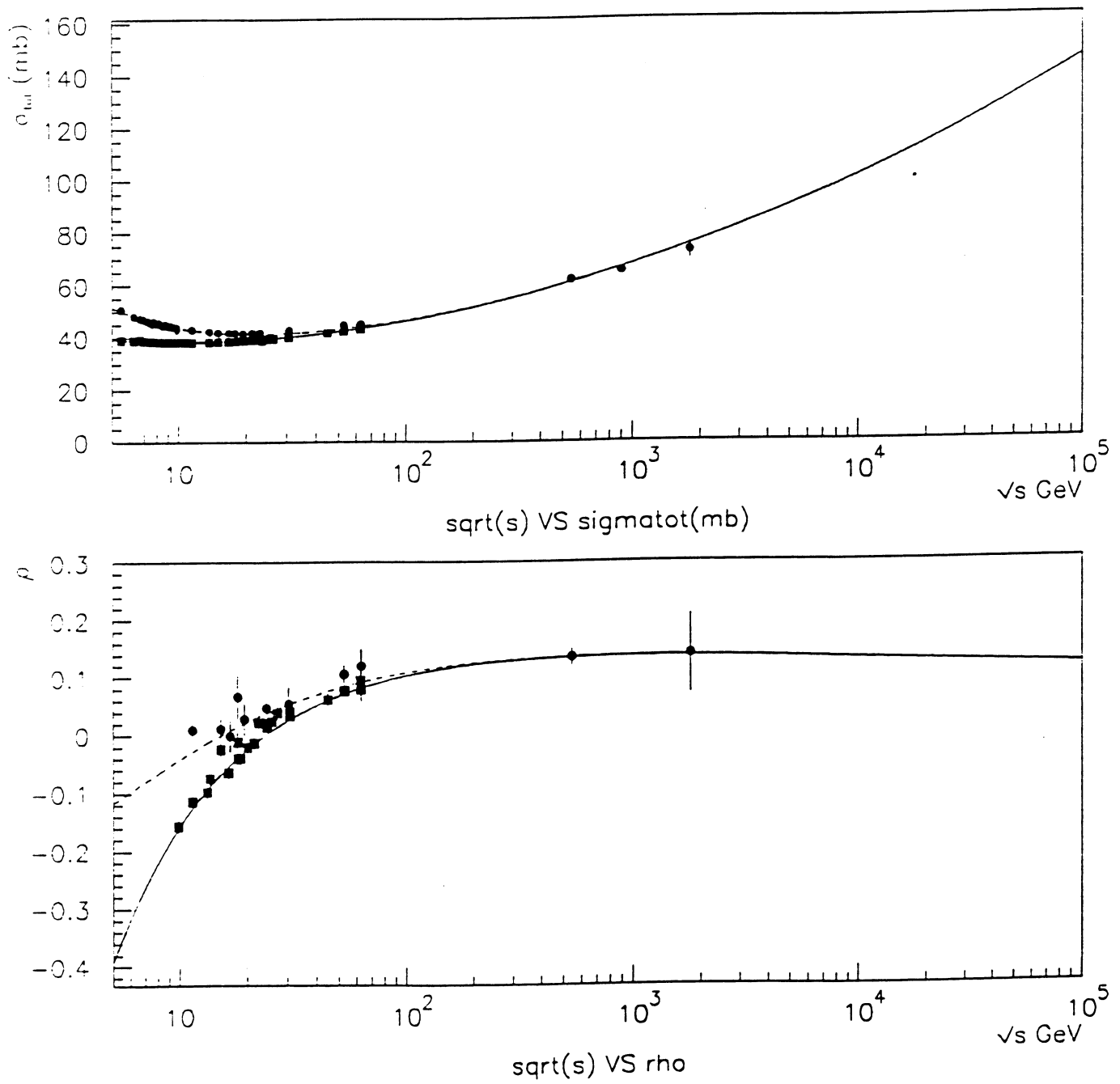


Figure 10.10: La section efficace totale et ρ en utilisant le modèle BKW1 [46] sans Oddéron.

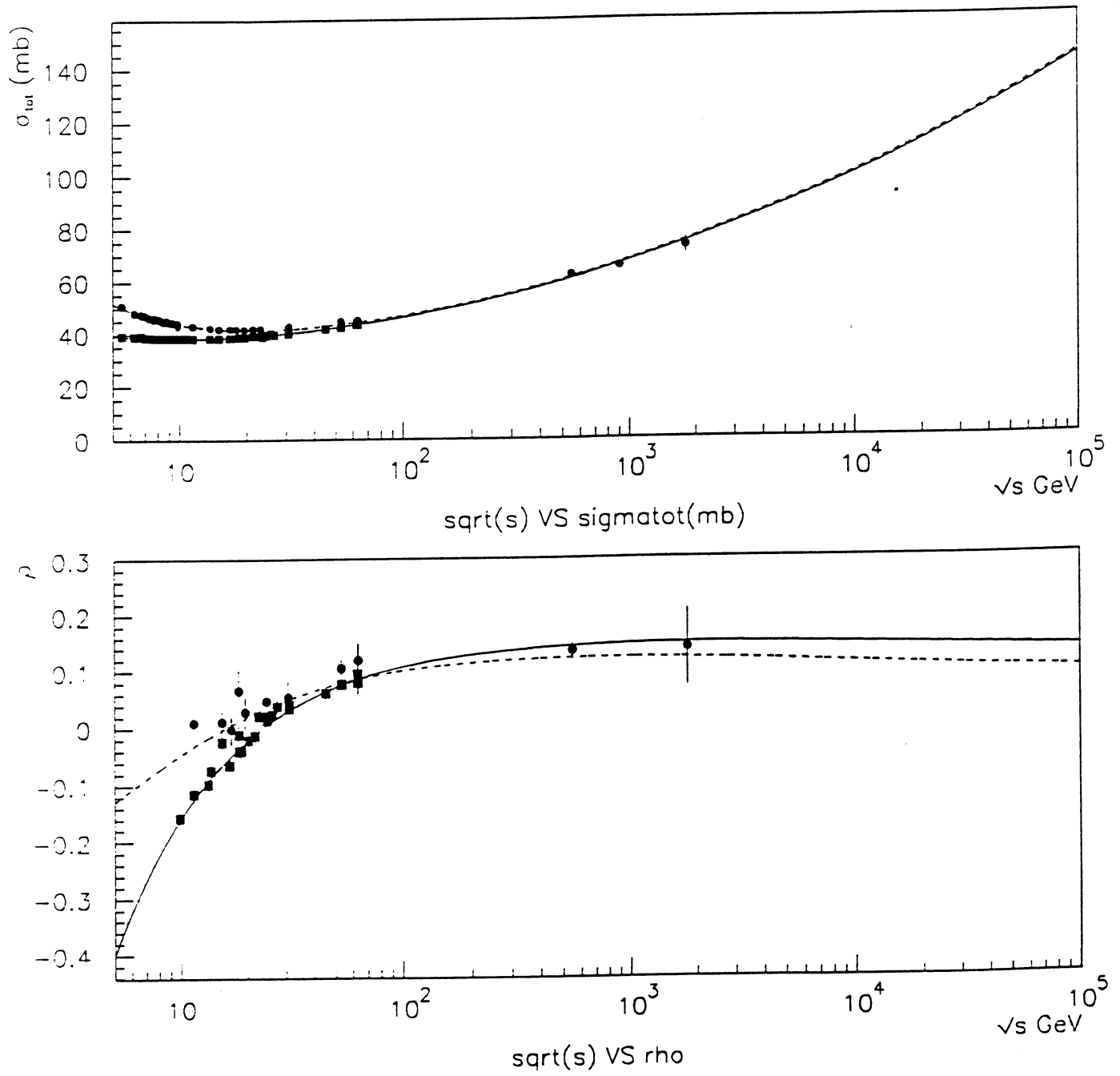


Figure 10.11: La section efficace totale et ρ en utilisant le modèle BKW1 [46] avec un Oddéron en $\ln^2 s$.

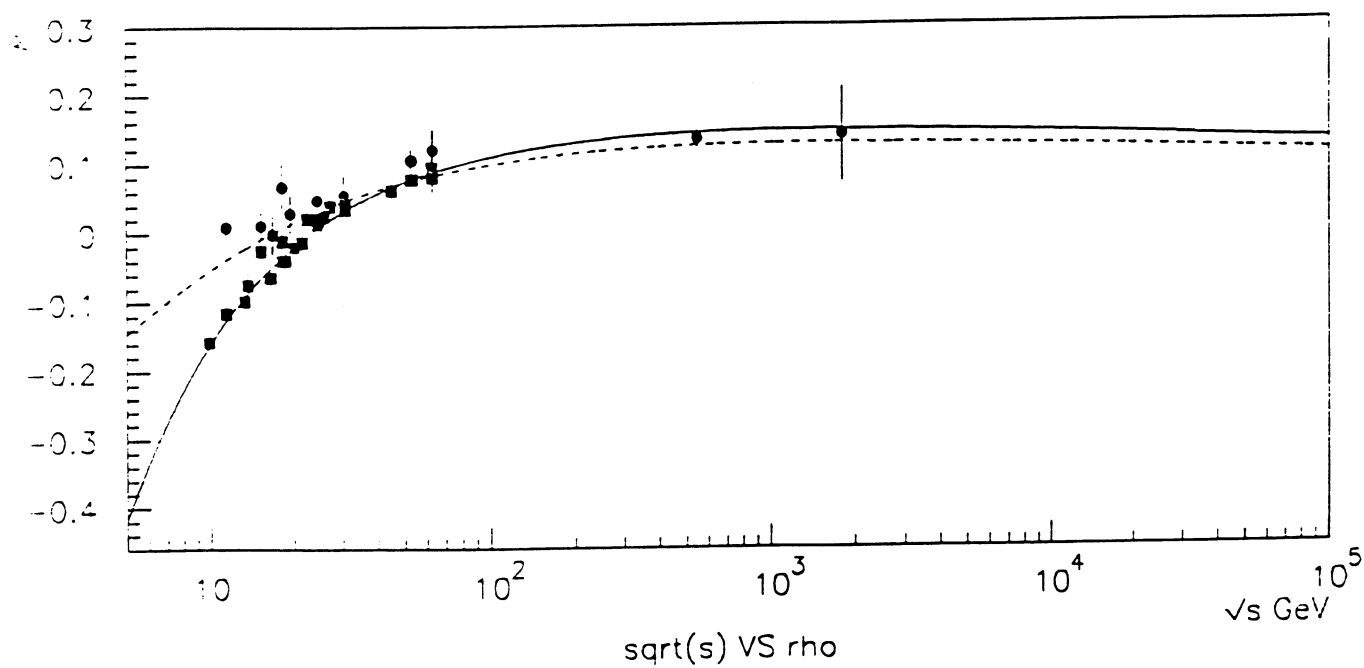
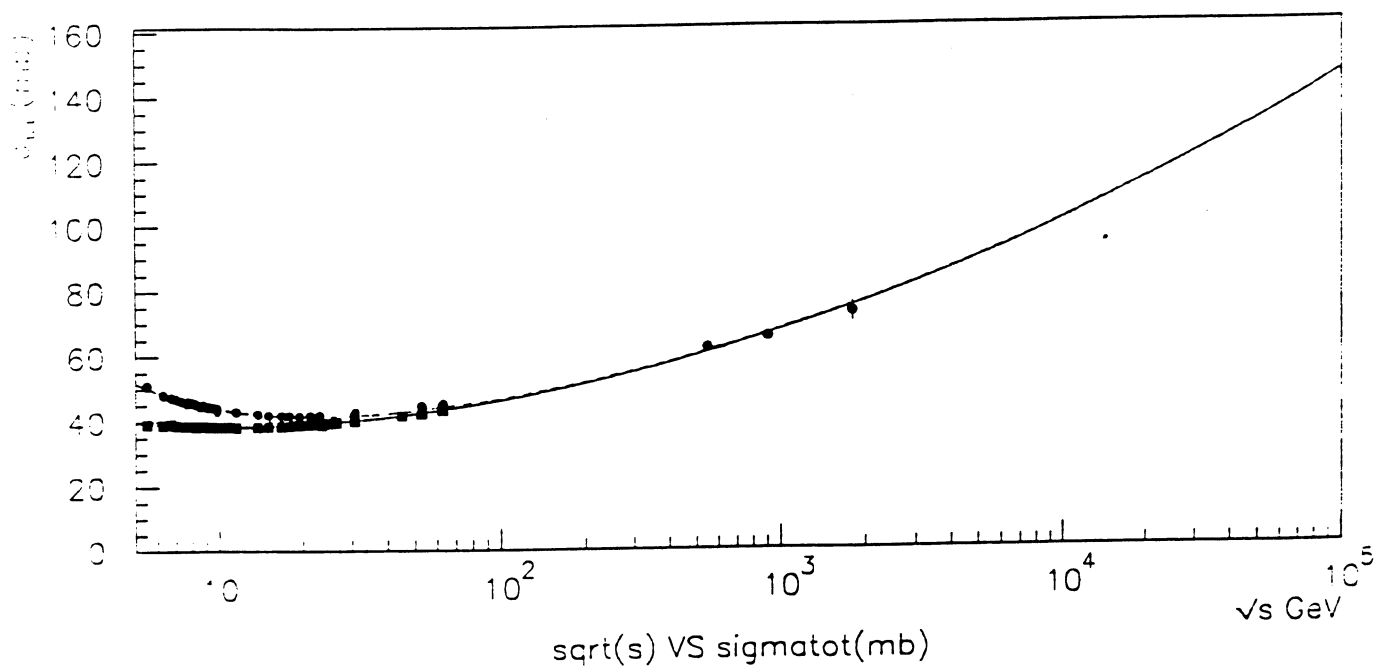


Figure 10.12: La section efficace totale et ρ en utilisant le modèle BKW1 [46] avec un Oddéron en $\ln s$.

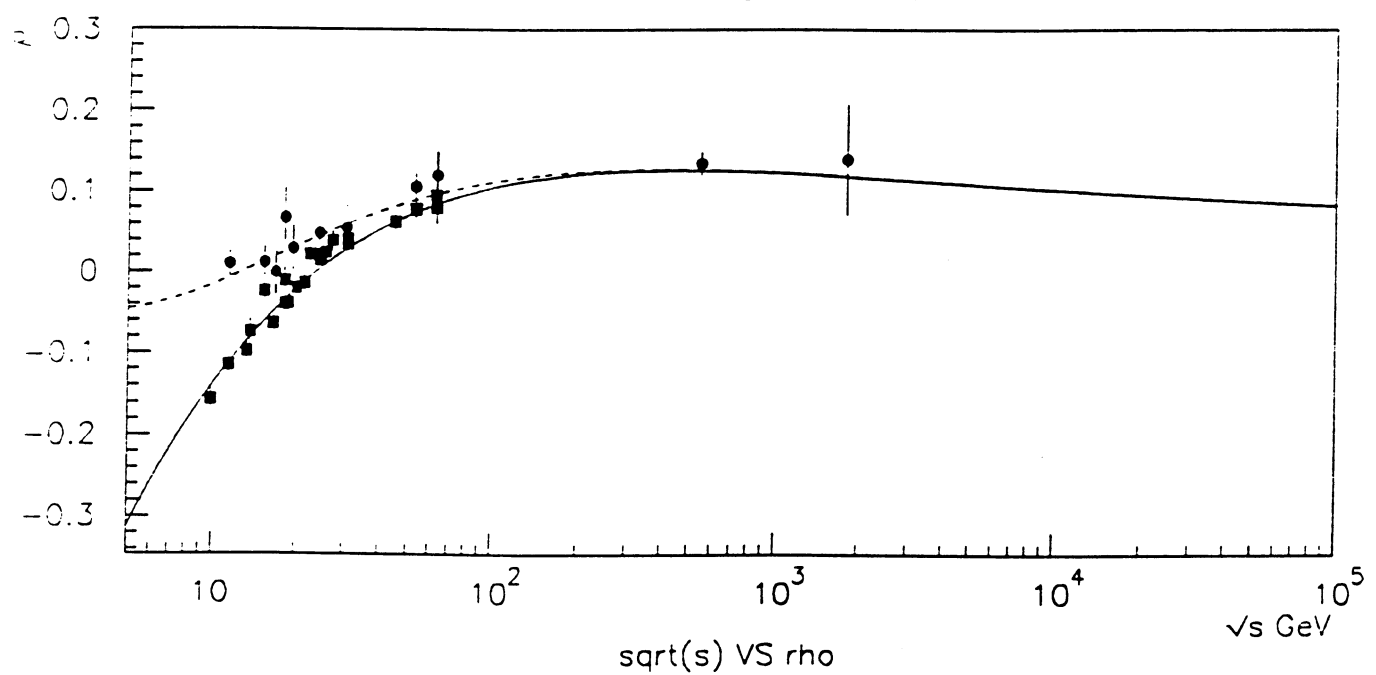
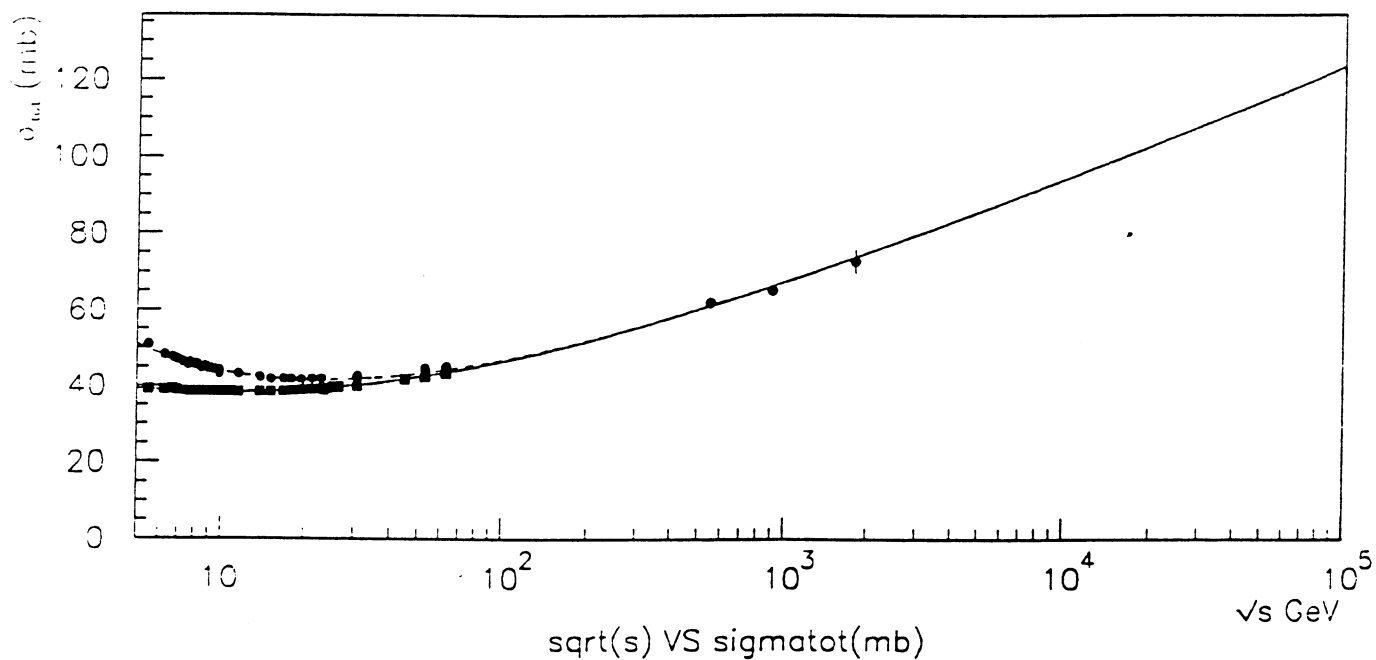


Figure 10.13: La section efficace totale et ρ en utilisant le modèle BKW2 [46] sans Oddéron.

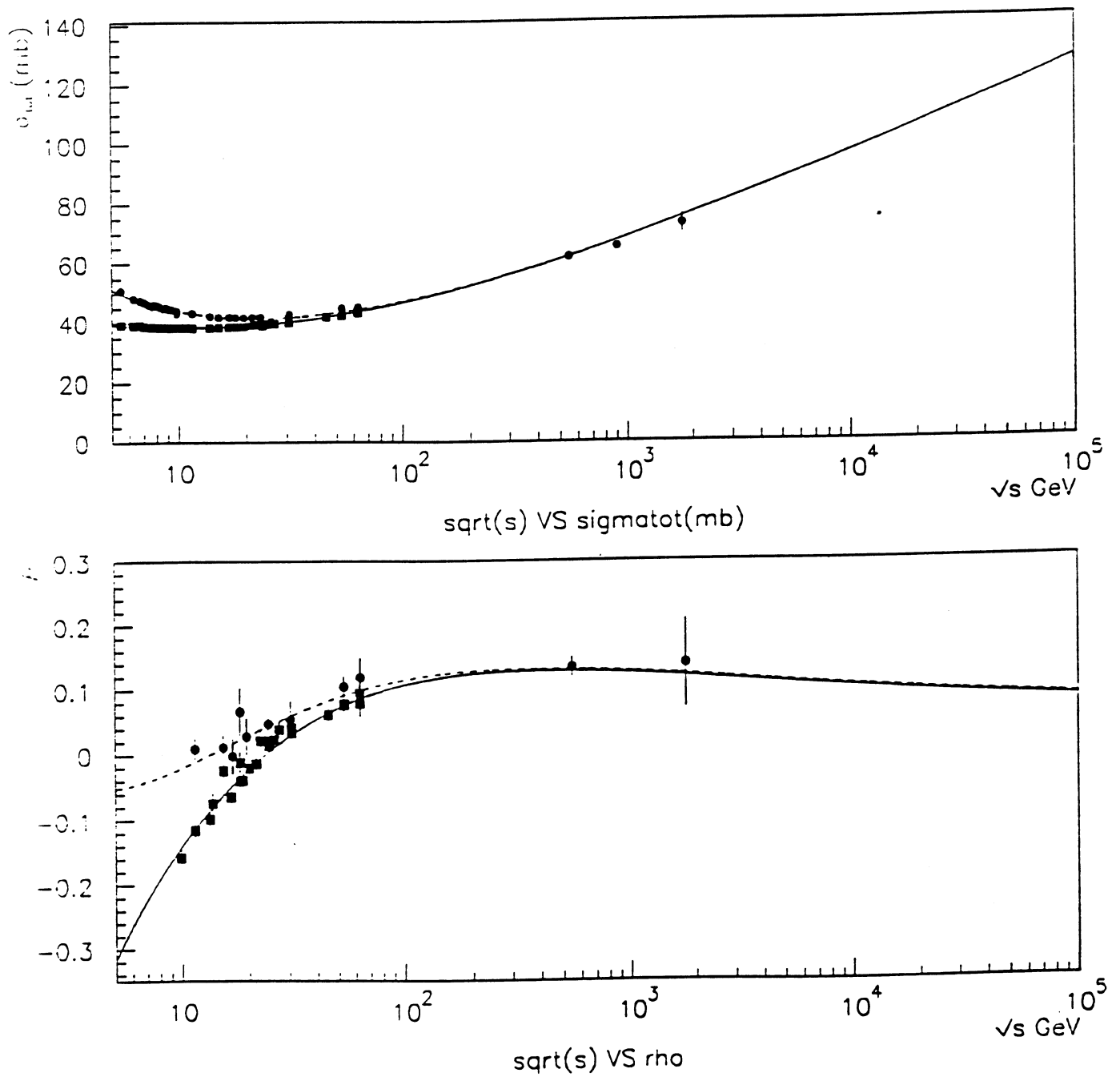


Figure 10.14: La section efficace totale et ρ en utilisant le modèle BKW2 [46] avec un Oddéron en $\ln(s)$.

Conclusion

L'expérience effectuée par la collaboration UA4/2 auprès du collisionneur $S\bar{p}pS$ du CERN, sur la diffusion élastique proton-antiproton, à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 541.2 GeV, a permis la mesure du rapport ρ de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de cette diffusion.

Une nouvelle optique a été conçue, ainsi qu'un ensemble de détection approprié à la mesure, permettant la détection des événements élastiques jusqu'à des valeurs du carré du quadrimoment transféré $-t$ inférieures à 10^{-3} GeV². Le grand nombre d'événements élastiques enregistrés a permis de minimiser l'erreur statistique sur la mesure, ainsi qu'une étude approfondie des erreurs systématiques, ces dernières ayant été minimisées grâce au système de mesure utilisé. Nous ajoutons quadratiquement les contributions statistique et systématique pour calculer l'erreur globale sur le rapport ρ et nous obtenons:

$$\rho = 0.135 \pm 0.02$$

La précision sur la mesure ainsi obtenue est à présent de l'ordre de grandeur de l'incertitude théorique sur la valeur de ρ .

La valeur du rapport ρ obtenue à partir des données de cette expérience est utilisée pour l'extrapolation de la section efficace totale et de la partie réelle aux énergies des futurs collisionneurs. Un grand nombre de modèles théoriques d'échange de la voie t , du type pôle de Regge, a été étudié. Les prédictions associées à tous ces modèles pour la valeur de ρ à l'énergie du collisionneur $S\bar{p}pS$, sont compatibles à au plus une déviation standard, avec notre mesure.

Liste des figures

1.1	Principe de la diffusion élastique proton-antiproton.	8
1.2	Les sections efficaces totales.	12
2.1	Le complexe du Collisionneur du CERN.	16
2.2	L'accumulateur d'antiprotons du CERN.	17
2.3	Le refroidissement stochastique.	18
2.4	Le positionnement des détecteurs le long de LSS4.	19
2.5	L'ellipse dans l'espace des phases.	23
2.6	La disposition de LSS4 en 1985.	26
2.7	La disposition de LSS4 en 1991.	26
2.8	Les résultats obtenus avec les détecteurs BPCS.	32
3.1	Principe de la chambre à dérive.	35
3.2	L'hodoscope de scintillateur.	37
3.3	Principe des compteurs de luminosité.	38
3.4	Principe d'un pot Romain d'axe horizontal.	40
3.5	Le positionnement des détecteurs dans un pot.	41
3.6	Les distances entre les détecteurs dans un pot.	43
3.7	Les ellipses en quadrimoments transférés.	44
3.8	Principe de la mesure avec les pieds à coulisse.	47
3.9	Mesures des positions de fils.	49
3.10	Principe du trigger élastique.	52
3.11	La logique pour le compteur de luminosité.	54
3.12	La variation de la position longitudinale du point d'interaction.	57
3.13	La valeur de la position longitudinale du point d'interaction.	58
3.14	La visualisation d'une trajectoire.	60

4.1	Vue d'ensemble des plans de fibres.	64
4.2	Les résultats de la simulation.	65
4.3	Principe de codage des fibres.	67
4.4	Principe de la reconstruction.	69
4.5	L'ensemble de détection du test.	71
4.6	Schéma de l'acquisition des données du test.	72
4.7	Spectre des signaux obtenus pendant le test.	73
4.8	Les résultats des tests des fibres.	75
4.9	Comparaison des fibres avec et sans colle.	76
4.10	Principe du préamplificateur.	79
4.11	Vue d'une rainure de plaquette.	81
4.12	Points de mesure sur une plaquette vue de dessus.	82
4.13	Points de mesure d'une plaquette avec le miroir	82
4.14	Résidus de la position des rainures.	83
4.15	Le collage des fibres.	84
4.16	Résultats de la métrologie pour un détecteur.	85
4.17	Plan d'ensemble des pièces du détecteur.	86
4.18	Le système de montage des photomultiplicateurs	87
4.19	Schéma du positionnement des détecteurs.	90
4.20	Le piédestal typique.	92
4.21	La mesure de la résolution.	93
4.22	L'inefficacité au fond des détecteurs.	95
4.23	La projection des coordonnées.	95
4.24	Les distributions de y pour les 12 plans.	97
5.1	Informations concernant la période de run.	102
5.2	Exemple de trajectoire dans la chambre.	103
5.3	La mesure de l'origine des temps de dérive.	105
5.4	Une distribution de l'origine des temps de dérive.	107
5.5	Une distribution de la vitesse de dérive.	109
5.6	Variation des paramètres de la calibration.	111
5.7	La variation des paramètres par run.	112
5.8	Les résidus en fonction de la coordonnée prédite.	113

5.9	Cluster reconstruit dans les deux pots d'un bras.	115
5.10	Le nombre de clusters en fonction du nombre de photomultiplicateurs.	118
5.11	La vérification de l'alignement (1).	123
5.12	La vérification de l'alignement (2).	124
5.13	La vérification de l'alignement (3).	125
5.14	La réponse des compteurs de déclenchement.	127
5.15	L'efficacité horizontale en fonction de la coordonnée verticale.	128
5.16	L'efficacité des détecteurs à fibres.	131
5.17	L'uniformité de l'efficacité des détecteurs à fibres.	132
5.18	L'inefficacité au fond des détecteurs à fibres.	133
5.19	L'efficacités en fonction du carré du quadrimoment transféré.	135
5.20	Les multiplicités par pot.	136
5.21	Résidus et résolutions pour une chambre.	138
5.22	Variation des résolutions par plan (1).	140
5.23	Variation des résolutions par plan (2).	141
5.24	Les différences des coordonnées verticales par bras.	142
5.25	Variation de la résolution de la coordonnée verticale.	144
6.1	La forme du tube à vide dans les quadropôles.	149
6.2	La coupure fiduciaire.	150
6.3	La distribution théorique simulée.	152
6.4	La distribution expérimentale simulée.	153
6.5	La distribution en acceptance associée.	153
6.6	La variation de l'acceptance.	155
7.1	Les distributions en acolinéarité.	159
7.2	Les évènements à mauvaise colinéarité.	162
7.3	La corrélation des coordonnées horizontales proton-antiproton.	164
7.4	Le bruit de fond pour la distribution en acolinéarité.	165
7.5	L'ajustement des évènements de bruit de fond.	166
7.6	Les distributions en quadrimoment transféré pour le télescope 1.	168
7.7	Les distributions en quadrimoment transféré pour le télescope 2.	169
8.1	Le taux de comptage des compteurs de luminosité.	174

8.2	Le rapport de la luminosité aux taux de comptage.	175
8.3	Le rapport des taux de comptage élastiques sur inélastiques.	178
8.4	La section efficace totale par run et par télescope.	181
9.1	L'ajustement de la pente sur l'ensemble des données.	186
9.2	La distribution en t pour l'ensemble des données.	188
9.3	Les contours à une déviation standard pour tous les runs.	189
9.4	Comparaison entre les distributions.	190
10.1	Diagramme de Mandelstam.	196
10.2	Le domaine d'analyticité des amplitudes de diffusion.	198
10.3	Contour d'intégration dans le plan complexe.	201
10.4	La section efficace totale et la partie réelle (1).	206
10.5	La section efficace totale et la partie réelle (2).	207
10.6	La section efficace totale et la partie réelle (3).	210
10.7	La section efficace totale et la partie réelle (4).	212
10.8	La section efficace totale et la partie réelle (5).	213
10.9	La section efficace totale et la partie réelle (6).	215
10.10	La section efficace totale et la partie réelle (7).	217
10.11	La section efficace totale et la partie réelle (8).	218
10.12	La section efficace totale et la partie réelle (9).	219
10.13	La section efficace totale et la partie réelle (10).	220
10.14	La section efficace totale et la partie réelle (11).	221

Liste des tableaux

2.1	Les matrices de transfert.	22
4.1	Fibres libres premières voisines.	76
4.2	Fibres premières voisines sur plaquette.	76
4.3	L'efficacité fonction des photomultiplicateurs sélectionnés.	99
4.4	L'efficacité des dix détecteurs.	99
4.5	L'estimation de la résolution.	99
8.1	Les résultats sur la luminosité pour les différents runs.	176

Bibliographie

- [1] C. AUGIER^b, D. BERNARD^b, J. BOUROTTE^b, M. BOZZO^a, A. BUENO^c, R. CASES^c, F. DJAMA^c, M. HAGUENAUER^b, V. KUNDRAT^c, M. LOKAJICEK^c, G. MATTHIAE^d, A. MORELLI^a, F. NATALI^d, S. NEMECEK^c, M. NOVAK^c, E. SANCHIS^c, G. SETTE^a, M. SMIZANSKA^c, J. VELASCO^e.
a - Dipartimento di Fisica, Università di Genova, and Sezione INFN, Gênes, Italie,
b - LPNHE, Ecole Polytechnique/IN2P3-CNRS, Palaiseau, France,
c - Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, Tschécoslovaquie,
d - Dipartimento di Fisica, Università di Roma II and Sezione INFN, Rome, Italie,
e - IFIC, Centro Mixto Universidad de Valencia-CSIC, Valence, Espagne.
- [2] D. Bernard et al., UA4 collaboration, Phys.Lett. 198B, 583 (1987).
- [3] First Blois Workshop, Blois, France, 3-6 juin 1985, Ed. B. Nicolescu et J. Tran Thanh Van, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1985.
Second Blois Workshop, The Rockefeller University, New York, USA, October 15-18, 1987. Ed. K. Goulios, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1988.
Third Blois Workshop, Northwestern University, Evanston, USA, May 2-6, 1989, Ed. M.M. Block, Nucl. Phys. B (Proceedings Supplements) 12, (1990) North-Holland, Amsterdam, January 1990.
Fourth Blois Workshop, La Biodola, Elba, Italy, May 22-25, 1991, Ed. F. Cervelli et S. Zucchelli, Nucl. Phys. B (Proceedings Supplements) 25B, (1992) North-Holland, Amsterdam, March 1992.
- [4] G.B. West et D.R. Yennie, Phys. Rev. 172, 1413 (1968).
- [5] N.H. Buttimore, E. Gotsman et E. Leader, Phys. Rev. D18, 694 (1978).
- [6] U. Amaldi et K. Shubert, Nucl. Phys., B166, 301 (1980)
J. Dorenbosch, PhD Thesis, University of Amsterdam, 1977.
- [7] M. Bozzo et al., UA4 Collaboration, Phys. Lett. 147B, 385 (1984).
- [8] S. Shukla, "High energy elastic and diffractive scattering", Fermilab-Conf-92/232.
- [9] J.B. Jeanneret, CERN/SPS Internal report.
- [10] C. Rubbia, P. Mac Intyre, D. Cline in Proceeding of the International Neutrino Conference, Aachen, 1976, Ed. H. Faissner, H. Reithler and P. Zerwas, 683.

- [11] S. Van der Meer CERN/PS/AA/80-12.
G. Garron et al. Phys. Lett. 77B, 353 (1978)
S. Van der Meer IEEF Tran. on Nucl. Scie. NS-28, 3 (1981).
- [12] P.E. Faugeras, CERN, SPS/84-7 (ARF) 1984.
- [13] P.E. Faugeras, "New insertion optics for the SPS p-pbar Collider", CERN MT DI/90-5.
- [14] A. Faugier, J.B. Jeanneret, T. Linnecar, J.D. Pahud. CERN SL/92-05 (EA).
- [15] X. Altuna et al., "A momentum calibration of the SPS proton beam", CERN SL/92-32 (EA).
- [16] M. Haguenaer, UA4/2 Collaboration, Nucl. Phys. 25B, (Proc. Suppl.) 266 (1992).
- [17] D. Bernard, "A fast and precise scintillating fiber tracking detector", Proceedings of the LHC Workshop, Aachen, CERN 90-10, Volume II, 10 (1990).
- [18] U. Amaldi et al, Phys. Lett. 66B, 390 (1977).
- [19] R.E. Ansorge et al, UA2 Collaboration, NIM A265, 33 (1987).
- [20] M. Leblanc et al., NIM A273, 583 (1988).
R. Mastrippolito, Thèse de 3ème cycle. Université d'Orsay (1990).
- [21] D. Bernard, UA4/2 Collaboration, NIM A315, 43 (1992).
- [22] P. Rebourgeard, H. Blumenfeld, M. Bourdinaud, A. Giganon, C. Alaus, C.E.N. SACLAY, "Etude et mesure de l'ouverture numérique de fibres optiques plastiques fluorescentes", ESI Publications, Opto 89.
- [23] Kyowa Gas Chemical Industry Co., LTD: "Scintillating fiber products".
- [24] J. Buskens et al, UA4 Collaboration, Nucl. Inst. and Meth. 207, 365 (1983).
- [25] A. Peisert et F. Sauli, "Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation", CERN/84-08, p.47 (1984).
- [26] M. Bozzo et al., UA4 Collaboration, Phys. Lett. 147B, 392 (1984).
- [27] M. Froissart, Phys. Rev. 123, 1053 (1961).
- [28] A. Martin, Phys. Rev. 129, 1432 (1963) et Nuovo Cim, 42, 930 (1966).
- [29] R.J. Eden, Phys. Rev. Lett. 16, 39 (1966).
T. Kinoshita, in Perspectives in Modern Physics, New-York, 1966, p.211.
G. Grunberg et T.N. Truong, Phys. Rev. Lett. 31, 63 (1973).
- [30] G. Cohen Tannoudji, "Introduction aux pôles de Regge", Ecole d'été de Gif-sur-Yvette, septembre 1969.

- [31] A. Morel, "Analyticité des amplitudes de diffusion à deux corps en interaction forte; Théorèmes généraux", Cours donné à Orsay en deuxième année de deuxième cycle (1970-1971 et 1971-1972).
- [32] A. Martin et G. Matthiae, "Elastic scattering and total cross-section", dans "Proton-antiproton collider physics". Ed. G. Altarelli et L. Di Lella, World Scientific Publishing Co., 45 (1989).
- [33] A. Martin, Proc. Second Int. Conf. on Elastic and Diffractive Scattering, New-York, 145 (1987).
- [34] S. Hadjitheodoridis et K. Kang, Phys. Lett. 208B, 135 (1988).
- [35] D. Bernard, P. Gauron et B. Nicolescu, Phys. Lett. 199B, 125 (1987).
- [36] L. Lukaszuk et B. Nicolescu, Nuov. Cim. Lett. 8, 405 (1973).
- [37] K. Kang et B. Nicolescu, Phys. Rev. 11D, 2461 (1975).
- [38] G.F. Chew et S.C. Frautschi, Phys. Rev. Lett. 7, 394 (1961)
- [39] T.T. Chou et C.N. Yang, Phys. Rev. 170, 1591 (1968).
T.T. Chou et C.N. Yang, Phys. Rev. 175, 1832 (1968).
T.T. Chou et C.N. Yang, Phys. Rev. Lett. 20, 1213 (1968).
- [40] C. Bourrely, J. Soffer et T.T. Wu, Phys. Lett. B252, 287 (1990).
- [41] R.J.M. Covolan, L.L. Jenkovszky et E. Predazzi, Z. Phys. C51, 459 (1991).
- [42] U. Amaldi et al. Phys. Lett. 66B, 390 (1977).
- [43] P. Gauron, E. Leader et B. Nicolescu, Phys. Lett. 238B, 406 (1990).
- [44] A. Donnachie et P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B231, 189 (1984).
- [45] P. Desgrolard, M. Giffon et L. Jenkovszky, Z. Phys. C - Particles and Fields 55, 637 (1992).
- [46] M.M. Block, K. Kang et A.R. White, "The current status of high energy elastic scattering", Northwestern University, N.U.H.E.P. Report 172 (1991).

Table des matières

1

Introduction : La Diffusion Élastique

	7
1.1 La mesure de la partie réelle.	7
1.1.1 Introduction	7
1.1.2 La diffusion élastique proton-antiproton.	8
1.1.3 Amplitude et section efficace de diffusion.	9
1.1.4 La section efficace différentielle élastique.	10
1.2 Les motivations pour la mesure de la partie réelle.	12
1.2.1 Les résultats de la collaboration UA4.	12
1.2.2 Les améliorations pour la mesure.	13

2

La Zone Expérimentale

	15
2.1 Introduction.	15
2.2 Le Collisionneur du CERN	15
2.2.1 L'obtention des paquets d'antiprotons.	15
2.2.2 La nouvelle optique du faisceau.	19
Le formalisme des matrices de transfert.	19
L'ellipse de l'espace de phase; Les paramètres du faisceau.	21
La luminosité.	23
La valeur de la fonction bêatronique.	23
2.3 Le faisceau.	27

2.3.1	La mesure de l'impulsion des faisceaux.	27
	Les motivations de la mesure.	27
	Le principe de la mesure.	27
	L'erreur sur les différents paramètres.	28
	Les résultats.	29
2.3.2	La vérification de la valeur de l'angle du faisceau.	31
2.3.3	Le réglage des faisceaux.	31

3

L'Ensemble de Détection et L'Acquisition des Données

		33
3.1	Introduction.	33
3.2	L'ensemble de détection.	33
	3.2.1 Les chambres à dérive.	33
	3.2.2 Les détecteurs à fibres scintillantes.	36
	3.2.3 Les compteurs pour le déclenchement.	36
	3.2.4 Les compteurs de luminosité.	38
3.3	Le positionnement de l'ensemble de détection.	39
	3.3.1 Les pots Romains.	39
	3.3.2 Les coordonnées au minimum de la fonction bêtatronique.	42
	3.3.3 La correspondance entre les coordonnées.	44
3.4	Le contrôle de la position des détecteurs.	46
	3.4.1 Introduction.	46
	3.4.2 Le système de mesure utilisé.	46
	3.4.3 Les différentes mesures sur les détecteurs.	46
3.5	Le déclenchement.	50
	3.5.1 Introduction.	50
	3.5.2 Le trigger élastique.	50
3.6	Le moniteur de luminosité.	51
3.7	La position longitudinale du point d'interaction.	53
	3.7.1 La vérification durant l'expérience.	53
	3.7.2 La vérification sur les données.	55

Introduction.	55
La méthode.	55
Les résultats obtenus.	56
Conclusion.	56
3.8 Les données expérimentales.	59
3.8.1 L'acquisition et l'enregistrement.	59
L'électronique et l'informatique d'acquisition.	59
La procédure d'acquisition	59
3.8.2 Les données brutes.	60

4

Le Détecteur à Fibres Scintillantes

	63
4.1 Introduction.	63
4.2 Le principe du détecteur.	63
4.3 Le fonctionnement général du détecteur.	65
4.3.1 La simulation.	65
4.3.2 Le codage.	67
4.3.3 La reconstruction.	68
4.4 Le choix des fibres scintillantes.	70
4.4.1 Introduction.	70
4.4.2 Les tests comparatifs de fibres.	71
4.5 L'électronique des détecteurs à fibres.	78
4.5.1 Le choix des photomultiplicateurs.	78
4.5.2 L'électronique d'amplification.	78
4.6 La construction en série des détecteurs.	80
4.6.1 Introduction.	80
4.6.2 La métrologie des plaquettes.	80
Les mesures sur les plaquettes.	81
Les résultats.	81
4.6.3 Le collage des fibres sur les plaquettes.	83
4.6.4 Le montage de la partie détection.	84

4.6.5	L'assemblage du détecteur.	86
	Les autres pièces du détecteur.	86
	Le montage final.	87
	Le test avec la source radioactive.	87
4.6.6	Conclusion.	88
4.7	Description des tests en faisceau.	89
4.7.1	Les moyens à notre disposition.	89
4.7.2	Les résultats des tests en faisceau.	89
	La reconstruction et l'efficacité.	89
	La résolution du détecteur.	93
	L'efficacité au fond du détecteur.	94
	La vérification de la géométrie.	96
4.7.3	Conclusion.	98

5

Les Données de l'Expérience

		101
5.1	La reconstruction de la coordonnée horizontale.	101
5.2	La calibration des chambres à dérive.	104
5.2.1	Mesure des origines de temps de dérive des chambres.	105
5.2.2	Mesure de la vitesse de dérive.	107
5.2.3	Le calcul des résidus.	110
5.3	La reconstruction de la coordonnée verticale.	114
5.3.1	Introduction.	114
5.3.2	Le principe de la reconstruction.	114
	La séparation piédestal-signal.	114
	La sélection du nombre de photomultiplicateurs.	116
	L'algorithme de reconstruction.	117
5.4	L'alignement de l'ensemble de détection.	120
5.4.1	Introduction.	120
5.4.2	L'alignement géométrique.	120
5.4.3	Les résultats de l'alignement.	121

5.5	L'efficacité de reconstruction des détecteurs.	126
5.5.1	L'efficacité des compteurs de déclenchement.	126
5.5.2	L'efficacité des chambres à dérive.	126
5.5.3	L'efficacité des détecteurs à fibres.	129
5.5.4	L'efficacité en fonction de la variable t	134
5.6	La stabilité des chambres à dérive.	134
5.7	La résolution des détecteurs.	137
5.7.1	La résolution des chambres à dérive.	137
5.7.2	La résolution des détecteurs à fibres.	139
	La méthode de mesure de la résolution.	139
	L'estimation de la résolution par bras.	143
5.7.3	La résolution en quadrimoment transféré.	143
5.8	Conclusion.	143

6

L'Acceptance des Détecteurs

		145
6.1	Introduction.	145
6.2	La définition de l'acceptance.	145
6.3	La simulation.	146
6.3.1	La distribution théorique.	146
6.3.2	Les paramètres de la simulation.	147
	Les paramètres du faisceau et de l'optique.	147
	La définition de la région fiduciaire.	148
6.3.3	La distribution expérimentale.	149
6.4	La distribution en acceptance.	152
6.4.1	Le calcul de l'acceptance.	152
6.4.2	La variation de l'acceptance avec les paramètres.	154
6.5	Conclusion.	154

7

La Distribution Expérimentale

	157
7.1 La sélection des événements élastiques.	157
7.1.1 Introduction.	157
7.1.2 Les critères de sélection: choix et influences.	157
La sélection des bons événements.	157
Les coupures en temps.	158
La coupure fiduciaire.	158
La coupure sur l'acolinéarité.	158
7.1.3 Conclusion.	159
7.2 L'angle de diffusion et la valeur de t associée.	160
7.2.1 La méthode.	160
7.2.2 L'angle du faisceau θ_f	160
7.3 La distribution expérimentale en t	161
7.3.1 Le bruit de fond.	161
Les trois méthodes de calcul.	161
7.3.2 L'ensemble des distributions expérimentales en t	167

8

La Section Efficace Totale

	171
8.1 Introduction.	171
8.2 La mesure de la luminosité.	172
8.2.1 Les profils de faisceau.	172
8.2.2 Le nombre de protons et d'antiprotons.	172
8.2.3 La valeur de la luminosité intégrée.	173
8.2.4 La fraction d'interactions inélastiques.	173
8.3 La mesure de la section efficace totale.	177
8.3.1 Le taux de comptage des événements élastiques.	177
8.3.2 La méthode de mesure de la section efficace totale.	177
8.3.3 La correction d'absorption et d'efficacité.	180
8.3.4 Conclusion.	182

9

L'Ajustement des Paramètres

	183
9.1 Introduction.	183
9.1.1 Le principe de la mesure.	183
9.1.2 Les estimateurs.	183
L'écart quadratique moyen au carré.	184
Le maximum de vraisemblance.	184
9.1.3 Les méthodes de recherche des extréma.	184
Le calcul systématique.	185
Le programme MINUIT.	185
9.1.4 La compatibilité des deux méthodes.	185
9.2 L'ajustement de la pente et de la partie réelle.	185
9.3 L'erreur systématique.	187
9.3.1 La variation des paramètres.	187
9.4 Conclusion.	192

10

L'Extrapolation à Haute Energie

	195
10.1 La théorie des diffusions élastiques hadroniques.	195
10.1.1 Définitions et rappels de cinématique.	195
10.2 Propriétés des amplitudes de diffusion à haute énergie.	196
10.2.1 Les théorèmes asymptotiques.	198
10.3 Le modèle des pôles de Regge	199
10.4 Les relations de dispersion	200
10.5 L'extrapolation à haute énergie	203
10.5.1 La méthode	203
10.5.2 L'étude des différents modèles.	204
10.5.3 Conclusion sur les divers modèles.	216
10.6 Conclusion.	216

Résumé

Nous mesurons le rapport ρ de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique nucléaire proton-antiproton vers l'avant, à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 541 GeV, en estimant la contribution de l'interférence constructive avec l'amplitude de diffusion Coulombienne, auprès du collisionneur $S\bar{p}pS$ du CERN.

Cette mesure nécessite l'accès à des angles de diffusion inférieurs à $100 \mu rad$, ce que nous obtenons avec une optique de faisceau spéciale, et un ensemble de détection particulier positionné à environ 45 mètres de part et d'autre du point d'interaction. Les trajectoires des hadrons diffusés sont reconstruites grâce à des chambres à dérive pour la mesure de la coordonnée horizontale, et des détecteurs à fibres scintillantes pour celle de la coordonnée verticale. Ces derniers, conçus et réalisés au LPNHE, font l'objet d'une étude particulière. Après sélection des événements de diffusion élastique, nous calculons les angles de diffusion associés au proton et à l'antiproton, et nous en déduisons la valeur du carré du quadrimoment transféré t . Nous formons alors les distributions en t , que nous corrigeons par la distribution en acceptation correspondante, et nous ajustons simultanément les valeurs de la pente diffractive $B = 15.4 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2}$, et du rapport $\rho = 0.135 \pm 0.020$, l'erreur présentée incluant les contributions statistique et systématiques.

Nous étudions plusieurs modèles théoriques d'échange de la voie t du type pôle de Regge, certains ayant une contribution négligeable de la partie impaire sous le croisement de l'amplitude de diffusion, d'autres non. Notre valeur de ρ est compatible à au plus une déviation standard, avec les prédictions de l'ensemble de ces modèles.

Mots clés

amplitude - antiproton - diffusion - élastique
fibres scintillantes - nucléaire - partie réelle - proton

Résumé

Nous mesurons le rapport ρ de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique nucléaire proton-antiproton vers l'avant, à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 541 GeV, en estimant la contribution de l'interférence constructive avec l'amplitude de diffusion Coulombienne, auprès du collisionneur $S\bar{p}pS$ du CERN.

Cette mesure nécessite l'accès à des angles de diffusion inférieurs à $100 \mu rad$, ce que nous obtenons avec une optique de faisceau spéciale, et un ensemble de détection particulier positionné à environ 45 mètres de part et d'autre du point d'interaction. Les trajectoires des hadrons diffusés sont reconstruites grâce à des chambres à dérive pour la mesure de la coordonnée horizontale, et des détecteurs à fibres scintillantes pour celle de la coordonnée verticale. Ces derniers, conçus et réalisés au LPNHE, font l'objet d'une étude particulière. Après sélection des événements de diffusion élastique, nous calculons les angles de diffusion associés au proton et à l'antiproton, et nous en déduisons la valeur du carré du quadrimoment transféré t . Nous formons alors les distributions en t , que nous corrigeons par la distribution en acceptance correspondante, et nous ajustons simultanément les valeurs de la pente diffractive $B = 15.4 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2}$, et du rapport $\rho = 0.135 \pm 0.020$, l'erreur présentée incluant les contributions statistique et systématiques.

Nous étudions plusieurs modèles théoriques d'échange de la voie t du type pôle de Regge, certains ayant une contribution négligeable de la partie impaire sous le croisement de l'amplitude de diffusion, d'autres non. Notre valeur de ρ est compatible à au plus une déviation standard, avec les prédictions de l'ensemble de ces modèles.

Mots clés

amplitude - antiproton - diffusion - élastique
fibres scintillantes - nucléaire - partie réelle - proton