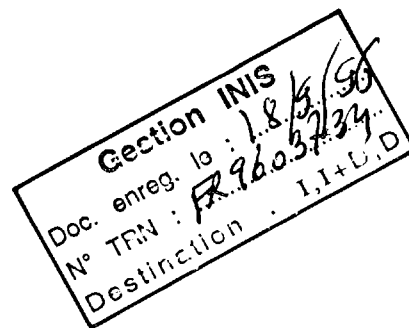
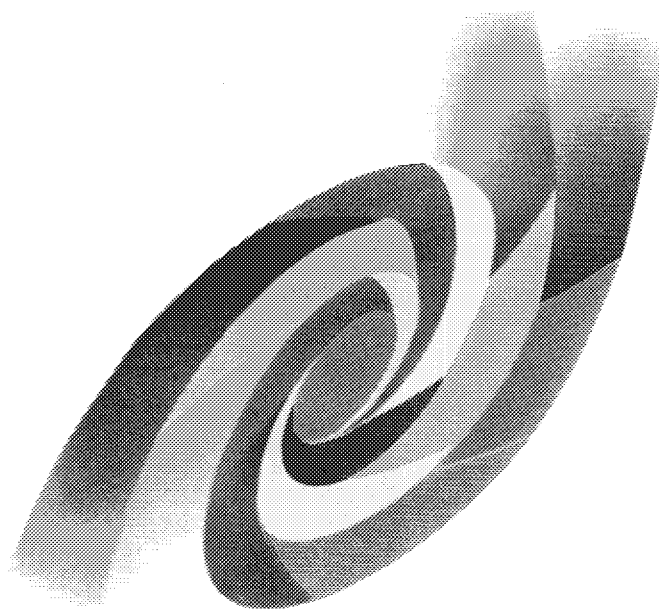
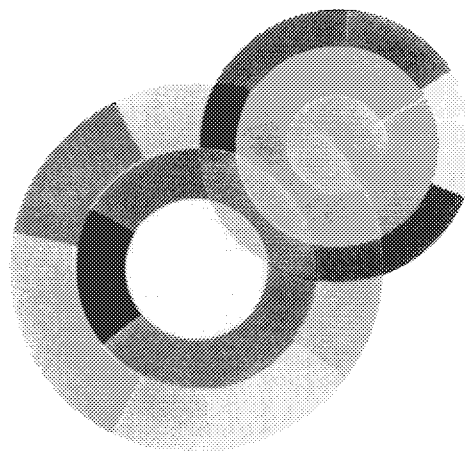




FR9603734



CEA DAPNIA/SPP 96-1007



Thèse soutenue  
le 4 Juin 1996

ETUDE DES DIMUONS DANS L'EXPERIENCE  
NOMAD AU CERN

Mai Khanh VO

DAPNIA

Le DAPNIA (Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée) regroupe les activités du Service d'Astrophysique (SAp), du Département de Physique des Particules Élémentaires (DPhPE) et du Département de Physique Nucléaire (DPhN).

Adresse :        DAPNIA, Bâtiment 141  
                      CEA Saclay  
                      F - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

**THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE PARIS VII**  
**Spécialité : Physique des Particules Élémentaires**

présentée par

**Mai Khanh VO**

pour obtenir le titre de DOCTEUR de L'UNIVERSITE PARIS VII

**ETUDE DES DIMUONS DANS  
L'EXPÉRIENCE NOMAD AU  
CERN**

Soutenue le 4 Juin 1996, devant le jury composé de :

|                      |                   |
|----------------------|-------------------|
| <b>F. VANNUCCI</b>   | <b>Président</b>  |
| <b>P. BINETRUY</b>   | <b>Rapporteur</b> |
| <b>J.E. CAMPAGNE</b> | <b>Rapporteur</b> |
| <b>M.C. COUSINOU</b> |                   |
| <b>L. DI LELLA</b>   |                   |
| <b>J. BOUCHEZ</b>    |                   |

*Das Ding an sich, das Ding für mich*

*E. Kant*

# REMERCIEMENTS

Je remercie Jacques Haïssinski et Michel Spiro de m'avoir accueillie au sein du département d'Astrophysique, de Physique des Particules, de Physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée où j'ai pu concrétiser mon rêve de petite fille en réalisant ce travail de thèse.

Je tiens à remercier, pour leur accueil et leur enthousiasme, tous les physiciens du groupe NOMAD de Saclay. Je souhaite en particulier remercier Jean-Pierre Meyer et Henri Zaccane pour l'aide qu'ils n'ont jamais manqué de m'apporter.

Je remercie aussi les personnes du DAPNIA que j'ai rencontrées au cours de ma thèse et avec qui j'ai pu avoir des discussions bénéfiques pour mon travail.

Je tiens également à remercier les autres membres de la collaboration NOMAD. Je pense en particulier à Boris ( ou B "a" ris??? ), Antoine, Pierre, Jacques, François, Juan-José ( mon Gigi préféré ), André ( t'es toujours mon b., tu sais ), Achim, ...et pardon pour ceux que j'oublie, avec qui, j'ai partagé trois ans ( et plus si ... ) où se sont mêlés rires et larmes, bonheur et coups de gueule, crises de nerf, passionnantes discussions et non moins passionnantes disputes. Avec vous, j'ai fait mon apprentissage de ce monde si fascinant, si étrange qu'est celui de la Physique des Particules. Je vous dédie "cette gouttelette presque impalpable qui porte sans fléchir l'édifice immense du souvenir".

Marie-Claude Cousinou, Pierre Binetruy, Jacques Bouchez, Jean-Eric Campagne, Luigi Di Lella, François Vannucci m'ont honorée en acceptant de faire partie du jury de cette thèse, et je les en remercie vivement. Je remercie tout particulièrement Pierre Binetruy et Jean-Eric Campagne, qui, bien qu'extrêmement occupés, ont accepté si gentiment d'être rapporteurs. Par ses nombreuses questions et ses remarques fort justes, Jean-Eric Campagne m'a permis d'apporter quelques éclaircissements à ce manuscrit, ma manière d'expliquer pouvant être des fois, je sais, ô combien absconse. Théoricien pur et dur, Pierre Binetruy a accepté son rôle de rapporteur et l'a rempli avec beaucoup de sérieux ( mais votre bonté vous perdra ).

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Jacques Bouchez, mon adorable

directeur de thèse, pour l'attention qu'il a portée à ce travail, pour ses explications, sa disponibilité, son extrême gentillesse et sa très grande compétence. J'espère qu'il ne s'est pas remis à fumer à cause de moi, auquel cas je ne me le pardonnerai jamais.

Je remercie également Pierre Astier, Jacques Bouchez, Jean-François Laporte, Antoine Letessier-Selvon, Jean-Pierre Meyer, Boris Popov, François Vannucci, Henri Zaccone... ainsi que moi-même d'avoir bien voulu lire et corriger et relire les ébauches de ce manuscrit.

Merci à Denis et à Antoine qui m'ont si patiemment supportée.

# Table des matières

|                                                                                                                    |           |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>INTRODUCTION</b>                                                                                                | <b>5</b>  |
| <b>1 LA PHYSIQUE DES NEUTRINOS</b>                                                                                 | <b>7</b>  |
| 1.1 Le modèle standard . . . . .                                                                                   | 7         |
| 1.2 Le neutrino et ses mystères . . . . .                                                                          | 10        |
| 1.2.1 Quid de sa nature? . . . . .                                                                                 | 10        |
| 1.2.2 Quid de sa masse? . . . . .                                                                                  | 13        |
| 1.2.3 Quid de son moment magnétique? . . . . .                                                                     | 21        |
| 1.3 Comment introduit-on un neutrino non standard? . . . . .                                                       | 23        |
| 1.3.1 Les modèles à symétrie Gauche-Droite brisée . . . . .                                                        | 23        |
| 1.3.2 Les théories grand-unifiées GUT . . . . .                                                                    | 24        |
| 1.4 L'état actuel de la recherche expérimentale . . . . .                                                          | 26        |
| 1.5 Conclusion . . . . .                                                                                           | 36        |
| <b>2 LA PHYSIQUE DU QUARK CHARMÉ ET NOMAD</b>                                                                      | <b>37</b> |
| 2.1 Les ingrédients de la production de dimuons de signes opposés . . . . .                                        | 37        |
| 2.2 Généralités sur les interactions neutrino-nucléon . . . . .                                                    | 38        |
| 2.2.1 Fonctions de structure et calcul de la section efficace . . . . .                                            | 40        |
| 2.2.2 Interprétation des fonctions de structure avec le modèle naïf<br>des partons . . . . .                       | 42        |
| 2.3 Hadronisation et Fonction de fragmentation . . . . .                                                           | 46        |
| 2.4 Désintégration semi-leptonique du quark charmé . . . . .                                                       | 48        |
| 2.5 Résultats expérimentaux . . . . .                                                                              | 51        |
| 2.6 Brève revue sur les productions "exotiques" de multimuons . . . . .                                            | 54        |
| 2.6.1 Résultats expérimentaux et prédictions théoriques et de la<br>production des dimuons de même signe . . . . . | 54        |
| 2.6.2 Tri-dent . . . . .                                                                                           | 55        |
| 2.6.3 Signal trimuonique . . . . .                                                                                 | 56        |
| <b>3 L'EXPÉRIENCE NOMAD</b>                                                                                        | <b>57</b> |
| 3.1 Principe de détection . . . . .                                                                                | 59        |
| 3.1.1 Description de la topologie du signal . . . . .                                                              | 59        |
| 3.1.2 Exemple d'extraction du signal dans le canal électronique . . . . .                                          | 60        |
| 3.2 Quelques paramètres du faisceau . . . . .                                                                      | 63        |
| 3.3 Le détecteur de NOMAD . . . . .                                                                                | 66        |
| 3.3.1 Mesure des traces chargées : DC . . . . .                                                                    | 69        |

|          |                                                                                             |            |
|----------|---------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 3.3.2    | Identification et mesure des électrons : TRD + ECAL + PRS                                   | 70         |
| 3.3.3    | Détection et mesure des hadrons neutres : HCAL . . . . .                                    | 76         |
| 3.3.4    | Identification des muons : MUON . . . . .                                                   | 78         |
| 3.3.5    | Cible dense appareillée : FCAL . . . . .                                                    | 79         |
| 3.3.6    | Le système de déclenchement : V + T1 + T2 . . . . .                                         | 80         |
| 3.4      | Amélioration future du détecteur de NOMAD : le détecteur à silicium et NOMAD-STAR . . . . . | 81         |
| 3.5      | Conclusion . . . . .                                                                        | 83         |
| <b>4</b> | <b>LES CHAMBRES À DÉRIVE</b>                                                                | <b>85</b>  |
| 4.1      | Généralités sur les détecteurs à gaz . . . . .                                              | 85         |
| 4.2      | Géométrie des chambres . . . . .                                                            | 87         |
| 4.3      | Structure mécanique . . . . .                                                               | 89         |
| 4.3.1    | Les panneaux . . . . .                                                                      | 89         |
| 4.3.2    | Les bandes de cathodes . . . . .                                                            | 90         |
| 4.3.3    | Les planchers, les fils et les supports de fil . . . . .                                    | 90         |
| 4.3.4    | L'assemblage d'une chambre . . . . .                                                        | 91         |
| 4.3.5    | Les caractéristiques des chambres . . . . .                                                 | 91         |
| 4.4      | Structure électrique . . . . .                                                              | 92         |
| 4.4.1    | L'alimentation des strips . . . . .                                                         | 92         |
| 4.4.2    | Le mode $B$ et $\overline{B}$ . . . . .                                                     | 94         |
| 4.4.3    | L'alimentation des fils et sortie du signal . . . . .                                       | 94         |
| 4.4.4    | La ligne test . . . . .                                                                     | 96         |
| 4.5      | Électronique associée . . . . .                                                             | 96         |
| 4.6      | Performance des chambres . . . . .                                                          | 98         |
| 4.6.1    | Le gaz utilisé . . . . .                                                                    | 98         |
| 4.6.2    | Le banc de test cosmique . . . . .                                                          | 99         |
| 4.6.3    | Le plateau en tension . . . . .                                                             | 102        |
| 4.6.4    | L'étude de l'inefficacité induite par les supports de fils . . . . .                        | 103        |
| 4.7      | Alignement des chambres . . . . .                                                           | 105        |
| 4.7.1    | Étude à Saclay avec cosmiques . . . . .                                                     | 106        |
| 4.7.2    | L'alignement dans NOMAD . . . . .                                                           | 112        |
| 4.7.3    | L'efficacité des fils . . . . .                                                             | 114        |
| 4.8      | Conclusion . . . . .                                                                        | 116        |
| <b>5</b> | <b>IDENTIFICATION DES MUONS</b>                                                             | <b>119</b> |
| 5.1      | Géométrie du détecteur à muons . . . . .                                                    | 120        |
| 5.2      | Le programme de reconstruction dans le détecteur à muons . . . . .                          | 120        |
| 5.2.1    | Calibration des données . . . . .                                                           | 121        |
| 5.2.2    | Algorithme de reconstruction de TUPs ( Track mUon Projection ) . . . . .                    | 124        |
| 5.2.3    | Interface graphique . . . . .                                                               | 131        |
| 5.2.4    | Résultats de la reconstruction dans le détecteur à muons . . . . .                          | 131        |
| 5.3      | Le programme d'identification des muons . . . . .                                           | 133        |
| 5.4      | Identification des muons : association entre traces DC et TUPS . . . . .                    | 133        |



## TABLE DES MATIÈRES

|          |                                                                                            |            |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 5.4.1    | Sélection des Candidats Muons . . . . .                                                    | 133        |
| 5.4.2    | Stratégie “d’arbitrage” . . . . .                                                          | 138        |
| 5.4.3    | Probabilité d’être un muon . . . . .                                                       | 138        |
| 5.5      | Identification des muons : association entre traces DC et coups . .                        | 139        |
| 5.5.1    | Description de l’algorithme . . . . .                                                      | 139        |
| 5.5.2    | Exemple . . . . .                                                                          | 140        |
| 5.6      | Étude avec des muons du flat-top . . . . .                                                 | 142        |
| 5.6.1    | Étude des pulls . . . . .                                                                  | 147        |
| 5.6.2    | Résultat obtenu : distribution du $\chi^2$ . . . . .                                       | 147        |
| 5.7      | Résultats du programme d’identification de muons . . . . .                                 | 151        |
| 5.7.1    | Efficacité d’identification de muons par l’association avec les TUPs . . . . .             | 151        |
| 5.7.2    | Comparaison des distributions en impulsion entre les données réelles et simulées . . . . . | 152        |
| 5.8      | Conclusion . . . . .                                                                       | 153        |
| <b>6</b> | <b>LE SIGNAL DIMUONIQUE</b>                                                                | <b>155</b> |
| 6.1      | Le déclenchement et l’acquisition de données . . . . .                                     | 155        |
| 6.1.1    | Le déclenchement . . . . .                                                                 | 155        |
| 6.1.2    | Acquisition . . . . .                                                                      | 156        |
| 6.2      | Sélection des événements . . . . .                                                         | 156        |
| 6.2.1    | Premier filtrage . . . . .                                                                 | 156        |
| 6.2.2    | Deuxième filtrage . . . . .                                                                | 159        |
| 6.3      | Étude des événements à courant chargé ( CC ) $\nu_\mu$ et $\bar{\nu}_\mu$ . . . . .        | 164        |
| 6.3.1    | Étude des $\nu_\mu$ CC Monte Carlo ( MC ) . . . . .                                        | 164        |
| 6.3.2    | Détermination du nombre d’événements de $\nu_\mu$ CC et de $\bar{\nu}_\mu$ CC . . . . .    | 167        |
| 6.4      | Étude des événements dimuons . . . . .                                                     | 170        |
| 6.4.1    | Les sources possibles de bruit de fond . . . . .                                           | 172        |
| 6.4.2    | Extraction du signal de dimuons “directs” . . . . .                                        | 174        |
| 6.4.3    | Détermination du rapport $\sigma(\mu^-\mu^+)/\sigma(\mu^-)$ . . . . .                      | 175        |
| 6.5      | Essais d’amélioration du rapport signal/bruit . . . . .                                    | 177        |
| 6.5.1    | Détermination du muon leptonique . . . . .                                                 | 177        |
| 6.5.2    | Essai de réjection des événements bruits de fond de désintégration . . . . .               | 178        |
| 6.5.3    | Essai de réjection des hadrons “punchthrough” . . . . .                                    | 181        |
| 6.5.4    | Coupe “cinématique” . . . . .                                                              | 182        |
| 6.5.5    | Résultats et conclusions . . . . .                                                         | 184        |
| 6.6      | Analyse du signal de dimuons “directs” . . . . .                                           | 185        |
| 6.7      | Conclusion . . . . .                                                                       | 187        |
| <b>7</b> | <b>ANALYSE PRÉLIMINAIRE D’OSCILLATION</b>                                                  | <b>189</b> |
| 7.1      | Données utilisées . . . . .                                                                | 189        |
| 7.2      | Description des coupures appliquées . . . . .                                              | 190        |
| 7.3      | Résultats . . . . .                                                                        | 191        |

## TABLE DES MATIÈRES

---

|                   |                                                              |     |
|-------------------|--------------------------------------------------------------|-----|
| 7.4               | Différences entre Données simulées-Données réelles . . . . . | 191 |
| 7.5               | Estimation du niveau de bruit de fond actuel . . . . .       | 199 |
| 7.6               | Conclusion . . . . .                                         | 200 |
| <b>CONCLUSION</b> |                                                              | 201 |

# INTRODUCTION

Le travail de cette thèse porte sur l'étude de la production des premiers événements de dimuons dans l'expérience NOMAD. Cette étude est indispensable pour l'amélioration de nos connaissances actuelles sur les paramètres du quark charmé. En attendant d'avoir une meilleure statistique ( le nombre d'événements dont nous disposons pour faire cette analyse correspond à  $3 \cdot 10^{18}$  de protons sur cible ), cette étude nous permet de nous assurer du bon fonctionnement de notre détecteur ainsi que de la fiabilité de nos outils d'analyse ( le programme Monte Carlo et les divers programmes de reconstruction et d'identification de particules ).

L'exposé que je présente s'articule autour de sept chapitres.

Les deux premiers chapitres sont consacrés à l'élaboration du cadre théorique nécessaire à la compréhension des phénomènes physiques observés. Tout d'abord, nous décrivons la physique des neutrinos ( **chapitre 1** ) dans le cadre du Modèle Standard Minimal, qui, en dépit de ses succès, demeure impuissant devant les mystères entourant cette particule. Nous verrons que moult théories ont aussi tenté d'y apporter une réponse, mais les questions demeurent encore ouvertes. Nous insistons en particulier sur la phénoménologie de l'oscillation qui est le but de la recherche menée par NOMAD, une éventuelle découverte établirait l'existence d'une masse non nulle pour le neutrino et ouvrirait une perspective extrêmement prometteuse à la physique au delà du Modèle Standard. Nous faisons finalement le point sur les résultats expérimentaux les plus importants.

Le **chapitre 2** donne une revue théorique et expérimentale concernant la production de dimuons par les neutrinos. Nous donnons au passage un aperçu phénoménologique des quelques processus "exotiques" de production de multi-muons.

La présentation du détecteur de NOMAD et de ses caractéristiques viennent ensuite dans le **chapitre 3**.

La méthode choisie par la collaboration NOMAD pour détecter le signal de l'oscillation est basée sur des critères cinématiques, il en découle des exigences sur la réalisation de son détecteur et en particulier de son détecteur de traces ( qui constitue en même temps la partie cible ). Nous en donnons une description détaillée dans

le **chapitre 4**. Étant donné la responsabilité de l'équipe des physiciens de Saclay dans la conception et la construction de ce détecteur, une grande partie de mon travail pendant la durée de ma thèse est consacrée à la fabrication des chambres à dérive et à l'étude de leur fonctionnement. Ce travail inclut entre autres, des tests de connectique, des vérifications de l'étanchéité et des études en rayons cosmiques de la relation temps-distance ( pour étudier les effets de non linéarité, déterminer la résolution intrinsèque des chambres... ).

Le **chapitre 5** est consacré à l'identification des muons. En effet, pour mon analyse de dimuons, j'ai été amenée à élaborer un programme de reconstruction dans le détecteur à muons et un programme d'identification de muons qui ont nécessité entre autres, une étude approfondie sur le fonctionnement de ce détecteur. Les performances de ces programmes, adoptés par les groupes d'analyse de NOMAD, se révèlent satisfaisantes.

La sélection des données est décrite au **chapitre 6**. Nous y exposons aussi la manière dont nous avons déterminé le rapport des sections efficaces  $\sigma(\mu^-\mu^+)/\sigma(\mu^-)$ . La conclusion de ce chapitre est un accord entre cette mesure et celles données par d'autres expériences.

Parallèlement à cette analyse, en collaboration avec le groupe de physiciens du laboratoire de LPNHE ( Paris ), j'ai commencé à sélectionner et à analyser les premiers candidats à l'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  dans le canal de désintégration muonique du  $\tau$ . Le choix de ce canal, bien que très difficile en raison de son taux de bruit de fond élevé, s'est fait naturellement car mon principal sujet d'analyse m'a amenée à me pencher en particulier sur les problèmes d'identification des muons. Cette très préliminaire analyse d'oscillation est présentée dans le **chapitre 7**.

Dans la conclusion, nous rappelons les points importants de cette thèse et nous discutons comment approfondir les études entreprises ici.

---

# Chapitre 1

## LA PHYSIQUE DES NEUTRINOS

*Les théories scientifiques sont des énoncés universels...Elles sont des systèmes de signes ou de symboles... des filets destinés à capturer ce que nous appelons "le monde", à le rendre rationnel, l'expliquer et le maîtriser*

K.Popper

### 1.1 Le modèle standard

Le modèle standard minimal ( MSM ) est une théorie quantique de champs renormalisable regroupant trois des quatre interactions fondamentales : les interactions électromagnétique, faible et forte. La matière y est purement fermionique, classée en trois familles de leptons et trois familles de quarks. Il est intéressant de noter que la quatrième interaction : l'interaction gravitationnelle, bien que très bien décrite par la théorie de la relativité générale, pose de graves problèmes aussi bien sur le plan mathématique que conceptuel quand on essaie de la quantifier.

En effet, un des cadres de sa quantification serait la supergravité, ou "généralisation" supersymétrique de la gravité Einsteinienne, considérée comme une théorie de jauge avec les superchamps gravitationnels ( qui sont des objets dynamiques ) soumis à des contraintes. Mais le manque de renormalisabilité rend la supergravité difficilement utilisable.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au secteur électrofaible et au secteur de Higgs du MSM.

Nous ferons ensuite le point sur l'état actuel de la physique des neutrinos, aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental. Nous verrons ainsi qu'il s'agit d'une des branches les moins connues et les plus passionnantes de la physique des particules.

## Le secteur électrofaible et le Higgs

Ce secteur contient deux "sous-secteurs" :

- Le secteur de jauge (  $\mathcal{G}$  ) avec quatre bosons vectoriels sans terme de masse : trois W pour le groupe de jauge SU(2) et un B pour U(1)
- Le secteur fermionique (  $\mathcal{F}$  ) où se trouvent des composants élémentaires de notre matière ordinaire : trois familles de leptons (  $\ell = e, \mu$  or  $\tau$  ) et trois familles de quarks ( "up" = u , c , t et "down" = d , s , b ). Les fermions de chaque famille sont regroupés en doublets de spineurs d'hélicité gauche :

$$\begin{pmatrix} \psi_{up} \\ \psi_{down} \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \psi_\nu \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_L$$

et de singlets d'hélicité droite :

$$(\psi_{up})_R \quad (\psi_{down})_R \quad (\psi_\ell)_R$$

La violation de parité observée dans la nature, est donc introduite à la main, ainsi que l'absence de neutrinos de chiralité droite. Nous y reviendrons plus tard lors de la discussion sur le problème de masse dans le modèle standard minimal.

L'interaction entre ces deux secteurs se réalise via la densité lagrangienne :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\mathcal{G}, \mathcal{F}) = & \sum_{\text{fermions}} (i\bar{\psi}_R \gamma^\mu (\partial_\mu + i \frac{g'}{2} Y B_\mu) \psi_R) \\ & + i\bar{\psi}_L \gamma^\mu (\partial_\mu + i \frac{g}{2} \vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} + i \frac{g'}{2} Y B_\mu) \psi_L \end{aligned}$$

où :

- $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$  sont les trois matrices de Pauli
- Y : hypercharge
- $g, g'$  les constantes de couplage des fermions aux bosons de Yang-Mills  $W^i$  (  $i = 1, 2, 3$  ) et B.

## 1.1. LE MODÈLE STANDARD

Le lagrangien ainsi construit est invariant sous les transformations du groupe de jauge  $SU(2) \times U(1)$  et tient compte des interactions entre le secteur de jauge et le secteur fermionique. A ce stade, on a bien une théorie invariante de jauge de leptons, quarks et bosons de jauge *sans masse*. Il est donc nécessaire de briser la symétrie de jauge d'une manière ou d'une autre, afin de rendre les bosons vectoriels et les fermions massifs, sans pour autant introduire des termes de brisure explicite qui rendraient la théorie non renormalisable. Le secteur de Higgs ( $\mathcal{H}$ ) comportant un doublet de Higgs  $\Phi$  et un potentiel de la forme  $V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4$  ( $\mu^2 < 0$  et  $\lambda > 0$ ) a été introduit pour résoudre ce problème. À travers le mécanisme de Higgs, on réalise le schéma de brisure de symétrie suivant :

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{\langle \phi \rangle_0} U(1)_{em}$$

$v = \langle \phi \rangle_0$  étant la valeur moyenne dans le vide du doublet de Higgs, obtenue en minimisant  $V(\Phi)$ .

Les termes bilinéaires dans le lagrangien d'interaction ( $\mathcal{H} - \mathcal{G}$ ) :

$$\mathcal{L}(\mathcal{H} - \mathcal{G}) = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

et ( $\mathcal{H} - \mathcal{F}$ ) :

$$h_\ell \bar{\psi}_L \Phi \ell_R + h_{up} \bar{q}_L \tilde{\Phi} u_R + h_{down} \bar{q}_L \tilde{\Phi} d_R + h.c$$

nous donnent le spectre de masse de notre théorie :

- scalaire : ( Higgs )  $m_H = \sqrt{2}\mu$
- leptons :  $m_\ell = h_\ell v / \sqrt{2}$

Les neutrinos restent sans masse car la théorie ne contient pas de neutrinos droits

- quarks :

$$\text{les quarks "up" } m_{uj} = (h_{up})_j v / \sqrt{2}$$

$$\text{les quarks "down" } m_{dj} = (V_L h_{down} V_R^\dagger)_j v / \sqrt{2}$$

où  $h_\ell$ ,  $h_{up}$ , et  $h_{down}$  sont des constantes de couplage des fermions avec le Higgs.

La génération de la masse ne se fait pas de la même manière avec les quarks qu'avec les leptons car pour les quarks, les états propres de masse ( qui se couplent aux bosons de Higgs ) ne sont pas ceux de  $SU(2)_L$  ( qui se couplent aux  $W^\pm$  et  $Z$  ). Il faut donc introduire une matrice de passage  $V$  entre ces deux représentations, appelée la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Et par convention, les "up" sont choisis comme états propres de masse et d'interaction électrofaible.

## 1.2 Le neutrino et ses mystères

L'existence des neutrinos a été prédite par Pauli dans les années trente, en désespoir de cause devant le "cas-tête" du spectre de désintégration  $\beta$ . C'était la première fois qu'on "inventait" une particule pour sauver les principes physiques, ceci s'avéra être une excellente idée, comme Reines l'a confirmé 20 ans après. Ce sont probablement les particules fermioniques les plus abondantes de l'univers, mais paradoxalement, on les connaît très mal. Et il n'est pas exclu qu'elles puissent présenter des caractères "non prévus" par le MSM, ouvrant ainsi une perspective prometteuse pour la physique des particules.

### 1.2.1 Quid de sa nature ?

Si le neutrino était sa propre antiparticule, en d'autres termes, si pour une impulsion et une hélicité donnée,  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  interagissaient de la même manière avec la matière, il s'agirait de neutrinos de type Majorana, qu'on notera désormais,  $\nu^M$ . Dans le référentiel de repos, un tel neutrino n'a que deux degrés de liberté : un correspond au spin up et l'autre au spin down :  $\nu_-^M$  et  $\nu_+^M$ . De plus, il ne peut porter aucun nombre quantique interne conservatif qui peut le distinguer de son antiparticule, d'où violation du nombre leptonique. Dans le cas contraire, le neutrino serait de type Dirac, noté par  $\nu^D$  et il se présenterait sous quatre états de même masse : deux pour les deux états de spins et deux pour  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  :  $\nu_-^D, \nu_+^D, \bar{\nu}_-^D, \bar{\nu}_+^D$

La réponse à la question "Majorana ou Dirac" peut être fournie par l'expérience suivante : prenons la désintégration  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Le neutrino issu de cette réaction est un fermion de chiralité gauche, c'est-à-dire, une particule d'hélicité gauche avec une petite composante d'hélicité droite (de l'ordre de  $O(\frac{E}{M})$ , où E est l'énergie et M sa masse), qu'on note  $\nu_\mu(-)$ . Supposons qu'on arrive à renverser son hélicité :

$$\nu_\mu(-) \rightarrow \nu_\mu(+)$$

Si ce neutrino  $\nu_\mu(+)$  avait le même comportement qu'un  $\bar{\nu}_\mu(+)$  né de la réaction :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

cela voudrait dire que le couple  $(\nu_\mu(-), \bar{\nu}_\mu(+))$  ne se distingue uniquement que par l'hélicité : ce seraient des neutrinos de type Majorana. Si au contraire,  $\nu_\mu(+)$  était stérile, nous serions en présence de neutrinos de Dirac.

Techniquement, c'est précisément le genre d'expérience impossible à réaliser, car dans la limite de très faible masse ( $M \rightarrow 0$ ), on ne peut renverser l'hélicité ni par boost de Lorentz (car il sera de plus en plus difficile d'aller plus vite que la



## 1.2. LE NEUTRINO ET SES MYSTÈRES

particule), ni par l'interaction faible (car on ne sait pas produire les  $\bar{\nu}(-)$ ). Dans l'hypothèse de neutrinos de Dirac, les deux couples d'états ( $\nu_-^D, \bar{\nu}_+^D$ ) et ( $\bar{\nu}_-^D, \nu_+^D$ ) sont tout simplement déconnectés.

Pour trancher entre ces deux hypothèses, le seul moyen est d'utiliser la désintégration double  $\beta$ , processus dans lequel un noyau se transforme en un noyau isobare en émettant deux électrons, avec ( $\beta\beta 0\nu \mathcal{M}$ ) ou sans bosons de Goldstone ( $\beta\beta 0\nu$ ):

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^-(+\mathcal{M})$$

Le mode ( $\beta\beta 0\nu \mathcal{M}$ ) est permis dans une certaine classe de modèles comme celui de Gelmini et Roncadelli [1] [2], dans lequel on introduit un triplet et un doublet complexe de Higgs. La valeur moyenne dans le vide du triplet sert à briser la symétrie B-L (Baryon-Lepton), donnant masse au boson de Goldstone  $\mathcal{M}$  (Majoron).

Avec ou sans Majoron, c'est un processus riche en implications physiques. Premièrement, il est absolument interdit par le MSM car le nombre leptonique y est violé de deux unités. Ensuite, il fait intervenir des neutrinos forcément de type Majorana  $\bar{\nu}_M$  ( $\bar{\nu}_M = \nu_M$ ) et de plus massifs pour pouvoir absorber l'hélicité du  $\nu_M$  émis au deuxième vertex.

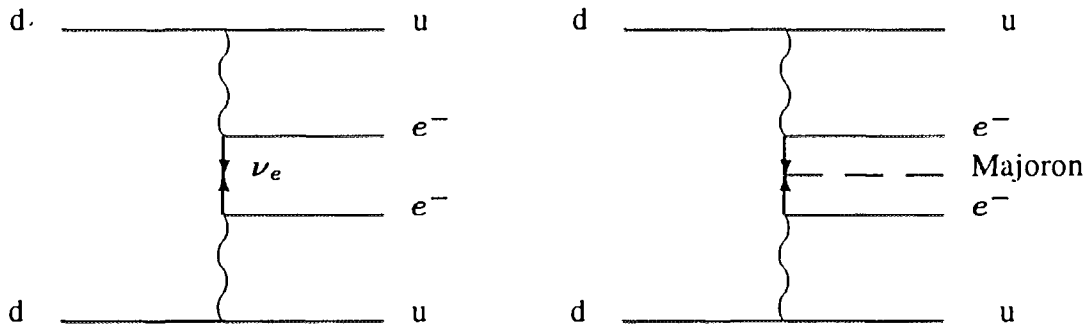


Fig. 1. Diagrammes de Feynman associés aux processus

$\beta\beta 0\nu$

$\beta\beta 0\nu \mathcal{M}$

Prenons par exemple le mode ( $\beta\beta 0\nu$ ), la masse effective du neutrino est reliée à la demie-vie du processus par l'expression [3]:

$$\left[T_{1/2}^{2\nu}\right]^{-1} = F_N \frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e^2}$$

$$\text{avec } \langle m_\nu \rangle \propto \sum \omega_{em} U_{em}^2 M_m \quad (1.1)$$

où  $F_N$  est le “facteur de mérite” nucléaire,  $U_{em}$  représente l’élément matriciel du couplage neutrino-lepton chargé,  $\omega_{em}$  le facteur de phase ( qui est proportionnel à la phase  $\eta_{CP}$ , pour des neutrinos de Majorana, cette phase vaut  $\pm \pi$  ) et  $M_m$  les valeurs propres de masse du neutrino. Cette amplitude est très difficile à estimer car elle fait intervenir des facteurs de corrections dûs à la compréhension plus ou moins précise de la matière et des réactions nucléaires. En toute rigueur,  $\langle m_\nu \rangle$  peut être nulle ou négative à cause des interférences destructives, mais d’après l’équation 1.1, on peut dire qu’en cas de signal vu, il devrait exister au moins un neutrino avec une masse plus grande que  $\langle m_\nu \rangle$ . La meilleure limite actuelle est donnée par l’expérience Heidelberg-Moscow ( au Gran Sasso ) [4] :

$$\langle m_{\nu_e} \rangle < 0.68 \text{ eV } \quad (\text{à } 90 \% \text{ de C.L.})$$

( pour une limite sur la demie-vie  $T_{1/2}^{2\nu} > 5.110^{24}$  années ).

Nous notons au passage que la désintégration double  $\beta$  avec émission de deux neutrinos est par contre un processus “autorisé” par le MSM. Bien que rare (  $T_{1/2}^{2\nu} = (1.53 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.13_{\text{sys}}) \cdot 10^{21}$  années [5] ), elle a déjà été observée par diverses expériences [5]. C’est un outil expérimental efficace pour tester les calculs de structure nucléaire.

Nous résumons ici les quelques conséquences importantes de la nature Majorana du neutrino :

- Pas de nombre leptonique conservé.
- Si on considère l’expression du courant électromagnétique :

$$\langle f(p_f, h_f) | J_\mu^{em} | f(p_i, f_i) \rangle =$$

$$i\bar{u}_f [F\gamma_\mu + G(q^2\gamma_\mu - 2m_f i q_\mu \gamma_5 + M\sigma_{\mu\nu}q_\nu + E i\sigma_{\mu\nu}q_\nu \gamma_5)] u_i$$

avec  $q = p_i - p_f$  et F, G, M, E des facteurs de forme dépendants de  $q^2$ . En utilisant l’invariance sous CPT, on obtient facilement  $F = M = E = 0$ . En d’autres termes :

- Pas de moment magnétique direct (  $= M(q^2=0)$  ) ni de moment électrique dipolaire (  $= E(q^2=0)$  ).
- Le rayon de charge (  $= \frac{\partial F}{\partial q^2}(q^2=0)$  ) est nul.

## 1.2. LE NEUTRINO ET SES MYSTÈRES

### 1.2.2 Quid de sa masse ?

Le MSM ne contenant pas de neutrinos droits, les neutrinos ne sont pas affectés par le processus de génération de masse à travers le couplage de Yukawa lors de la brisure spontanée de symétrie. Le point important est qu'aucun principe physique ne justifie le fait que les neutrinos sont exactement sans masse, au contraire des photons dont la masse nulle est une conséquence directe de l'invariance de jauge.

Supposons maintenant qu'on essaie d'étendre le modèle standard. Le terme de masse le plus général pour un ensemble de  $N$  champs de spineurs peut s'écrire de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{DM} = \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Majorana}^{left} + \mathcal{L}_{Majorana}^{right}$$

Le terme de masse de type Dirac mélange les deux spineurs de Weyl de chiralités opposées. Il est invariant sous toutes transformations de type  $U(1)$ , et c'est le seul admis dans le MSM.

$$-\mathcal{L}_{Dirac} = m_D \bar{\psi} \psi$$

Quant au terme de masse de type Majorana, il connecte un spineur de Weyl  $\psi$  avec son conjugué de charge  $\psi^C$ .

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Majorana} &= \frac{1}{2} m_M^L [(\bar{\psi}_L)^C \psi_L + \bar{\psi}_L (\psi_L)^C] \\ &= \frac{1}{2} m_M^L [\bar{\psi}_L + (\bar{\psi}_L)^C][\psi_L + (\psi_L)^C] \end{aligned}$$

L'action de l'opérateur de conjugaison de charge  $C$  étant définie par :

$$C(\psi) = \psi^C = C(\bar{\psi}^T) = C\gamma_0\psi^*$$

$C$  est une matrice unitaire vérifiant

$$C^{-1}\gamma_\mu C = -\gamma_\mu^T$$

On écrit de même le terme  $\mathcal{L}_{Majorana}^R$  pour un spineur de Weyl de chiralité droite.

Le terme de masse de Majorana est interdit dans toute théorie conservant les nombres leptoniques comme le MSM car ce terme viole par deux unités la conservation du nombre leptonique.

Matriciellement, le lagrangien de masse s'écrit comme :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \bar{(\psi_R)^C} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L^M & m_D \\ m_D^T & m_R^M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_L)^C \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

Après diagonalisation, on obtient les valeurs propres suivantes de la matrice de masse :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2}s_{\pm}(m_L + m_R \pm ((m_L - m_R)^2 + 4m_D^2)^{1/2})$$

où  $s_{\pm}$  représente les termes diagonaux de la matrice de signe  $S = \text{diag}(s_-, s_+)$  qu'on introduit pour avoir des masses positives.

Une des conséquences importantes de cette décomposition est le mécanisme de see-saw [6] : on part de l'hypothèse d'une hiérarchie de masse entre les sous-matrices  $N \times N$  ( $N$  étant le nombre de générations de fermions) :

$$m_R = M \gg m_D \gg m_L = \mu$$

La diagonalisation de la matrice de masse  $2N \times 2N$  va donner  $N$  vecteurs propres "lourds" et  $N$  vecteurs propres légers, de masse  $m_D^2/M_i$  et  $M_i$ , où  $M_i$  sont les valeurs propres de  $M$ .

Ce mécanisme est séduisant car il permet d'une part d'expliquer la petitesse de la masse des neutrinos, qui est un fait expérimental incontestable, et d'autre part, ouvre la perspective d'une extension du spectre des neutrinos à haute énergie.

### Limites expérimentales sur les masses des neutrinos

Actuellement, nous n'avons aucune certitude sur le caractère massif ou non-massif des neutrinos. Plusieurs voies de recherche ont été explorées pour tenter de mettre une limite sur leur masse :

- La masse de  $\nu_e$  est estimée à partir de la désintégration  $\beta$  dont le spectre, sous l'hypothèse  $m_{\nu_e} \neq 0$ , aurait la forme :

$$N_{\beta} \propto p_e^2 F(E_0 - E)((E_0 - E)^2 - m_{\nu}^2)^{1/2}$$

où :

$p_e, E$  : l'impulsion et l'énergie de la particule  $\beta$  émise

$F$  : la fonction de Fermi

$$E_0 = M_{A,Z} - (M_{A,Z \pm 1} + m_e)$$

$E = E_0$  correspond au point final du spectre où toute énergie disponible est transmise à l'électron

Dans la représentation de Kurie  $K = (N_{\beta}/F)^{1/2}$  le point final du spectre se trouverait décalé de  $m_{\nu}$  si le neutrino était massif, et la forme du spectre dépendrait de  $m_{\nu}$  près de ce point final.

## 1.2. LE NEUTRINO ET SES MYSTÈRES

---

Citons ici le résultat de l'expérience Mainz-Moscou [7] qui donne

$$m_{\nu_e} < 4.5 \text{ eV} \quad (\text{à } 95\% \text{ de taux de confiance})$$

- Pour le neutrino muonique, la manière la plus précise pour déterminer sa masse est d'utiliser conjointement la mesure de trois quantités : l'impulsion  $p_\mu$  et la masse au repos du  $\mu$  et du  $\pi$  dans une désintégration des pions à l'arrêt :  $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ . Le groupe de K. Assamagan [8] a sélectionné pour son analyse des muons de "surface" (c'est-à-dire des muons venant de la désintégration au niveau de la surface de production de pions). Cette méthode offre l'avantage de fournir une densité de muons dans l'espace de phase de quatre ordres de grandeur plus élevée que les méthodes classiques. Ils peuvent donc réduire l'ouverture du collimateur du faisceau (qui sert à sélectionner l'impulsion voulue) sans pour autant diminuer la statistique, améliorant ainsi sensiblement la résolution en impulsion. La limite donnée par cette analyse est :

$$m_{\nu_\mu} < 0.16 \text{ MeV} \quad (\text{à } 90\% \text{ de taux de confiance})$$

- La collaboration d'ALEPH [9] en analysant l'invariant de masse de la désintégration  $\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau$  a obtenu :

$$m_{\nu_\tau} < 24 \text{ MeV} \quad (\text{à } 95\% \text{ de taux de confiance})$$

(pour une masse du lepton tau de :  $m_\tau = 1777.0 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$ ) [10]

- Ou à partir de considérations cosmologiques :

On sait que la densité moyenne de chaque espèce de neutrinos légers est :

$$\bar{n}_\nu = \left(\frac{3}{4}\right)\left(\frac{4}{11}\right)\bar{n}_\gamma$$

Le premier facteur numérique est dû à la différence entre les densités fermionique (neutrinos) et bosonique (photons) à l'équilibre, et le deuxième à la création de photons dans les processus d'annihilation  $e^+ e^-$  après le découplage des neutrinos des électrons et photons (facteur égalant à  $T_\nu/T_\gamma$ ).

Or avec une densité moyenne de photons  $\bar{n}_\gamma = 400 \theta^3 \text{ cm}^{-3}$  qui correspond à une température de MBR (Microwave Background Radiation) de  $T_\gamma = \theta \times 2.7 \text{ K}$ ,  $\theta$  représentant l'incertitude sur la détermination de  $T_\gamma$ , on arrive à :

$$\begin{aligned} \sum m_{\nu i} &\leq \frac{\bar{\rho}_t}{\bar{n}_\nu} \\ &\leq 100 \Omega_t h^2 \theta^{-3} \text{ eV} \end{aligned}$$

Pour

$$\bar{\rho}_t = \Omega_t \rho_{cr} = \Omega_t \frac{3H_0^2}{8\pi G} = \Omega_t \times 2.10^{-29} h^2 g \text{ cm}^{-3}$$

$$\theta \simeq 1$$

$$\Omega_t \simeq 0.5 (0.03 \leq \Omega_t \leq 2.) \text{ d'après les données astronomiques}$$

$$h : \text{constante "réduite" de Hubble} \simeq 0.5$$

on obtient une limite supérieure à la somme des masses de toutes les espèces de neutrinos légers et "stables" :

$$\sum m_{\nu i} < 100 eV$$

Par ailleurs, si l'univers était "plat" ( c'est-à-dire  $\rho = \rho_{cr}$  ) et la matière noire était constituée uniquement de neutrinos, on arriverait à

$$\sum m_{\nu i} < 25 eV$$

Une éventuelle découverte d'une masse non nulle pour les neutrinos apporterait une élégante solution à bien des casse-tête auxquels physiciens et astrophysiciens sont confrontés. Deux exemples "académiques" qu'on cite souvent sont : l'énigme des neutrinos solaires et la problématique de la matière noire. Le premier est un flagrant déficit observé lors de toutes mesures du flux de neutrinos solaires ( voir le sous-chapitre 1.4 ). Le deuxième est un phénomène constaté depuis les années 30, où en mesurant la vitesse des galaxies dans les clusters, on a découvert que le puits de potentiel gravitationnel induit par la masse totale du cluster est bien plus profond que s'il était uniquement engendré par la somme des masses "visibles" contenues dans le cluster. On a constaté le même phénomène dans des galaxies spirales. Aujourd'hui, d'après les mesures, on sait que la densité de la matière lumineuse occupe seulement  $\sim 1\%$  de la densité critique ( 10 protons /  $cm^3$  ) nécessaire à la fermeture de l'univers. Le tableau 1.1 résume les différents types de candidats possibles à la matière noire ( Dark Matter D.M [11]).

La petitesse des valeurs de masse à explorer par rapport aux incertitudes expérimentales est la principale source de difficulté à laquelle est confrontée toute recherche de preuves directes du caractère massif ou non massif des neutrinos. Une façon de contourner ce problème sera d'en exhiber la preuve, indirecte cette fois, en se servant du phénomène d'oscillation, comme nous allons voir par la suite.

### Oscillation des neutrinos

Soient  $(\nu_\ell)$  ( $\ell = e, \mu, \tau$ ), les vecteurs propres de l'interaction faible et  $(\nu_i)$  ( $i=1,3$ ), les états propres de masse. Les  $\nu_\ell$  sont connectés aux  $\nu_i$  par une matrice unitaire :  $\nu_\ell = \sum_i U_{\ell i} \nu_i$ . Si cette matrice  $U$  ne se réduit pas à la matrice unité, au cours de la propagation, à cause de l'interférence entre les composantes massives,

## 1.2. LE NEUTRINO ET SES MYSTÈRES

| TYPE DE MATIÈRE                                                                                                                                                        | DOMAINE DE MASSE                                                                                                                                                                                   |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <b>BARYONIQUE</b><br><br>Naines brunes et/ou Jupiter<br>Trous noirs<br>Gaz chaud intergalactique<br>Galaxies avortées                                                  | $M \leq 0.08 M_{\odot}$<br>$M \geq 1 M_{\odot}$<br>$M \sim 1 \text{ GeV} (T \sim 10^6 \text{ K})$<br>$M \geq 10^5 M_{\odot}$                                                                       |
| <b>NON BARYONIQUE</b><br><br>Chaud<br>Neutrinos légers<br>Froid<br>Neutrinos lourds<br>WIMPS, LSP<br>Axions<br>Quarks nuggets<br>Débris topologiques ( monopoles ... ) | $m_{\nu} \sim 20 \pm 10 \text{ eV}$<br><br>$m_{\nu} \geq 45 \text{ GeV}$<br>$m \geq 20 \text{ GeV}$<br>$m \sim 10^{-5} \text{ eV}$<br>$M \simeq 10^{15} \text{ g}$<br>$M \geq 10^{16} \text{ GeV}$ |

TAB. 1.1 - *Candidats à la matière noire*

le contenu de saveur du neutrino change, ce qui donne lieu à un comportement oscillant qui peut être significatif même pour des différences de masse relativement faibles. Dans la suite, nous allons exposer brièvement le formalisme de l'oscillation ( dans le vide et dans la matière ). Une revue plus complète peut être trouvée dans la référence [12].

### Oscillation dans le vide

La probabilité pour qu'un neutrino de saveur  $\alpha$ , état propre d'interaction faible, produit à l'instant  $t=0$  avec une impulsion  $p$  soit détecté comme un neutrino de saveur  $\beta$  après avoir parcouru une distance  $L$  est donnée par :

$$\begin{aligned}
 P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}, L) &= |\langle \nu(t) | \nu_{\beta} \rangle|^2 \\
 &= \text{Re} \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \exp \left[ -i \frac{m_i^2 - m_j^2}{2 E} L \right] \quad (1.2)
 \end{aligned}$$

Si CPT est conservé,  $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = P(\bar{\nu}_{\beta} \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha})$  ( cette égalité deviendrait inexacte quand on fera intervenir la matière. En effet, les neutrinos et les

antineutrinos n'auront plus le même hamiltonien d'interaction car la matière contient des électrons mais pas de positrons ).

Nous nous intéresserons surtout au cas particulier de deux familles où l'oscillation est entièrement déterminée par deux paramètres : l'angle de mélange  $\theta$

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

et la différence de masse au carré  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ .

L'expression 1.2 se simplifie en :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \pi \frac{L}{L_{12}} \right) \quad (1.3)$$

où  $L_{osc} = 2\pi \frac{2 p_\nu}{m_2^2 - m_1^2}$  : est la longueur d'oscillation dans le vide

### Condition de validité de ce raisonnement "simplifié"

Pour dériver la formule 1.2, on a choisi de décrire les neutrinos par des ondes planes, ce qui n'est pas tout à fait correct. L'auteur de la référence [13] propose de reformuler le mécanisme d'oscillation en utilisant des paquets d'onde, avec une dispersion  $\sigma_p$  en impulsion. La formule 1.2 restera encore valable à condition que :

- La longueur d'oscillation soit très supérieure à la taille typique du faisceau  $\sigma_{xf}$  et du détecteur  $\sigma_{xd}$  pour éviter le délavage des oscillations.
- L'extension spatiale de la source de neutrinos soit inférieure à la longueur d'oscillation.

### Oscillation dans la matière. Effet MSW ( Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein )

Nous considérons toujours l'oscillation entre deux espèces de neutrinos actifs :  $\nu_\alpha = \nu_e$  d'une part et  $\nu_\beta = \nu_\mu$  ou  $\nu_\tau$  d'autre part.

Les  $\nu_e$  ont des interactions spécifiques avec les électrons présents dans la matière par courant chargé que n'ont pas les autres saveurs. Cette interaction introduit un terme supplémentaire à l'hamiltonien de propagation dans le vide :

$$\langle H_{ee} \rangle = \langle e\nu | H | e\nu \rangle = \sqrt{2} G_F N_e$$



## 1.2. LE NEUTRINO ET SES MYSTÈRES

où  $G_F$  est la constante de Fermi et  $N_e$  la densité électronique du milieu.

Pour une densité électronique donnée, les vecteurs propres de propagation  $\nu_{1m}$  et  $\nu_{2m}$  ne sont plus  $\nu_1$  et  $\nu_2$  et les paramètres d'oscillation dans la matière ( $\theta_m$  et  $\Delta_m$ ) sont reliés à ceux de l'oscillation dans le vide ( $\theta$  et  $\Delta m^2$ ) par :

$$\begin{aligned}\sin^2 2\theta_m &= \frac{\sin^2 2\theta}{(\cos 2\theta - a)^2 + \sin^2 2\theta} \\ \Delta_m &= \Delta m^2 \sqrt{(a - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}\end{aligned}\quad (1.4)$$

où :  $a = 2\sqrt{2}EG_F N_e / \Delta m^2$ .

Et la longueur d'oscillation devient :

$$L_{osc}^m = \frac{L_{osc}}{(\cos 2\theta - a)^2 + \sin^2 2\theta}$$

Lorsque la densité électronique varie, comme c'est le cas pour les neutrinos solaires depuis le centre jusqu'à la surface, il est intéressant d'écrire l'équation d'évolution dans la base (variable) des vecteurs propres  $\nu_{1m}$  et  $\nu_{2m}$  :

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta_m}{4E} & -i \frac{d\theta_m}{dx} \\ i \frac{d\theta_m}{dx} & \frac{\Delta_m}{4E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

A(x) et B(x) étant les composantes du neutrino projeté dans cette base :

$$\nu(x) = A(x)|\nu_{1m}\rangle + B(x)|\nu_{2m}\rangle$$

L'évolution est en outre conditionnée comme nous allons le voir par le paramètre dit d'adiabaticité défini comme le module du rapport des éléments de la matrice de propagation :

$$\gamma = \frac{\Delta_m}{4E d\theta_m/dx}$$

L'aspect nouveau du phénomène de l'oscillation dans la matière par rapport à l'oscillation dans le vide est la possibilité de résonance, c'est-à-dire celle d'avoir un mélange maximal ( $\sin^2 \theta_m = 1$ ) quand le dénominateur de l'expression 1.4 devient minimal ( $\cos 2\theta = a$ ).

Dans la suite, nous proposons de restreindre la discussion au cas des neutrinos solaires afin de pouvoir préciser l'ordre de grandeur des paramètres impliqués dans ce processus.

Selon la valeur de l'adiabaticité, on peut distinguer deux cas de figure :

1. L'évolution adiabatique ( $\gamma \gg 1$ ) : la longueur d'oscillation est petite par rapport à la longueur caractéristique des variations de  $\theta_m$ . Cela revient à dire

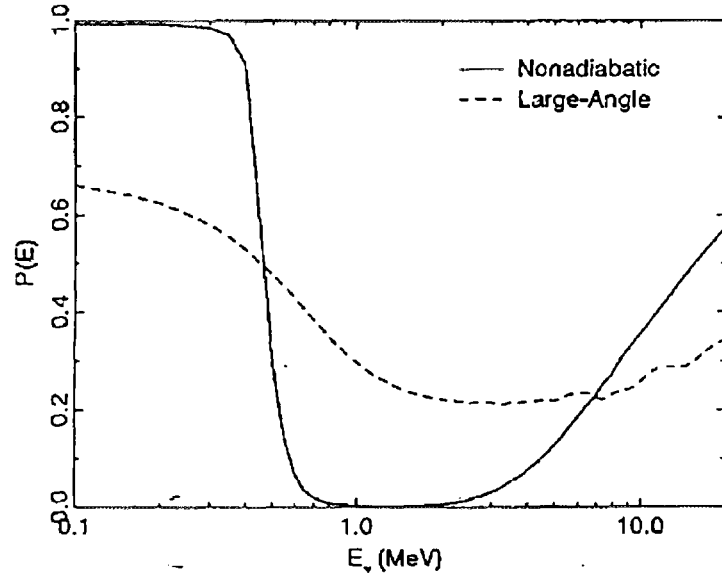


FIG. 1.1 - Probabilité  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  en fonction de l'énergie du neutrino.

que dans l'équation d'évolution 1.5, on peut négliger les termes non diagonaux. On voit alors que  $|a(x)|$  et  $|b(x)|$  restent constants au cours de la propagation : c'est le phénomène de guidage adiabatique. Il est très intéressant car il permet d'amplifier le processus d'oscillation d'une manière considérable même pour des faibles angles de mélange. En effet, si la densité électronique au centre du soleil ( $\rho_c$ ) est suffisamment forte et si  $m_1 < m_2$ , les  $\nu_e$  assez énergétiques auront une composante massive principale égale à  $\nu_{2m}$  et ce jusqu'à leur sortie de la matière solaire. Autrement dit, la saveur finale des neutrinos qui sont produits en  $\nu_e$  a une probabilité  $\cos^2 \theta$  d'être un  $\nu_\beta$  : la conversion est d'autant plus forte que  $\sin \theta$  est petit. La condition sur la densité électronique ( $\rho_c > \rho_r$ , densité résonante) se traduit par une borne inférieure sur l'énergie des neutrinos.

$$\frac{\Delta m^2 (eV^2) \cos 2\theta}{E (MeV)} < 10^{-5}$$

Ce phénomène dit MSW d'après le nom de ses découvreurs permet de donner une explication naturelle au déficit des neutrinos solaires ( voir le sous-chapitre 1.4 )

2. Évolution non adiabatique : la conversion des  $\nu_e$  en  $\nu_\beta$  devient moins efficace ( la résolution de l'équation 1.5 doit alors fait appel à des approximations analytiques ou numériques ).

À titre d'illustration, la figure 1.1 montre la probabilité de survie  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  en fonction de  $E/\Delta m^2$  pour un angle de mélange  $\sin 2\theta = 0.1$ . Cette probabilité dépend fortement de l'énergie des neutrinos. Pour une valeur  $\Delta m^2 = 10^{-4} eV^2$ , la conversion adiabatique ne concernera que des neutrinos énergétiques ( $E_\nu > 10$  MeV) et l'adiabaticité est lentement perdue à partir des énergies de l'ordre de 100 MeV.

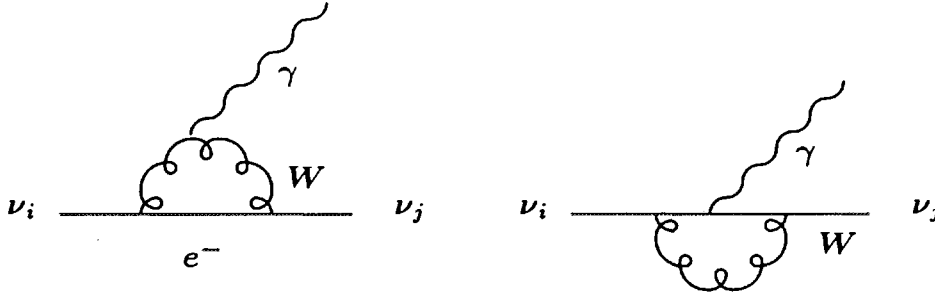
## 1.2. LE NEUTRINO ET SES MYSTÈRES

### 1.2.3 Quid de son moment magnétique ?

L'idée d'introduire un moment magnétique non nul pour expliquer le déficit des neutrinos solaires ( voir 1.4 ) a été développée la première fois par Cisneros en 1971 [14]. D'une manière générale, les moments magnétiques ( $\mu_{ij}$ ) sont décrits par l'opérateur :

$$H_{\text{magnétique}} = \frac{1}{2} \mu_{ij} \bar{\nu}_{iL} \sigma^{\mu\nu} \nu_{jR}^c F_{\mu\nu} + h.c$$

Comme les  $\mu_{ij}$  sont antisymétriques, si le neutrino était de type Majorana, il ne pourrait pas avoir de moment magnétique diagonal ( qu'on peut voir comme une sorte de moment de transition entre les deux composantes Majorana d'un neutrino de type Dirac ). Il lui reste seulement le moment magnétique de transition de saveur, qui apparaît au niveau d'une boucle par des diagrammes du type :



Par contre, s'il était de type Dirac, les moments magnétiques permis seraient associés à un changement d'hélicité avec ou sans changement de saveur :

$$\begin{aligned} \nu_{eL} &\longrightarrow \nu_{eR} \\ \nu_{eL} &\longrightarrow \nu_{\mu R} \end{aligned}$$

Le déficit du flux des neutrinos s'interprète alors comme une conséquence de la transition magnétique du  $\nu_{eL}$  en une composante droite non détectée:

$$\begin{aligned} \nu_{eL} &\longrightarrow \nu_{jR}^c \quad \text{composante active ( neutrino de Majorana )} \\ &\longrightarrow \nu_{jR} \quad \text{composante stérile ( neutrino de Dirac )} \end{aligned}$$

On rappelle que le MSM prédit pour un neutrino de Dirac, le moment magnétique induit à l'ordre d'une boucle :

$$\mu_\nu = \frac{3 G_F m_\nu m_e}{4 \pi^2 \sqrt{2}} \mu_B$$

$$\sim 3.10^{-19} \left( \frac{m_\nu}{1\text{eV}} \right) \mu_B$$

$$\text{où } \mu_B = \frac{e}{2mc} : \text{ le magnéton de Bohr}$$

Pour que le phénomène de précession de spin sous l'action du champ magnétique solaire soit observable, le moment magnétique doit être tel que :  $\mu_\nu \geq (5 - 10) 10^{-12} \mu_B$ .

Les résultats des expériences s'accordent à donner une limite supérieure de l'ordre de  $10^{-10} \mu_B$ , comme par exemple :

$$\mu_{\nu_e} \leq 10.8 \cdot 10^{-10} \mu_B \text{ expérience beam-stop à Los-Alamos [16]}$$

$$\mu_{\nu_\mu} \leq 7.4 \cdot 10^{-10} \mu_B \text{ [16]}$$

$$\mu_{\nu_\tau} \leq 5.4 \cdot 10^{-7} \mu_B \text{ [17]}$$

On peut aussi dériver une limite un peu plus restrictive à partir des contraintes cosmologiques et astrophysiques :

- analyse des résultats des supernovæ (SN1987A) [18] : ( d'après lesquels, une transition de type Majorana est préférable car comme la composante droite est active, elle ne provoque pas de drainage d'énergie supplémentaire )

$$\mu_\nu \leq 10^{-13} \mu_B$$

- perte d'énergie dans les étoiles d'Helium [19] :

$$\mu_\nu \leq 0.8 \cdot 10^{-11} \mu_B$$

- refroidissement des géantes rouges par désintégration de plasmon [20] :

$$\mu_\nu \leq 3 \cdot 10^{-12} \mu_B$$

- synthèse nucléaire lors du big-bang [21] :

$$\mu_\nu \leq 1.5 \cdot 10^{-11} \mu_B$$

Sur le plan théorique, le modèle le plus célèbre permettant d'obtenir une valeur importante du moment magnétique est celui de Fukugita-Yanagida [22], qui est une extension du MSM par un scalaire chargé, singlet de  $SU(2)_L$ . Il prédit une valeur de  $\mu_\nu \simeq O(10^{-12} - 10^{-10})$  respectant les limites précédentes et qui pourrait expliquer le déficit des neutrinos solaires.

L'histoire des neutrinos est ainsi bien plus compliquée qu'on ne le pense. En guise de conclusion de ce sous-chapitre et d'introduction à la prochaine partie, nous citons un célèbre philosophe : "la raison ne puise pas ses lois dans la nature, mais elle les lui prescrit...". Nous proposons donc de consacrer le prochain sous-chapitre à une brève revue d'un certain nombre de "candidats théoriques sérieux" à l'extension du MSM.

## 1.3 Comment introduit-on un neutrino non standard ?

Il existe essentiellement trois classes de modèles qui permettent d'inclure un neutrino massif. La première consiste à rétablir, à une échelle d'énergie "unifiée" la symétrie Gauche-Droite car nous avons vu que c'est précisément l'absence du partenaire "droit" qui a rendu la génération de la masse avec le mécanisme de Higgs inopérante pour les neutrinos. La deuxième ( GUT Grand-Unified-Theories ) répond à une ambition bien plus grande : établir une relation entre les masses, expliquer le spectre des fermions, et unifier les trois constantes de couplages de MSM. Et finalement, le mécanisme de Zee [23] ( qu'on peut considérer comme une autre alternative du mécanisme de see-saw ).

### 1.3.1 Les modèles à symétrie Gauche-Droite brisée

Dans le MSM, l'absence de partenaire droit implique une masse "exactement" nulle pour le neutrino. La raison profonde en est la conservation "accidentelle" de la symétrie discrète B-L. Il est donc naturel d'envisager d'étendre le groupe de jauge du modèle standard  $G_{MS}$  en :

$$G_{R-L} = SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$$

où le singlet  $(\psi_\ell)_R$  du MSM est plongé dans le doublet :

$$\begin{pmatrix} N_\ell \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_R$$

Le contenu en particules de cette classe de modèle se trouve enrichi de deux bosons de jauge chargés  $W'$ , un neutre  $Z'$  et de trois neutrinos droits  $N_\ell$ , sans compter les multiplets de Higgs supplémentaires dans le secteur scalaire.

À l'échelle d'unification des interactions Gauche-Droite ( $M_U$ , qui doit être soit de l'ordre de quelques TeV soit  $\geq O(10^{10})$  GeV pour accommoder les contraintes cosmologiques [24] ), le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left( \vec{J}_{\mu L} \vec{W}_L^\mu + \vec{J}_{\mu R} \vec{W}_R^\mu \right) + g' V_\mu^{B-L} B^\mu$$

Comme d'habitude,  $G_{R-L}$  se brise en  $G_{MS}$  selon un mécanisme de type Higgs faisant intervenir trois multiplets de Higgs :  $\Delta_R, \Delta_L$  ( triplets ) et  $\phi$  ( doublet ). À la suite de cette brisure, les six bosons de jauge ( $W^\pm, W'^\pm, Z, Z'$ ) deviennent massifs ainsi que les quarks et leptons chargés. La violation maximale de la parité trouve ainsi son origine dans l'asymétrie gauche-droite du vide se manifestant par  $m_{W'} \gg m_W$ .

Une analyse récente [25] des contraintes expérimentales donne :  $M_{Z'} > 650$  GeV à 95% de C.L.

Quant à la petitesse de la masse des neutrinos, elle apparaît comme intimement liée à la (non)conservation de la parité. En effet, si on analyse la réalisation du mécanisme de “see-saw” dans le contexte de cette classe de modèle, en se restreignant

pour simplifier à une seule famille  $\begin{pmatrix} \nu \\ N \end{pmatrix}$ , la matrice de masse s’écrit :

$$\begin{pmatrix} f\langle\Delta_L\rangle_0 & m_D \\ m_D & f\langle\Delta_R\rangle_0 \end{pmatrix}$$

où  $f$  est un paramètre.

Ce qui nous donne, après diagonalisation, la masse du neutrino :

$$m_\nu = f\langle\Delta_L\rangle_0 - \frac{m_D f^{-1} m_D}{\langle\Delta_R\rangle_0}$$

Physiquement, ceci signifie qu’en absence d’interaction “droite” (  $\langle\Delta_R\rangle_0 \rightarrow \infty$  ), les neutrinos sont “naturellement” presque sans masse.

L’extension du mécanisme de “see-saw” à trois familles nécessite l’introduction d’une symétrie horizontale ( ou “inter-familles” ) et on aboutit à la hiérarchie quadratique des masses suivante :

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2$$

Par contre, si on ajoute à la théorie deux fermions singlets  $\chi_i$  pour chaque génération et deux triplets de Higgs supplémentaires  $H_L$  et  $H_R$ , le couplage de Yukawa devient :

$$\mathcal{L}_Y = h_i (\bar{\psi}_{Li} H_L \chi_{1i} + \bar{\psi}_{Ri} H_R \chi_{2i}) + \mu_i \bar{\chi}_{1i} \bar{\chi}_{2i}$$

En supposant que les paramètres  $h_i$  et  $\mu_i$  soient indépendants de la génération, on obtient alors une hiérarchie des masses linéaire :

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e : m_\mu : m_\tau$$

### 1.3.2 Les théories grand-unifiées GUT

Elles peuvent être ou ne pas être supersymétriques. Leur validation directe est assez délicate car l’échelle fondamentale des énergies (  $M_U$  ) est plus importante

### 1.3. COMMENT INTRODUIT-ON UN NEUTRINO NON STANDARD?

que celle des énergies disponibles expérimentalement. Néanmoins, la confrontation avec des résultats expérimentaux ( notamment  $\sin^2 \theta_W$  et la durée de vie du proton (  $\tau_p$  ) ) a permis d'en éliminer un certain nombre comme SU(5)-GUT minimal. Il reste toutes celles basées sur les groupes de jauge SO(10), E(6) et  $SU(5) \times U(1)$ . Il n'est pas dans la prétention de cette thèse de les étudier, mais à titre d'illustration, nous avons choisi d'exposer très succinctement pour l'une d'entre elles ( SO(10)-GUT ), quelques implications expérimentales essentielles pour le monde des neutrinos.

#### SO(10)-GUT

Pour obtenir la bonne prédiction de  $\sin^2 \theta_W$  et  $\tau_p$ , SO(10) est obligé de se briser en deux étapes. Une des possibilités sera :

$$SO(10) \xrightarrow{M_U} SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)_C \xrightarrow{M_I} G_{MS}$$

Comme dans le MSM, le couplage de type Yukawa rend les particules massives :

$$\mathcal{L}_Y = h_{ab} \psi_a \psi_b H + f_{ab} \psi_a \psi_b \bar{\Delta} + h.c$$

Par rapport à la première classe de modèles, SO(10) présente l'avantage de pouvoir prédire non seulement la masse dans le secteur leptonique mais aussi leurs angles de mélange. Par exemple, les auteurs de la référence [26] proposent de relier la masse des leptons à celle des quarks de la manière suivante :

$$\begin{aligned} M_u &= h\kappa_u + f v_u \\ M_d &= h\kappa_d + f v_d \\ M_l &= h\kappa_d - 3 f v_d \\ M_\nu^D &= h\kappa_u - 3 f v_u \\ M_\nu^M &= f v_R \end{aligned}$$

où  $h, f$  sont des matrices  $3 \times 3$  et  $\kappa_u, \kappa_d, v_u, v_d$  sont les valeurs moyennes dans le vide des divers multiplets de Higgs. Ces équations sont exactes seulement à l'échelle d'énergie d'unification  $M_I$ , leur généralisation à une échelle d'énergie quelconque se fait sous les hypothèses suivantes :

1.  $M_I \sim 10^{12}$  GeV
2. Valeur des trois constantes de couplage standard à la masse du Z :

$$\alpha_1 \sim 0.01688 \quad \alpha_2 \simeq 0.03322 \quad \alpha_3 \simeq 0.11$$

3.  $m_t \sim 100 - 200$  GeV

4. Entre 1 GeV et  $M_Z$  : la détermination de la masse des quarks et de la constante de couplage de  $SU(3)_C$  s'effectue à l'aide des RGE ( Équations du Groupe de Renormalisation ) à deux boucles
- Entre  $M_Z$  et  $M_I$ , on fait appel aux RGE à une boucle pour calculer les  $\alpha_i$  et les couplages de Yukawa

La simulation numérique donne :

- Pour la masse des neutrinos

$$(m_{\nu_e}, m_{\nu_\mu}, m_{\nu_\tau}) \sim (10^{-5}, 10^{-3}, 3 - 5) \text{ eV}$$

- Pour la matrice de mélange  $V = V_{ij}$ ,  $i, j = (e, \mu, \tau)$

$$\sin \theta_{e\mu} \sim 0.06 \quad \sin \theta_{e\tau} \sim 0.05 \quad \sin \theta_{\mu\tau} \sim 0.15 - 0.16$$

Il convient de rester prudent quant à l'interprétation de ces valeurs. En effet, concernant l'oscillation  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ , les résultats expérimentaux ( voir la figure 3.1 ) ont d'ores et déjà exclu, dans le plan  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ , la région prédite par ce calcul théorique. Notons aussi que l'expérience NOMAD ( voir le chapitre 3 ) est sensible à la région des masses prédite par ce modèle avec une échelle de masse intermédiaire  $M_I$  valant  $10^{12}$  GeV.

## 1.4 L'état actuel de la recherche expérimentale

L'hypothèse de neutrinos de masse non nulle nous conduit directement au phénomène d'oscillation, que l'expérience NOMAD et d'autres se proposent de mettre en évidence. Ces expériences peuvent être de deux types :

- Disparition : on enregistre le flux de neutrinos à plusieurs distances de la source et on cherche à détecter un éventuel déficit.
- Apparition : on cherche à détecter la présence des  $\nu_\ell$  dans un faisceau "pur" de  $\nu_{\ell'}$ .

Dans le tableau 1.2 sont résumés quelques paramètres des principales sources de neutrinos dont on dispose.

Dans la suite, nous allons faire le point des résultats expérimentaux récents suggérant l'existence d'oscillation en les classant selon le type de sources de neutrinos utilisées. Puis nous décrirons l'expérience CHORUS directement concurrente de NOMAD.



#### 1.4. L'ÉTAT ACTUEL DE LA RECHERCHE EXPÉRIMENTALE

| SOURCE             | type de $\nu$    | ENERGIE<br>( MeV ) | DISTANCE<br>( m ) | $\Delta m^2$<br>( eV <sup>2</sup> ) |
|--------------------|------------------|--------------------|-------------------|-------------------------------------|
| Réacteur nucléaire | $\bar{\nu}_e$    | 4                  | 100               | 0.1                                 |
| Accélérateur       | $\nu_\mu$        | 10 <sup>3</sup>    | 10 <sup>3</sup>   | 2.5                                 |
| Atmosphère         | $\nu_\mu, \nu_e$ | 400                | 10 <sup>4</sup>   | 0.1                                 |
|                    | $\nu_\mu$        | quelques GeV       | 10 <sup>7</sup>   | 10 <sup>-4</sup>                    |
| Soleil             | $\nu_e$          | 1                  | 10 <sup>11</sup>  | 10 <sup>-11</sup>                   |

TAB. 1.2 - Principales sources de neutrinos, avec l'ordre de grandeur de leur énergie, la distance  $L$  typique entre source et détecteur, et la valeur de  $\delta m^2$  donnant une longueur d'oscillation de l'ordre de  $L$ .

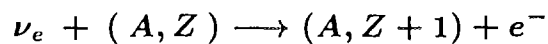
#### À la recherche des neutrinos solaires

Le problème du déficit des neutrinos solaires a été soulevé la première fois en 1968 avec la publication des résultats de HOMESTAKE [27]. Ce déficit est depuis confirmé par plusieurs expériences ayant des sensibilités et des techniques de détection différentes ( voir les tableaux 1.4 et 1.3 ) :

| EXPÉRIENCE                   | HOMESTAKE                                  | KAMIOKANDE                            | SAGE, GALLEX                               |
|------------------------------|--------------------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------------|
| PRINCIPE                     | $^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$ | $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ | $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ |
| SEUIL                        | 814 keV                                    | 7.3 MeV                               | 233 keV                                    |
| CIBLE<br>(NOMBRE D'AT.)      | 2.2 10 <sup>30</sup>                       | 2.3 10 <sup>32</sup>                  | 10 <sup>29</sup>                           |
| COMPOSANTE(S)<br>DÉTECTÉE(S) | $\nu_B, \nu_{Be}$                          | $\nu_B$                               | $\nu_B, \nu_{Be}$<br>$\nu_{pp}$            |

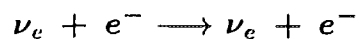
TAB. 1.3 - Caractéristiques des expériences des neutrinos solaires

- Par des désintégrations  $\beta$  inverses ( GALLEX, SAGE et HOMESTAKE ) :



Bien qu'il y ait beaucoup de réactions avec des seuils faibles (  $< 1$  MeV ), la majorité produit des éléments dont le temps de désintégration est excessivement long, ce qui limite le nombre de choix possible de l'élément chimique (A,Z).

- Par diffusion élastique ( KAMIOKANDE )



## CHAPITRE 1. LA PHYSIQUE DES NEUTRINOS

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de déterminer la direction des neutrinos et l'analyse des résultats peut se faire en temps réel. C'est ainsi que KAMIOKANDÉ a observé le 23 Février 1987 pendant 13 secondes 11 interactions de neutrinos provenant de l'explosion du supernovæ SN1987A dans le grand nuage de Magellan.

| EXPÉRIENCE | OBSERVATION                | DATA/SSM(BP)             | DATA/SSM(TCL)           |
|------------|----------------------------|--------------------------|-------------------------|
| HOMESTAKE  | $2.55 \pm 0.17 \pm 0,18$   | $0.32 \pm 0.02 \pm 0.02$ | $0.4 \pm 0.03 \pm 0.0$  |
| GALLEX     | $79 \pm 10 \pm 6$          | $0.6 \pm 0.08 \pm 0.05$  | $0.64 \pm 0.08 \pm 0.0$ |
| SAGE I     | $73^{+18}_{-16}^{+5}_{-7}$ | $0.56 \pm 0.13 \pm 0.05$ | $0.60 \pm 0.14 \pm 0.0$ |
| SAGE I-II  | $69 \pm 11^{+5}_{-7}$      | $0.52 \pm 0.08 \pm 0.05$ | $0.56 \pm 0.09 \pm 0.0$ |
| KAMIOKANDÉ | $2.7 \pm 0.2 \pm 0.3$      | $0.48 \pm 0.03 \pm 0.06$ | $0.62 \pm 0.04 \pm 0.0$ |

TAB. 1.4 - *Confrontation expérience-théorie : le déficit des neutrinos solaires est bien réel. Les mesures sont données en SNU ( 1 SNU =  $10^{-36}$  captures par atome-cible par seconde ) sauf pour KAMIOKANDÉ en  $10^6 / \text{cm}^2 / \text{sec}$ . Les deux modèles théoriques qu'on considère ici sont : BP ( pour Bahcall et Pinsonneault ) et TCL ( pour Turck-Chièze et Lopes ).*

On rappelle que les neutrinos solaires sont produits dans deux cycles de fusion ( voir tableau 1.5 ) : le cycle PP et le cycle CNO. Les trois composantes essentielles sont les neutrinos  $\nu_{pp}$ ,  $\nu_{Be}$  et  $\nu_B$  avec les proportions entre les flux :

$$\Phi_{pp} : \Phi_{Be} : \Phi_B = 1 : 0.08 : 10^{-4}$$

La figure 1.2 montre le spectre en énergie prédit par le SSM ( Standard Solar Model ) pour ces différentes composantes.

On a vu que l'oscillation des neutrinos et/ou le phénomène de précession de spin peuvent expliquer correctement le problème des neutrinos solaires. Expérimentalement, si nous supposons que le déficit du flux des  $\nu_e$  est dû à l'amplification de l'oscillation par la matière solaire, la combinaison des expériences de détection de neutrinos solaires pointe vers deux solutions possibles ( voir figure 1.3 ):

1. Solution à faible angle de mélange :  $\sin^2 \theta \sim 8.10^{-2}$ .
2. Solution à grand angle de mélange :  $\sin^2 \theta \sim 0.7$  ( qui cependant décrit moins bien les données ).

#### 1.4. L'ÉTAT ACTUEL DE LA RECHERCHE EXPÉRIMENTALE

| REACTION                                                        | ENERGIE ( MeV )         | Taux de réaction ( SNU ) |      |
|-----------------------------------------------------------------|-------------------------|--------------------------|------|
|                                                                 |                         | Cl                       | Ga   |
| $pp \rightarrow De^- \nu_{pp}$                                  | 0.42                    | 0                        | 71   |
| $pep \rightarrow D \nu$                                         | 1.44 ( mono. )          | 0.23                     | 2.5  |
| ${}^7\text{Be } e^- \rightarrow {}^7\text{Li } \nu_{\text{Be}}$ | 0.86 ( 90 % ) ( mono. ) | 0.98                     | 31.3 |
|                                                                 | 0.38 ( 10 % )           |                          |      |
| ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* e^+ \nu_{\text{B}}$   | 14                      | 6.32                     | 1.4  |
| ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C } e^+ \nu$          | 1.2                     | 0.07                     | 2.9  |
| ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N } e^+ \nu$          | 1.73                    | 0.24                     | 4    |

TAB. 1.5 - Caractéristiques des neutrinos solaires des cycles PP et CNO et la sensibilité des expériences.

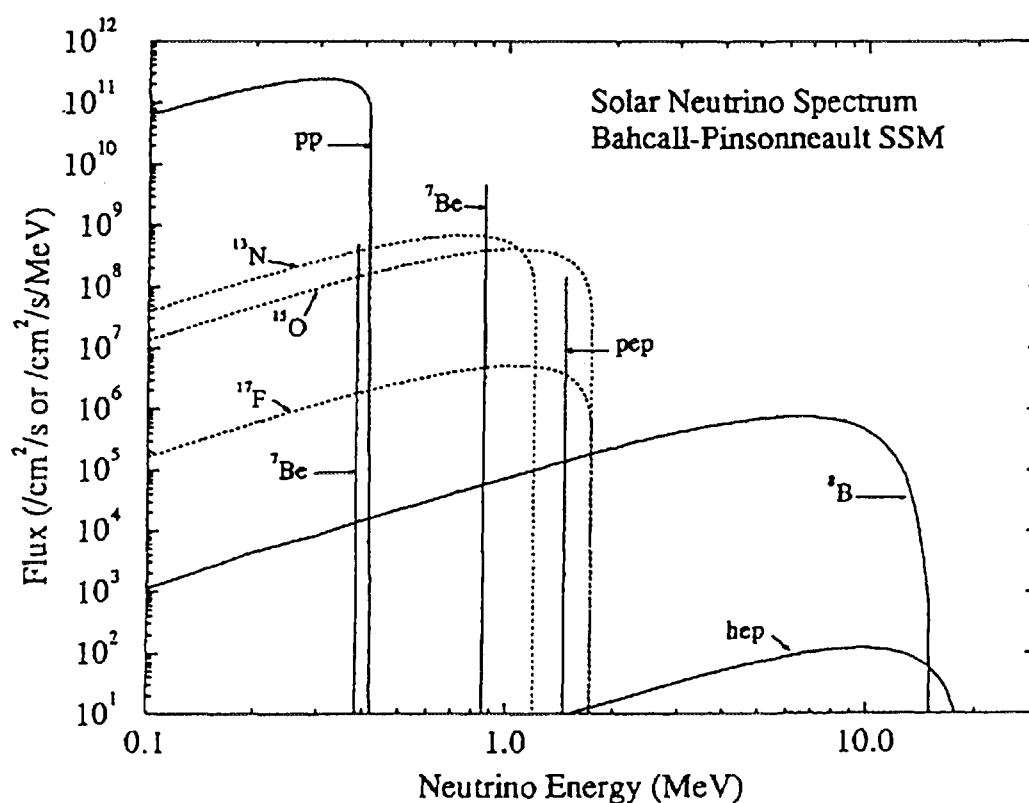


FIG. 1.2 - Le spectre en énergie des neutrinos solaires ( d'après Bahcall et Pinsonneault ).

Les deux solutions exigent une différence de masse  $\Delta m^2$  de l'ordre de  $10^{-5}$

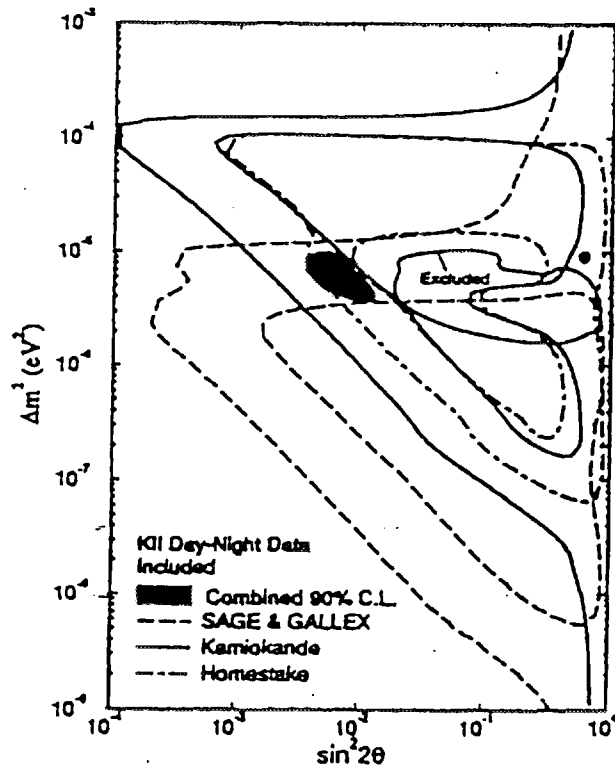


FIG. 1.3 - Les deux solutions possibles du problème des neutrinos solaires ( parties en noir ) données par l'effet MSW.

eV<sup>2</sup>.

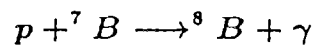
En dehors des explications fournies par le caractère massif du neutrino ( phénomène d'oscillation, précession de spin dans le champ magnétique solaire ...), on a aussi envisagé de modifier le SSM. Plusieurs hypothèses ont été avancées :

- baisser la température du cœur du soleil ( $T_c$ ). En effet, le taux de production des neutrinos solaires dépend fortement de  $T_c$  comme l'ont montré Bahcall et Ulrich [28] :

$$\Phi_{pp} \sim T_c^{-1/2} \quad \Phi_{Be} \sim T_c^8 \quad \Phi_B \sim T_c^{18}$$

Mais cette solution ne reproduit pas bien les résultats expérimentaux.

- inclure les effets du plasma qui modifieraient les sections efficaces de production de neutrinos, surtout dans le canal :



- imaginer un trou noir au centre du soleil
- introduire des interactions exotiques de type WIMPS-soleil ....

On a aussi pensé à incriminer le détecteur. Le résultat récent de GALLEX [29] concernant la calibration de sa source de  ${}^{51}\text{Cr}$  valide le déficit observé en prouvant

## 1.4. L'ÉTAT ACTUEL DE LA RECHERCHE EXPÉRIMENTALE

---

que la méthode radiochimique marche parfaitement bien, et qu'on est capable d'extraire les quelques dizaines d'atomes des 30 tonnes de détecteur et de les compter. En effet, l'analyse de la calibration avec la source a montré que le rapport entre l'activité de la source déduite de l'extraction du Ge et l'activité de la source mesurée directement est de  $0.97 \pm 0.11$ .

SAGE est aussi en train de calibrer son appareillage avec sa source de  $^{51}\text{Cr}$ . Les résultats préliminaires corroborent ceux obtenus par GALLEX.

Les expériences de nouvelle génération ( SNO, BOREXINO ) apporteront dans quelques années des informations supplémentaires sur le déficit des neutrinos solaires. En effet, ils vont nous permettre de choisir entre les deux solutions obtenues quand on interprète le déficit des neutrinos solaires comme étant dû à l'effet MSW. De plus, comme ils sont aussi sensibles à d'autres saveurs de neutrinos, on sera capable d'affirmer si le déficit observé correspond à une oscillation ( c'est-à-dire, déficit d'une saveur et surplus d'une autre saveur ) ou à un déficit global de neutrinos, auquel cas, la problématique sera différente.

### L'anomalie des neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont produits par des désintégrations des  $\pi^\pm$  et des  $K^\pm$ , eux même provenant des interactions entre le rayonnement cosmique primaire ( composé essentiellement de protons ) et les atomes de l'air. Les gros détecteurs souterrains ( IMB, KAMIOKANDE, ... ), initialement conçus pour rechercher la désintégration du proton peuvent détecter les interactions de ces neutrinos au dessus de quelques centaines de MeV et distinguer leur saveur (  $\nu_e, \nu_\mu$  ). Mais à cause des incertitudes sur le flux des cosmiques primaires et la section efficace d'interaction hadronique, le calcul du flux de neutrinos attendu et de son contenu en saveurs donne des résultats avec des barres d'erreur importantes :

- prédiction sur le flux : incertitude de  $\sim \pm 20 \%$
- prédiction sur la proportion en saveur : incertitude de  $\sim \pm 5 \%$

Pour s'affranchir de l'incertitude sur le flux ( qui est la plus importante ), on a choisi d'utiliser la variable R définie par :

$$R = \frac{\nu_\mu / \nu_{e_{mes}}}{\nu_\mu / \nu_{e_{M.C}}}$$

Un déficit des neutrinos atmosphériques  $\nu_\mu$  ( ou un excès de  $\nu_e$  ) a été constatée par plusieurs expériences ( voir le tableau 1.6 ).

KAMIOKANDE a interprété son résultat en terme d'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  ( mais contredit par d'autres expériences ) ou  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  ( non totalement exclu par d'autres

| EXPÉRIENCE      | R                        | DURÉE D'ACQUISITION<br>( kt-an ) |
|-----------------|--------------------------|----------------------------------|
| KAMIOKANDE [30] | $0.6 \pm 0.07 \pm 0.05$  | 7.7                              |
| KAMIOKANDE [31] | $0.57 \pm 0.08 \pm 0.07$ | 8.2                              |
| IMB [32]        | $0.51 \pm 0.01 \pm 0.05$ | 7.7                              |
| SOUDAN 2 [33]   | $0.55 \pm 0.027 \pm 0.1$ | $\sim 1$                         |
| FREJUS [34]     | $0.87 \pm 0.21$          | 1.56                             |
| NUSEX [35]      | $0.96 \pm 0.3$           | 0.4                              |

TAB. 1.6 - *Données expérimentales sur la mesure des flux des neutrinos atmosphériques. On remarquera que FREJUS et NUSEX obtiennent des valeurs de R relativement grandes par rapport aux autres, mais la durée d'exposition étant plus faible, R est certainement dominé par des erreurs statistiques*

expériences ). Ces résultats ( figure 1.4 ) suggèrent des valeurs de  $\Delta m^2$  de l'ordre de  $(10^{-3} - 1) \text{ eV}^2$  avec un angle de mélange proche de 1.

Des tentatives plus banales d'explication ont été avancées :

- Problème de mauvaise identification systématique dans les détecteurs à eau-Cerenkov : hypothèse rejetée par les résultats du test-beam effectué à KEK
- Surplus d'électrons produits par des désintégration de proton [36] ( $p \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$ ) : hypothèse infirmée par des résultats de IMB qui ne montrent pas de dépendance en énergie du déficit des  $\nu_\mu$

Il convient de rester prudent, car les problèmes de bruit de fond dans ces expériences sont très ardues. L'expérience SUPERKAMIOKANDE devrait d'ici quelques années apporter une réponse définitive.

### Les expériences auprès des accélérateurs

Actuellement, il y a trois expériences qui sont en cours d'acquisition et/ou d'analyse, dont une à Los-Alamos ( LSND ) et deux au CERN ( CHORUS et NOMAD ), et deux en préparation ( E875 à et E803 à Fermilab ). Leurs principales caractéristiques sont présentées dans le tableau 1.7 [37].

Nous dressons rapidement ici le bilan des deux expériences qui sont en cours : LSND et CHORUS. La présentation de l'expérience NOMAD se fera dans le chapitre 3.

## 1.4. L'ÉTAT ACTUEL DE LA RECHERCHE EXPÉRIMENTALE

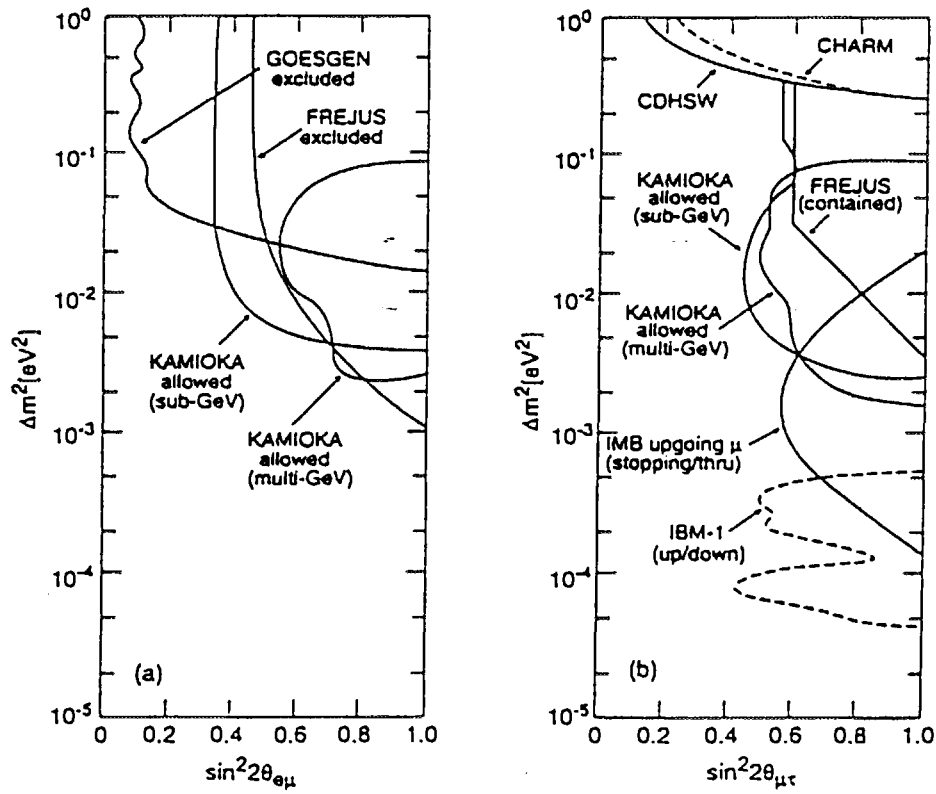


FIG. 1.4 - Les domaines permis par KAMIOKANDE, ainsi que les limites sur l'oscillation  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  et  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  des expériences auprès des accélérateurs et des réacteurs, et avec des neutrinos atmosphériques. Les contours donnés sont à 90 % de C.L.

| EXP.               | ACC.                      | FAISCEAU                 | E       | L     | MODE                         | DÉBUT |
|--------------------|---------------------------|--------------------------|---------|-------|------------------------------|-------|
| LNSD               | LAMPF<br>( Los-Alamos )   | $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ | 0.1 GeV | 27 m  | $\nu_e, \bar{\nu}_e$<br>App. | 1993  |
| CHORUS<br>NOMAD    | SPS<br>CERN               | $\nu_\mu$                | 30 GeV  | 800 m | $\nu_\tau$<br>App.           | 1994  |
| E803<br>( COSMOS ) | MAIN INJ.<br>( Fermilab ) | $\nu_\mu$                | 10 GeV  | 470 m | $\nu_\tau$<br>App.           | 1998  |

TAB. 1.7 - Résumé des principales caractéristiques des expériences auprès des accélérateurs, qui sont en cours ou qui sont en préparation.

### L'anomalie de LSND ( Liquid Scintillator Neutrinos Detector )

L'expérience LSND utilise le faisceau de protons de Los Alamos envoyé dans une cible épaisse ( beam-stop ) pour produire des neutrinos à partir des désintégrations des  $\pi^+$  abondamment produits ( les  $\pi^-$  donnent des atomes pi-mésiques et sont absorbés ). Les  $\pi^+$  donnent les  $\nu_\mu$ , dont une faible fraction vient des désintégrations en vol et est utilisée dans la recherche de l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  signée par :

$$\nu_e + {}^{12}\text{C} \longrightarrow e^- X : \text{ avec } 60 \leq E_e(\text{ MeV }) \leq 180$$

Les  $\mu^+$  se désintègrent à l'arrêt en donnant des  $\nu_e$  et des  $\bar{\nu}_\mu$ . Ces derniers sont utilisés pour étudier l'apparition des  $\bar{\nu}_e$  par la réaction :

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ n \text{ avec } 37 \leq E_e(\text{ MeV }) \leq 50$$

suivi d'une émission de gamma

$$n + p \longrightarrow d + \gamma(2.2\text{ MeV})$$

( La capture a lieu après 186  $\mu\text{m}$  )

La cible, placée à 30 m de la source de neutrinos, est composée de 200 tonnes de liquide scintillant entourées de 1220 photoamplificateurs, sensibles à la scintillation et à la lumière Cerenkov créée par les  $e^+$ ,  $e^-$  et  $\gamma$  convertis.

Les premières analyses en 1995 [38] trouvent une différence de 9 événements d'interaction du type  $\bar{\nu}_e$  entre des runs avec et sans faisceau ( pour un bruit de fond estimé à  $2.1 \pm 0.3$  ).

Une analyse plus fine basée sur la méthode de maximum de vraisemblance appliquée à un lot de candidats  $e^+$  donne un excès de  $16.4_{-8.9}^{+9.7} \pm 3.3$  événements.



#### 1.4. L'ÉTAT ACTUEL DE LA RECHERCHE EXPÉRIMENTALE

Ce signal peut s'interpréter comme une oscillation  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  avec ( voir la figure 1.5 )  $\sin^2 \theta \sim 0.01$  et  $\Delta m^2$  de l'ordre de quelques  $\text{eV}^2$ .

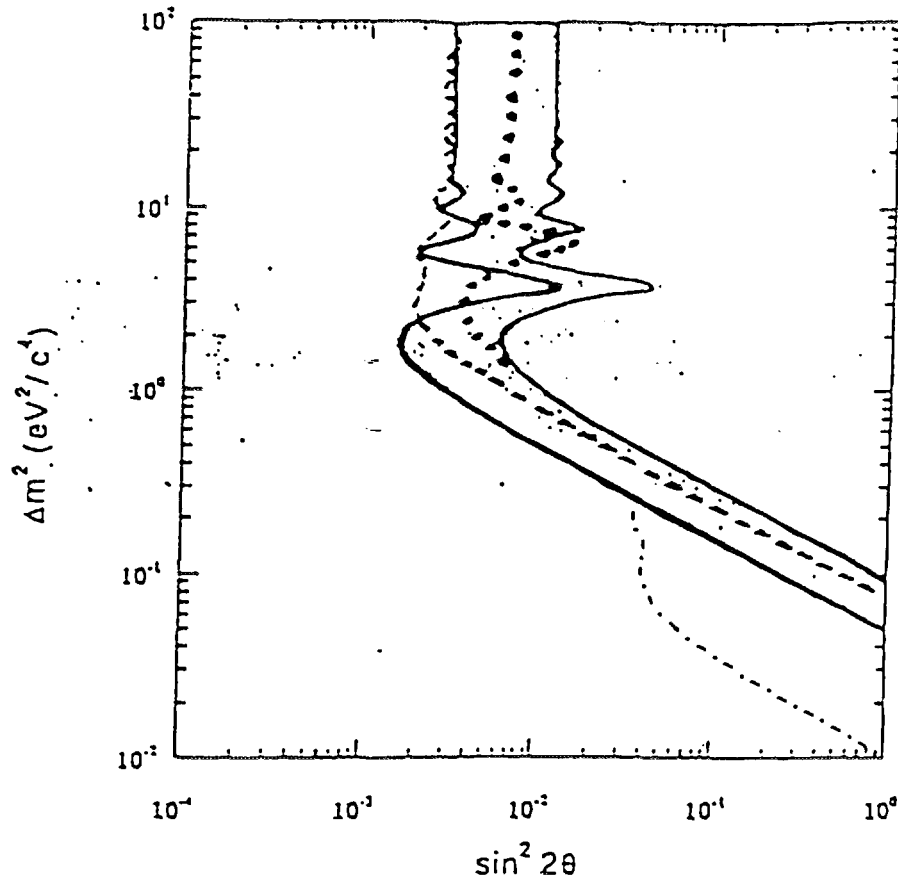


FIG. 1.5 - Résultat d'oscillation de LSND : les deux bandes en continu représentent la limite à 90 % C.L sur  $\sin^2 2\theta$  en fonction de  $\Delta m^2$ . Sur la même figure, sont présentés aussi les contours d'exclusion d'autres expériences : E-776( en tirets-pointillés alternés ), KARMEN( en tiret ) et LSND( analyse alternative [40] )( en pointillé ).

Cependant, ce résultat n'est que marginalement compatible avec KARMEN, une expérience similaire prenant ses données à Rutherford [39]. Par ailleurs, une analyse alternative des données de LSND [40] conclut à l'absence de signal.

Le détecteur LSND continue à prendre des données et ce résultat devra être confirmé dans un futur proche avec une statistique de l'ordre de trois fois plus grande.

On voit donc qu'il n'existe à ce jour aucune preuve incontestable de l'existence d'oscillations, mais l'importance de cette question est telle que les efforts expérimentaux vont se poursuivre pour confirmer ou infirmer les indications actuelles.

## CHORUS ( Cern Hybrid Oscillation Research apparatus )

CHORUS ([41]) est une expérience se déroulant actuellement au CERN qui utilise le même faisceau que NOMAD ( voir chapitre 3 ). Le but de CHORUS est la recherche de l'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  signée par le "kink"<sup>1</sup> de désintégration des leptons  $\tau$  produits dans les interactions  $\nu_\tau$  - cible. Comme le parcours moyen du  $\tau$  à l'énergie du SPS est  $\leq 1$  mm, CHORUS a besoin d'une cible dotée d'une excellente résolution spatiale, ce qui les a conduits au choix des émulsions dont la résolution est de l'ordre de quelques  $\mu\text{m}$ . La cible ( composée d'une partie fixe de 800kg et d'une partie "mobile" de trois plaques ) est suivie d'un détecteur de traces de fibres scintillantes permettant l'extrapolation vers le volume fixe. L'ensemble se termine par un spectromètre magnétique, pour la mesure de l'impulsion, un calorimètre électromagnétique et un détecteur de muons. La sélection des événements se fait avec des coupures cinématiques larges de type de NOMAD et l'extrapolation du détecteur de traces permet de réduire la zone à analyser.

L'analyse de l'oscillation se fera sur deux échantillons :

- Muonique (  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$  ) 30.000 événements à dépouiller. événements à dépouiller.
- Hadronique : 13 000 événements à dépouiller :

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau + n \pi^0$$

Il est à noter qu'à cause de la longueur de radiation de l'émulsion (  $\sim 3 X_0$  ), le développement des gerbes électromagnétiques est favorisé, ce qui rend le canal électronique inaccessible pour CHORUS, contrairement à NOMAD.

Le nombre d'événements à dépouiller donné ci-dessus correspond à une statistique de  $5 \times 10^5 \nu_\mu$  à courant chargé ( CC ). À la conférence TAUP95 ( Toledo ), CHORUS a annoncé une première analyse pour fin 1996.

## 1.5 Conclusion

Ici s'achève ce chapitre, laissant ouvertes bien des questions sur la nature et les propriétés des neutrinos, particules à la fois étranges et familières. Mais un élément de réponse pourrait très bien être apporté par l'expérience NOMAD comme nous allons voir dans le chapitre 3. Le chapitre qui va suivre va être consacré à l'introduction théorique de la physique du quark charmé, qui est le sujet de cette thèse.

---

1. cassure dans la trajectoire reconstruite de la particule due à l'émission d'une particule secondaire.

---

## Chapitre 2

# LA PHYSIQUE DU QUARK CHARMÉ ET NOMAD

Dans ce chapitre, nous allons faire un bref rappel théorique sur l'analyse QCD (Chromodynamique Quantique) de la production des dimuons dans les interactions de neutrinos avec le nucléon. Nous soulignerons leur rôle essentiel dans l'amélioration des connaissances actuelles sur les paramètres du quark charmé comme sa masse, l'élément de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)  $V_{cd}$  et le rapport de branchement semileptonique du quark charmé ( $B_c$ ), ainsi que les caractéristiques de la mer étrange dans le nucléon. Le tout sera illustré par une brève discussion sur les résultats récents obtenus par la collaboration CCFR. Finalement, nous mentionnerons au passage d'autres mécanismes de production des événements de multi-muons.

Dans le contexte de l'expérience NOMAD, ce type de physique, en dehors de son attrait intrinsèque, nous permet de voir comment se comporte notre détecteur et de vérifier d'une manière indirecte la faisabilité de l'extraction du signal provenant de l'oscillation  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ . Sous cette phrase un peu vague, nous voulons faire remarquer que la crédibilité de nos futures limites sur les paramètres de l'oscillation est aussi conditionnée par notre capacité à obtenir des résultats de physique "classique".

### 2.1 Les ingrédients de la production de dimuons de signes opposés

La section efficace de production de dimuons à partir des interaction de neutrinos muoniques avec la cible fixe s'écrit comme le produit de trois facteurs :

$$(\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X) = (\nu N \rightarrow \mu^- c X) \times (c \rightarrow H_c) \times (H_c \rightarrow \mu^+ X)$$

Le premier terme présente la section efficace de production du quark charmé, le deuxième terme décrit la manière dont ce quark s'est fragmenté en hadrons et le dernier est la probabilité que le hadron charmé produit se désintègre semi-leptoniquement en donnant un muon. Dans la suite, nous allons détailler successivement chacun des ces termes.

## 2.2 Généralités sur les interactions neutrino-nucléon

Nous considérons le processus d'interaction neutrino-cible fixe suivant :

$$\ell_1 + N \longrightarrow \ell_2 + X \quad (2.1)$$

qui est présenté schématiquement comme sur la figure 2.1.

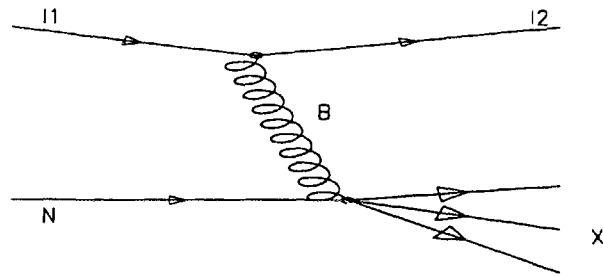


FIG. 2.1 - Interaction lepton ( $\ell_1$ )-cible fixe ( $N$ : Nucléon).  $X$  représente l'état hadronique final et  $\ell_2$  le lepton sortant. L'interaction se passe via l'échange d'un boson  $B$  qui peut être soit un  $Z$ : interaction à courant neutre, soit un  $W$ : interaction à courant chargé.

Le sujet de cette thèse qui est l'analyse des premiers événements multimuons, et en particulier des dimuons dans NOMAD, nous amène naturellement à mettre l'accent sur les interactions à courant chargé. Le lepton incident est un neutrino et le lepton final est un lepton chargé ( $e$  ou  $\mu$ , pour être général).

Le choix de prendre des neutrinos comme sonde de la matière nucléonique s'est avéré particulièrement judicieux, et ce en dépit de leur faible section efficace d'interaction ( $\sigma^\nu \sim 0.67 \cdot 10^{-38} E_\nu (\text{GeV}) \text{ cm}^2$ ). En effet, grâce à leur sensibilité à l'interaction faible, ils peuvent mettre en évidence le comportement différent des quarks de celui des antiquarks. Plus précisément, la production du quark charmé peut être utilisée pour séparer la distribution de la mer étrange dans le nucléon. De plus, la diffusion de neutrinos est un moyen effectif permettant d'étudier la dynamique de la production des quarks lourds car il y a possibilité de transition quark léger-quark

## 2.2. GÉNÉRALITÉS SUR LES INTERACTIONS NEUTRINO-NUCLÉON

lourd au niveau du vertex boson-nucléon. L'étude des interactions neutrino-nucléon est complémentaire à celle de la diffusion de leptons chargés ( électron, muon ).

Nous définissons dans le référentiel de l'expérience ( celui où le nucléon cible est au repos ) les quadrvecteurs énergie-impulsion de l'état initial et de l'état final de l'interaction par :

- Le neutrino incident :  $k = (E_\nu, \vec{P}_\nu)$
- Le nucléon :  $P = (M, \vec{0})$
- Le lepton produit  $\ell$  ( e,  $\mu$  ) :  $\ell = (E_\ell, \vec{P}_\ell)$
- La gerbe hadronique :  $P_X = (E_X, \vec{P}_X)$
- La quadrimoment transféré :  $q = k - \ell$

Les paramètres intéressants de l'événement sont calculables à partir de quelques quantités mesurables :

- $E_\ell$  : l'énergie du lepton sortant
- $\theta$  : l'angle entre le lepton sortant et le lepton incident
- $\nu$  : l'énergie transférée, mesurée dans le référentiel du laboratoire, directement reliée à l'énergie de la gerbe hadronique. Cette quantité  $\nu$  est définie comme :

$$\nu = \frac{P \cdot q}{M} \sim E_\nu - E_\ell = E_X - M$$

- $E_\nu$  : l'énergie du lepton incident, vaudra  $E_\ell + \nu$

Il est d'usage d'introduire les invariants suivants :

- L'énergie totale disponible de la réaction dans le centre de masse :

$$s = (k + P)^2 \sim 2 E_\nu M$$

- Le module au carré du quadrimoment transféré :

$$Q^2 = -q^2 = (k - \ell)^2 \sim 4 E_\nu E_\ell \sin^2 \theta / 2$$

- La masse invariante de l'état hadronique final ( ou masse de recul )

$$W^2 = P_X^2 \sim M^2 - Q^2 + 2 \nu M$$

- Les variables sans dimension, dites de Bjorken :

$$x = \frac{-q^2}{P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{\nu}{E_\nu}$$

Pour dériver ces formules, on a utilisé l'approximation où  $M, m_\nu \ll E_\ell, E_\ell$ .

Si nous faisons le décompte des inconnues et des contraintes du processus, nous voyons que l'expression de la section efficace différentielle ne dépend que de trois variables, le choix se porte indifféremment sur  $(s, Q^2, \nu)$  ou  $(E_\nu, x_B, y_B)$

### 2.2.1 Fonctions de structure et calcul de la section efficace

L'expression de la section efficace pour un processus de diffusion profondément inélastique est donnée par :

$$d\sigma = \frac{1}{F} \sum_{int} |\mathcal{M}|^2 d\Gamma \quad (2.2)$$

où la somme porte sur tous les degrés de liberté internes du système.

- $F$  est le facteur de flux

$$\begin{aligned} F &= 4 \sqrt{(k \cdot P)^2 - k^2 \cdot P^2} \\ &\simeq 4E_\nu M \end{aligned}$$

- $d\Gamma$  représente l'élément différentiel de l'espace de phase final, décomposable en un produit de l'espace de phase leptonique et de l'espace de phase hadronique  $d\Gamma_X$

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \delta^4(P + k - P_X - \ell) \frac{d^3\ell}{(2\pi)^3 2E_\ell} d\Gamma_X$$

$$d\Gamma_X = \prod_i \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

- $\mathcal{M} = \langle f | T | i \rangle$  est l'élément de la matrice de l'interaction, qu'on peut exprimer à cet ordre sous la forme de produit du propagateur du boson de jauge avec deux courants, l'un est  $j_\mu$ , le courant leptonique associé au vertex  $\nu \longrightarrow \ell B$ , l'autre est le courant hadronique  $\mathcal{J}_\mu$  associé au vertex  $B N \longrightarrow X$

## 2.2. GÉNÉRALITÉS SUR LES INTERACTIONS NEUTRINO-NUCLÉON

$$\mathcal{M} = \mathcal{J}_\mu^\dagger \left( \frac{ig}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{g^\mu{}_\nu - \frac{q^\mu q_\nu}{M_B^2}}{q^2 - M_B^2 + iM_B \Gamma_B} J^\nu$$

$$\begin{aligned} J^\nu &= \langle \ell | J^\nu | \nu \rangle \\ &= \bar{u}(\ell) \gamma^\nu \frac{1 - \gamma_5}{2} u(\nu) \end{aligned}$$

$$\mathcal{J}_\mu = \langle X | J_\mu | P \rangle$$

Le calcul du tenseur leptonique est direct, on arrive sans trop de peine à :

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu} &= \frac{1}{4} \sum [\bar{u}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\nu] [\bar{u}_\nu \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u_\ell] \\ &= \frac{1}{2} (\ell_\mu k_\nu + k_\mu \ell_\nu - i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha \ell^\beta) \end{aligned}$$

Celui du tenseur hadronique  $\mathcal{L}_{\mu\nu}$  est un peu plus compliqué, on est obligé de passer par le tenseur hadronique intégré  $W_{\mu\nu}$  :

$$W_{\mu\nu} = \int \frac{(2\pi)^3}{2M} \delta^4(P + q - P_X) \frac{1}{2} \mathcal{L}_{\mu\nu} \prod_i \frac{d^3 k_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

qu'on peut développer sous la forme tensorielle la plus générale à l'aide des tenseurs disponibles :  $g_{\mu\nu}$ ,  $P_\mu P_\nu$ ,  $q_\mu q_\nu$ ,  $P_\mu q_\nu$ ,  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} T^{\alpha\beta}$  avec  $T^{\alpha\beta}$  l'un des quatre tenseurs précédents.

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= -g_{\mu\nu} W_1 + \frac{P_\mu P_\nu}{M^2} W_2 - i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{P^\alpha q^\beta}{2M^2} W_3 \\ &+ \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} W_4 + \frac{P_\mu q_\nu + q_\mu P_\nu}{M^2} W_5 + i \frac{P_\mu q_\nu - q_\mu P_\nu}{M^2} W_6 \quad (2.3) \end{aligned}$$

Ce tenseur hadronique a quelques propriétés particulières suivantes :

- Ses 6 fonctions de structure  $W_i$  sont réelles, de dimension  $[GeV]^{-1}$ .
- En utilisant l'opérateur  $\theta = PT$ , on trouve

$$\begin{aligned} (W_{\mu\nu})^* &= W_{\mu\nu} \text{ pour les termes VV, AA} \\ &= -W_{\mu\nu} \text{ pour les termes VA} \end{aligned}$$

Dans l'expression 2.3,  $W_6$  est en facteur d'un terme qui change de signe sous la conjugaison complexe, et qui est un tenseur,  $W_6$  est donc nul.

- Les interférences VA sont à l'origine de  $W_3$ , les termes VV, AA se retrouvent dans les  $W_i$  ( $i=1$  à 4)

- $W_4$  et  $W_5$  ne contribuent pas à la section efficace si on néglige la masse des leptons. En effet, la contraction avec le tenseur leptonique  $L^{\mu\nu}$  donne des termes qui sont en facteur de  $\ell_\mu$  ( ou  $k_\mu$  ) qui est proportionnel à  $\partial_\mu$  et  $\partial^\mu \bar{u}_\mu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\nu \propto m_\ell \bar{u}_\mu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\nu$ .

Tous calculs faits, nous obtenons l'expression finale de la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma^2}{dQ^2 d\nu} = \frac{G^2}{2\pi^2} \frac{E_\ell}{E_\nu} \left( \frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right) \left( 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1 + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2 \pm \frac{E_\nu + E_\ell}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3 \right) \quad (2.4)$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi et  $M_W$  est la masse du boson vectoriel W. Le signe plus correspond aux diffusions de neutrinos, le signe moins aux antineutrinos. La différence de signe vient du terme  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \nu^\alpha \ell^\beta$  qui traduit la violation de la parité par la structure V-A des courants faibles. Ainsi, si le projectile était un muon, le troisième terme disparaîtrait de la section efficace, car la diffusion est dominée par des échanges de photons ( processus électromagnétique où la parité est conservée ).

On introduit aussi des fonctions de structure sans dimension :

$$\begin{aligned} M W_1( Q^2, \nu ) &= F_1( x, Q^2 ) \\ \nu W_2( Q^2, \nu ) &= F_2( x, Q^2 ) \\ F_3( x, Q^2 ) &= \nu W_3( Q^2, \nu ) \end{aligned}$$

En termes de ces fonctions de structure, l'expression 2.4 se réécrit comme :

$$\frac{d\sigma^2}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} \times \left( xy^2 F_1 + \left( 1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu} \right) F_2 \pm \left( y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3 \right)$$

### 2.2.2 Interprétation des fonctions de structure avec le modèle naïf des partons

Nous voyons que la description de l'état final X est masquée derrière trois fonctions de structure, attestant notre ignorance de la structure intime du vertex Nucléon + Boson de jauge  $\longrightarrow$  X. Dans ce contexte, le modèle naïf des partons a été introduit par Feynman en 1969 pour tenter d'en fournir intuitivement une explication.



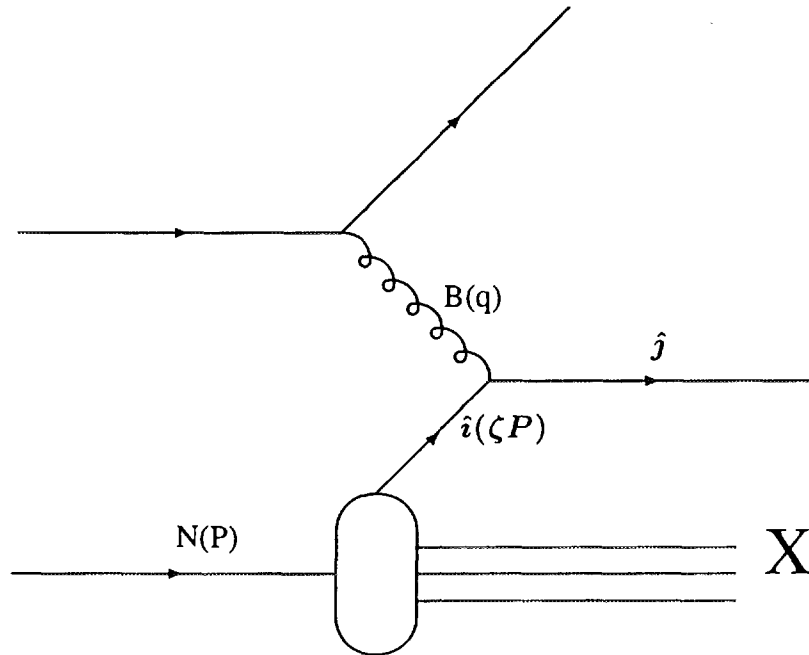
Dans ce modèle, nous supposons que le nucléon est un assemblage d'objets de spin 1/2 ( des quarks ) et des gluons, qu'on désigne sous le nom générique "partons". Cet assemblage n'est qu'un état virtuel transitoire dont la durée de vie est de l'ordre de l'échelle de temps de QCD  $\tau_{QCD} \sim \Lambda_{QCD}^{-1}$  dilaté par le boost de Lorentz  $\gamma = \sqrt{s}/M$ . Or, le temps caractéristique de l'interaction varie comme  $1/\sqrt{q^2}$ , ce qui veut dire que pour des grandes valeurs de  $Q^2$ , les hypothèses suivantes sont correctes :

1. Le boson n'interagit qu'avec un seul des partons.
2. Pendant la durée de l'absorption de ce boson par le parton, celui-ci reste "libre", c'est-à-dire, sans interaction avec les autres partons.

Avec ces hypothèses, le processus inélastique  $\nu + N \rightarrow \ell + X$  s'interprète comme le résultat de la superposition "incohérente" de sous processus élastiques  $\nu + i \rightarrow \mu + j$ , où  $i, j$  sont des partons. Nous pouvons donc réécrire 2.4 comme la somme des sections efficaces au niveau des partons pondérées par  $q_i(\zeta)$  qui est la probabilité pour que le parton considéré porte une fraction  $\zeta$  de l'impulsion totale du nucléon.

$$\frac{d\sigma^2}{d\zeta dy} = \sum_{\text{partons}} \int d\zeta q_i(\zeta) \sum \frac{d\hat{\sigma}^2(\nu i \rightarrow \ell j)}{d\zeta dy}$$

L'interaction au niveau des partons est schématisée comme sur la figure suivante :



Interaction parton-nucléon

## CHAPITRE 2. LA PHYSIQUE DU QUARK CHARMÉ ET NOMAD

Les autres partons sont "spectateurs", autrement dit, ils ne participent pas à l'interaction, mais à l'hadronisation uniquement.

La conservation de l'énergie au vertex parton-boson s'écrit :  $P_j = P_i + q$ , et donc :

$$P_j^2 = \zeta^2 M^2 + 2\zeta P \cdot q + q^2 \sim 0$$

nous en déduisons que :  $\zeta \sim \frac{-q^2}{2P \cdot q} = x_B$

La variable  $\zeta$  n'est rien d'autre que la variable  $x$  de Bjorken, si on peut négliger la masse des partons. Nous verrons dans la suite que cette approximation n'est plus valable dès que rentrent en jeu les saveurs lourdes (comme le charme ou la beauté).

Si nous désignons par  $q(\zeta)$  et  $\bar{q}(\zeta)$  les densités des quarks  $q$  ( $q = u, d, c, s$ ) et des antiquarks  $\bar{q}$  ( $\bar{q} = \bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, \bar{s}$ ) dans le nucléon (nous négligeons la contribution du quark beau, celle du quark charmé est déjà marginale); pour un proton, ces distributions doivent satisfaire les conditions de normalisation suivantes :

$\int u - \bar{u} = 2$  et  $\int d - \bar{d} = 1$  car le proton a deux quarks  $u$  et un quark  $d$  de valence.

$\int s - \bar{s} = \int c - \bar{c} = 0$  car ses nombres quantiques étrange et charme sont nuls.

La relation entre les trois fonctions de structure  $F_i$  et ces distributions d'impulsion  $q_i$  s'écrit simplement comme :

$$\begin{aligned} 2 F_1 &\propto \sum q_i(x) (g_v^2(i) + g_a^2(i)) \\ F_2 &\propto \sum x q_i(x) (g_v^2(i) + g_a^2(i)) \\ F_3 &\propto \sum q_i(x) (g_v^2(i) + g_a^2(i)) \mathcal{A}(i) \end{aligned}$$

où les paramètres :  $g_v = I_3 - 2q \sin \theta_W$ ,  $g_a = I_3$  et  $\mathcal{A} = (2g_a g_v) / (g_v^2 + g_a^2)$  reflètent la structure vectorielle-axiale caractéristique des interactions par courant faible.

Nous en déduisons la relation de Callan-Gross :

$$F_2 = 2x F_1$$

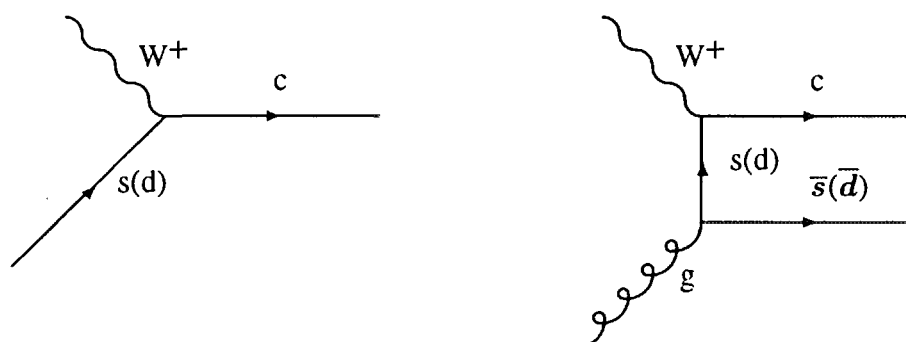
dont la violation observée va mettre en cause la simplicité de ce modèle.

En effet, l'existence des fonctions de structure  $F_i$  résulte de l'hypothèse d'invariance d'échelle proposée par Bjorken, qui stipule que quand  $\nu$  et  $|q^2|$  tendent vers l'infini, à un  $x$  fixé, il ne reste que la dépendance en  $x$ . L'hypothèse sous-jacente de

cette invariance est la nature ponctuelle des partons. En fait, quand on fait intervenir le QCD, les partons vont acquérir un facteur de forme. En plus de la dépendance en  $x$ , les distributions  $q_i$  vont dépendre d'une deuxième échelle  $\mu^2$ , qui est l'échelle de factorisation intervenant dans les OPE<sup>1</sup>. Les  $F_i$  auront également une faible dépendance en  $Q^2$  (dépendance logarithmique) qui sera gouvernée à l'approximation dite de logarithmes dominants par les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi [43], [44].

Dans la suite, nous allons restreindre cette discussion à la lepto-production du quark charmé [45]. Les deux mécanismes de production sont la diffusion Boson-Quark (dite "excitation de saveur"), processus d'ordre dominant (L.O ou Leading Order) et la fusion Boson-Gluon (ou "création de saveur"), processus d'ordre subdominant (N.L.O ou Next To Leading Order).

Les diagrammes de Feynman associés sont :



Les deux diagrammes de Feynman associés à la production du quark charmé:

a.Processus d'ordre dominant

b.Processus d'ordre subdominant

Les deux diagrammes contribuent de la même manière à la section efficace. En effet, en ce qui concerne les deux processus à l'ordre  $\alpha_s^0$ , la probabilité de trouver un quark  $d$  est bien plus grande que celle de trouver un quark  $s$  ( $\int x d(x) \sim 0.2$  à comparer avec  $\int x s(x) \sim 0.02$ ), mais la transition  $d-c$  est défavorisée par l'angle de Cabbibo ( $|V_{cd}|^2 \sim 0.05$ ) tandis qu'il favorise la transition  $s-c$  ( $|V_{cs}|^2 \sim 0.95$ ). Quant au processus gluon-fusion, bien qu'il soit de l'ordre  $\alpha_s^1$ , sa contribution est aussi du même ordre de grandeur car  $\int x g \sim 0.5$ .

La complication supplémentaire provient de la "grande" masse du quark charmé. Il faut alors tenir compte du seuil à partir duquel la production de la saveur charme

1. Le QCD perturbatif est basé sur les théorèmes de factorisation [42]. La plus simple des factorisations est l'OPE (Operator Product Expansion).

devient cinématiquement possible. L'ouverture du seuil se traduira alors par un facteur multiplicatif dans la section efficace :

$$d\sigma \longrightarrow d\sigma \times \left(1 - \frac{m_c^2}{2 M E_\nu \xi}\right)$$

où  $\xi$ , qui est la fraction d'impulsion emportée par le quark-cible est reliée à la variable de Bjorken  $x$  par la relation de "slow-rescaling" :

$$\xi = x \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2}\right) \left(1 - \frac{x^2 M^2}{Q^2}\right)$$

Finalement, nous obtenons l'expression de la section efficace 2.4 à l'ordre dominant ( L.O Leading Order ) en fonction des fonctions de distribution de partons ( pour une cible isoscalaire ) :

$$\frac{d\sigma^2}{d\xi dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \times \left[ (\xi u(\xi) + \xi d(\xi)) |V_{cd}|^2 + 2\xi s(\xi) |V_{cs}|^2 \right] \times \left(1 - \frac{m_c^2}{2 M E_\nu \xi}\right)$$

Les auteurs de la référence [45] ont reformulé le cadre théorique de la leptoproduction du quark charmé, unifiant le traitement de N.L.O avec celui de L.O en se basant sur une approche dite "à dépendance en échelle variable". Nous discuterons dans le sous-chapitre 2.5 des résultats obtenus avec cette prescription.

## 2.3 Hadronisation et Fonction de fragmentation

Le comportement des quarks et des gluons est décrit par QCD qui est basé sur le groupe de jauge non-abélien SU(3). La conséquence directe est l'effet d'anti-écranage. En d'autres termes, le vide de Yang-Mills présente un caractère "paramagnétique" car les bosons de jauge portent eux aussi la charge de la symétrie de jauge. Ceci se traduit physiquement par la liberté asymptotique : comme la constante de couplage croît à grande distance ( petit  $Q^2$  ), les quarks ne seront pas observables à l'état libre. Ils doivent "s'associer" pour former des hadrons "neutres en couleur" pendant le processus dit de fragmentation.

Le mécanisme de production de hadrons comporte schématiquement deux phases ( valable à petites distances ) :

1. La phase perturbative ou la phase de production successive de partons à partir des partons initiaux. Cette phase peut être modélisée par le modèle des cascades de partons gouverné par les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi. La

## 2.3. HADRONISATION ET FONCTION DE FRAGMENTATION

cascade s'arrête quand la masse effective des partons finals aura atteint un minimum :

- $m_{\text{effective}} \sim m_{\text{min}}$  pour les gluons
- $m_{\text{effective}} \sim m_{\text{min}}/2 + \sqrt{m_q^2 + m_{\text{min}}^2/4}$  pour les quarks

où  $m_{\text{min}}$  est de l'ordre de 1 GeV pour être en accord avec la multiplicité de gerbes observée expérimentalement et  $m_q$  est la masse du quark en question.

Notons que les interférences entre partons ne sont pas prises en compte ici, contrairement au modèle CDM ( Color Dipole Moment [46] ).

2. La phase non perturbative ou la phase d'hadronisation : les hadrons sont créés à partir des partons produits dans la phase précédente. Il existe deux grandes classes de modèles de fragmentation : le modèle de corde ( S.F ou String Fragmentation ) et le modèle de fragmentation indépendante ( I.F ou Independent Fragmentation ) :
  - **Le modèle de fragmentation par cordes [47]** : L'idée est d'utiliser les cordes relativistes et sans masse pour décrire le tube de flux de couleur responsable du confinement. Les quarks et les antiquarks se trouveront alors aux extrémités "colorées" de la corde, et le confinement se quantifie par une densité d'énergie. Ainsi, lorsqu'un quark s'éloigne, son énergie potentielle (  $E(r) \sim Kr$ , où  $K$  est la tension de la corde et  $r$  sa longueur ), va augmenter jusqu'à ce qu'elle soit suffisamment grande pour permettre la matérialisation d'une nouvelle paire  $q\bar{q}$  : la corde se brise ( typiquement pour une distance quark-antiquark de l'ordre de quelques fm ).
  - **Le modèle de fragmentation indépendante** : La fragmentation de chaque parton initial est considérée comme indépendante des autres. Le traitement des gluons est un peu différent. Dans le Monte Carlo de Ali et al. [48], on utilise les fonctions de splitting d'Altarelli-Parisi pour partager l'énergie du gluon entre un quark et un anti-quark qui se fragmentent comme deux partons indépendants. Par contre, dans le modèle de Hoyer et al. [49], le gluon se fragmente comme un quark de saveur choisie aléatoirement.

En pratique, l'ensemble du mécanisme de fragmentation est entièrement déterminé par la connaissance de fonction dite fonction de fragmentation  $D_q^h(z, Q^2)$ . Dans le modèle des partons naïf, elle ne dépend que d'une seule variable d'échelle  $z$  :  $D_q^h(z, Q^2) = D_q^h(z)$ . Elle décrit la répartition de la fraction d'impulsion  $z$  emportée par le hadron  $h$  le long de la ligne de vol du quark d'impulsion  $p$  :

$$z = (E + p_{||})_h / (E + p)_{\bar{q}} \sim E_h / E_c$$

On en déduit que la multiplicité moyenne de particules de type  $h$  issues d'un quark père  $q$  est égale à :

$$\int_{z_{\min}}^1 D_q^h(z) dz$$

La fonction de fragmentation choisie par notre programme de simulation est celle proposée par Peterson et al. :

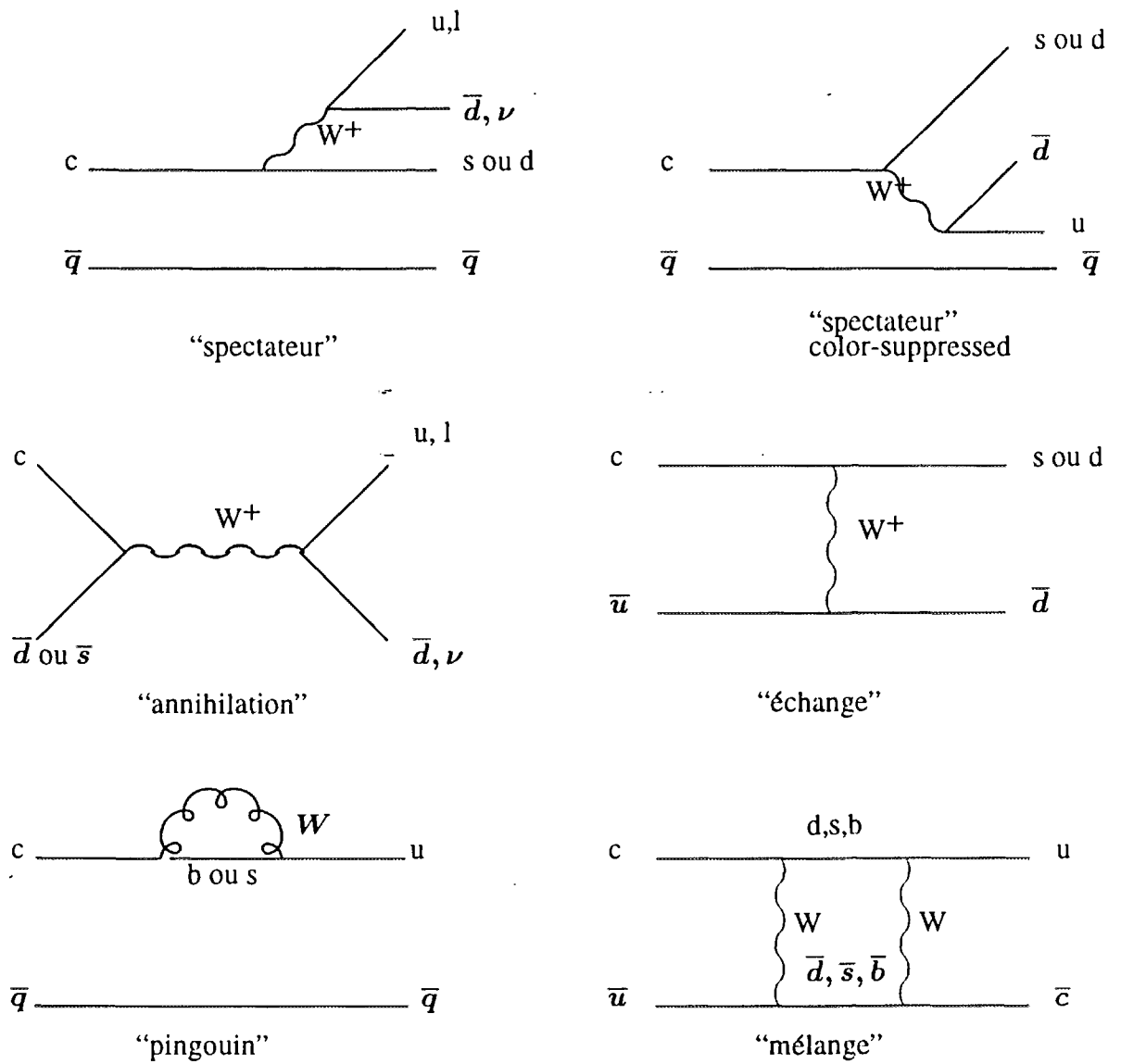
$$D(z) = N \left[ z \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1 - z^2} \right)^2 \right]^{-1}$$

où  $N$  est un facteur de normalisation pour avoir  $\int z D(z) = 1$ . Pour des faibles valeurs de  $\epsilon$ ,  $N \sim 4\sqrt{\epsilon}/\pi$ . Nous utilisons la valeur de  $\epsilon$  donnée par la collaboration CCFR, qui est égale à  $0.2 \pm 0.04$  [50].

### 2.4 Désintégration semi-leptonique du quark charmé

Dans le modèle standard, le quark charmé dans les hadrons charmés peut se désintégrer par courant faible en un quark down (  $d$  ) ou étrange (  $s$  ). La figure suivante montre les différents diagrammes de désintégration possibles. Nous allons détailler dans la suite le diagramme spectateur qui est la principale contribution à la largeur de désintégration semi-leptonique ( S.L ).

## 2.4. DÉSINTÉGRATION SEMI-LEPTONIQUE DU QUARK CHARMÉ



Les diagrammes de Feynman de désintégration de particule charmée.

### Modèle du quark spectateur

Dans ce modèle, le quark lié au quark charmé ne joue aucun rôle dans la désintégration. Il est "spectateur".

Par analogie à la désintégration électrofaible du muon, la largeur partielle de désintégration en électron ou muon d'une particule charmée va s'écrire :

$$\Gamma_{SL} = \frac{G_F m_c^5}{192 \pi^3} (r_s |V_{cs}|^2 + r_d |V_{cd}|^2)$$

où  $r_s$  et  $r_d$  sont les facteurs de phase dûs aux masses des quarks et des leptons, valant approximativement 0.6 et 0.9.  $V_{cq}$  ( $q = d, s$ ) sont les éléments de la matrice de C.K.M qui gouvernent l'amplitude des transition  $c \rightarrow q$ .

En première approximation, le rapport de branchement semi-leptonique  $B_{SL}$  pour une saveur leptonique donnée est égal à :

$$B_{SL} = \frac{\Gamma_{SL}}{\Gamma} = \frac{1}{5} = 20\%$$

Le facteur 5 tient compte de l'universalité des leptons (électron et muon) et des trois degrés de liberté de couleur des quarks.

Si on cherche à inclure aussi des corrections de QCD dues aux échanges de gluons entre les lignes de quarks, dont la conséquence est de favoriser la largeur hadronique au détriment de la largeur semi-leptonique, la prédiction théorique de  $B_{SL}$  varie selon un paramètre supplémentaire  $\xi$  qui est un facteur d'association de couleur. Dans la limite "asymptotique"  $\xi$  vaut  $1/N_c = 1/3$ , et une valeur de  $\xi$  égale à 1 correspondra à une suppression de couleur. Dans d'autres modèles, on pourra avoir  $\xi$  nul. Les valeurs de  $B_{SL}$  pour ces différents cas de figure sont :

$$\begin{aligned} \xi = 0 & : B = 13\% \\ \xi = 1/3 & : B = 14.3\% \\ \xi = 1 & : B = 29\% \end{aligned}$$

La collaboration MARK III [51] a mesuré  $B_{SL}$  pour les mésons  $D^+$  et  $D^0$  :

$$\begin{aligned} B_{SL}(D^+) &= 17.0 \pm 1.9 \pm 0.7\% \\ B_{SL}(D^0) &= 7.5 \pm 1.1 \pm 0.4\% \end{aligned}$$

Il en découle que les prédictions basées sur le modèle spectateur sont relativement grossières et que probablement, il faut faire jouer aussi l'identité du quark spectateur.



## 2.5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

---

### 2.5 Résultats expérimentaux

Nous résumons dans ce sous chapitre les derniers résultats concernant l'analyse de production de dimuons qui ont été fournis récemment par la collaboration CCFR ( aux initiales de quatre laboratoires : Chicago, Columbia, Fermilab et Rochester ) [74]. L'analyse effectuée est intéressante car :

1. elle a permis de montrer le charme de la physique du quark charmé.
2. il s'agit de la première analyse incluant les calculs de N.L.O

#### Le dispositif expérimental

L'expérience se déroulait à Fermilab ( aux États-Unis ). Le faisceau utilisé est de type large bande de  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_\mu$  comme celui de NOMAD, mais sa distribution en énergie est bien plus plate avec une énergie maximale de l'ordre de 600 GeV. La partie cible est constituée de 690 tonnes de fer et de scintillateurs. Elle est équipée de chambres à dérive pour signer la trajectoire des muons. Les résolutions obtenues pour ce détecteur sont :

$$\begin{cases} \sigma/E \sim 0.85/\sqrt{E} \\ \Delta P \sim 0.11P \end{cases}$$

À partir de 3 700 000 d'événements, la collaboration CCFR a sélectionné un échantillon de 15 000 candidats multimuons, auquel ont été appliquées les coupures suivantes :

- $P_{\mu 1} \geq 9 \text{ GeV}/c$
- $P_{\mu 2} \geq 5 \text{ GeV}/c$
- $E_{\text{hadronique}} > 10 \text{ GeV}$
- $Q_{\text{vis}}^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$  ( calculé depuis l'énergie visible de l'état final )
- $\theta_{\mu 1, \mu 2} < 0.025$  où  $\theta$  est l'angle entre le muon  $\mu_i$  et la direction du neutrino incident.

Après coupures, l'échantillon final contient 6 090 dimuons de signes opposés  $\mu^+\mu^-$  ou  $\mu^-\mu^+$ , le premier des deux étant le muon qui est produit au vertex leptonique, et qui est supposé être celui ayant l'impulsion la plus grande. Avec ce critère d'impulsion, l'échantillon final se partage en 5030  $\mu^-\mu^+$  et 1060  $\mu^+\mu^-$ . Dans le tableau 2.1 sont résumés les résultats obtenus, à la fois par une analyse à L.O et à N.L.O [74], [50]. Ces informations concernant la mer étrange (  $\kappa$  et  $\alpha$  ), la masse

## CHAPITRE 2. LA PHYSIQUE DU QUARK CHARMÉ ET NOMAD

|       | $\kappa$                             | $\alpha$                       | $m_c$<br>( GeV )        | $B_c$                       |
|-------|--------------------------------------|--------------------------------|-------------------------|-----------------------------|
| N.L.O | $0.477^{+0.051-0.017}_{-0.05+0.036}$ | $-0.02^{0.66+0.08}_{-0.6-0.2}$ | $1.7 \pm 0.19 \pm 0.02$ | $0.102 \pm 0.007 \pm 0.005$ |
| L.O   | 0.373                                | 2.5                            | 1.32                    | 0.105                       |

TAB. 2.1 - Les résultats de l'ajustement des événements dimuons

du quark charmé (  $m_c$  ) et le rapport de branchement semi-leptonique  $B_c$  sont dérivées à partir des ajustements des distributions de  $x_{vis}$  et  $E_{vis}$  des données réelles avec celles des données simulées.

D'abord, nous allons commenter brièvement ces résultats :

- On définit  $\kappa$  par :

$$\kappa = \frac{\int_0^1 (x s(x, \mu^2) + x \bar{s}(x, \mu^2)) dx}{\int_0^1 (x \bar{u}(x, \mu^2) + x \bar{d}(x, \mu^2)) dx}$$

où  $\mu = 2 p_{\perp}^{\max} = 2\Delta(W^2, m_c^2, M^2)/\sqrt{4W^2}$  est l'échelle de factorisation et  $p_{\perp}$  représente l'impulsion transverse cinématiquement maximale du méson charmé produit par rapport à la direction de la gerbe hadronique. Grossièrement,  $\mu$  délimite la frontière entre la partie courte distance et longue distance du processus. L'échelle de renormalisation ( schéma  $\overline{MS}$  ) est choisie égale à l'échelle de factorisation.

La valeur  $\kappa \neq 1$  est une preuve que la mer n'a pas la symétrie SU(3).

- $\alpha$  est le paramètre reliant la forme de la mer étrange à celle de la mer non étrange  $\bar{q}$ :

$$x s(x, \mu^2) \propto (1 - x)^{\alpha} x \bar{q}(x)$$

$\alpha \sim 0$  ( N.L.O ) montre qu'il n'y a pas de différence de forme entre la distribution de la mer étrange (  $xs(x)$  ) et celle de l'anti-mer de  $x \bar{q}(x)$ .

Les deux variables  $B_c$  et  $|V_{cd}|^2$  sont dépendantes. On ne peut qu'en déterminer une à la fois. En supposant que  $B_c$  vaille  $0.099 \pm 0.012$  ( qui est la moyenne des mesures fournies par l'expérience FNAL E531 et par les expériences LEP ), nous obtenons une amplitude de transition  $|V_{cd}|^2$  égale à :

- Analyse N.L.O :  $0.0232^{+0.018}_{-0.02}$
- Analyse L.O :  $0.205 \pm 0.017$

## 2.5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

### Comparaison entre les résultats obtenus à N.L.O et L.O

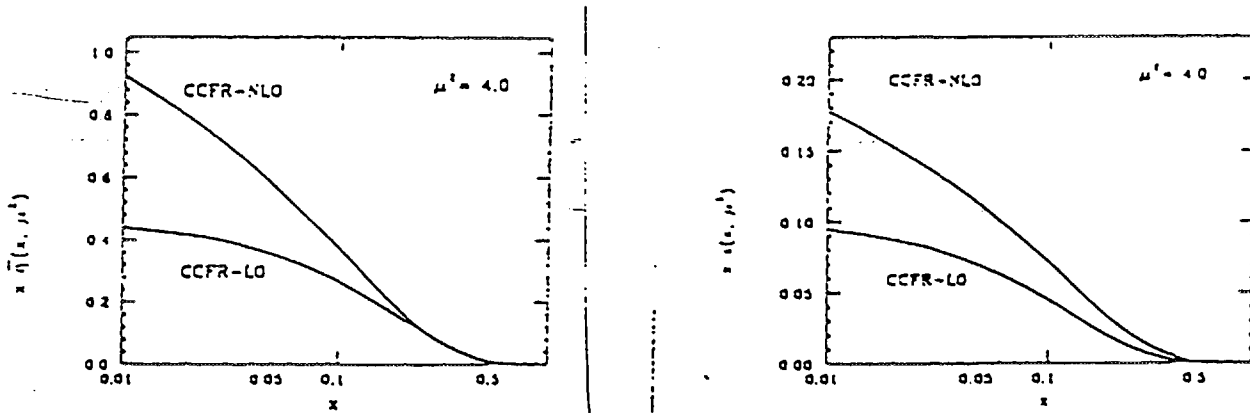


FIG. 2.2 - Les distribution de  $x\bar{q}(x)$  (figure à gauche) et de  $xs(x)$  (figure à droite) déterminées à l'ordre L.O et N.L.O. L'échelle de la factorisation  $\mu^2$  est prise égale à  $4 \text{ GeV}^2/c^2$ .

L'asymétrie de la mer étrange :  $\kappa$  est confirmée par les deux analyses.

**Le paramètre de forme  $\alpha$**  : la différence entre le résultat L.O et N.L.O peut s'expliquer par le fait que la composante  $x\bar{q}(x)$  à N.L.O est plus molle que celle de L.O. La figure 2.2 montre (à gauche) la distribution de  $x\bar{q}(x)$  et (à droite) celle de  $xs(x)$ , à la fois pour le calcul à L.O et N.L.O.

**La masse du quark charmé** : il est évident qu'elle dépend fortement de la manière dont l'analyse incorpore les ordres supérieurs en QCD. On peut comparer le résultat obtenu ici aux analyses d'autres processus qui font intervenir des calculs similaires de QCD perturbatif pour se faire une idée. Par exemple, les auteurs de la référence [53] en analysant les données des particules charmées provenant de la photoproduction ont trouvé une valeur de la masse du quark charmé de  $1.74^{+0.13}_{-0.18}$ , qui est en accord avec l'analyse N.L.O de CCFR.

## **2.6 Brève revue sur les productions “exotiques” de multi-muons**

Nous avons vu dans le paragraphe 2.1 le mécanisme de production de dimuons de signes opposés. Nous décrirons dans ce qui suit, les autres sources de multi-muons qui puissent exister, et qui pourront être une source de bruit de fond à notre signal ( voir le chapitre 6 ) :

### **2.6.1 Résultats expérimentaux et prédictions théoriques et de la production des dimuons de même signe**

#### **Taux de production expérimental**

Un résultat récent de CCFR ( [75] ) donne un taux de dimuons de même signe de  $(5.4 \pm 2.3) \times 10^{-5}$  par  $\nu_\mu$  CC et  $(5.2 \pm 3.3) \times 10^{-5}$  par  $\bar{\nu}_\mu$  CC, et ce pour des événements candidats où les deux muons ont une énergie plus grande que 9 GeV. La grande erreur provient de la fraction très importante du bruit de fond dans le signal brut. Ce fond est composé de désintégrations semileptoniques de hadrons ( primaires ou secondaires ) de la gerbe hadronique. Pour l'estimer, la collaboration CCFR a utilisé un programme MonteCarlo basé sur des mesures expérimentales de taux de production de muons dans les gerbes hadroniques ( mesures effectuées par CCFR ) et de fragmentation obtenues par des expériences en chambres à bulles. L'erreur systématique sur l'estimation du bruit atteint 15 %.

#### **Origines théoriques**

La production des événements de dimuons de même signe est plus rare que celle des dimuons de signes opposés. Théoriquement, il existe trois mécanismes de production possibles [54], mais aucun ne permet de prédire correctement les résultats expérimentaux :

1. Désintégration de  $\bar{D}^0$ , qui vient du mélange  $D^0 - \bar{D}^0$ . Or la probabilité du mélange  $D^0 - \bar{D}^0$  est extrêmement faible dans le MSM, et est de l'ordre de  $10^{-6}$ , ce qui rend ce mode de production hautement improbable.
2. Désintégration de hadron beau. Ce mode de production ( si on ne considère que le couplage gauche (c,b) ) prédit un taux  $\sigma(\nu \rightarrow \mu^- \mu^-) / \sigma(\nu \rightarrow \mu^- \mu^+)$  nettement plus faible que celle observée expérimentalement ( qui est entre 0.1 et 0.2 ).
3. Production de paires  $c\bar{c}$ , suivie de désintégration semileptonique de  $\bar{c}$ .

La collaboration CCFR [75] a calculé la contribution de ce mode de production  $g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow \mu^+ X$  pour la gamme d'énergie disponible dans CCFR et pour leur coupure en énergie des muons ( $P_{\mu 1}, P_{\mu 2} > 9 \text{ GeV}$ ). Mais le taux trouvé est trop faible :  $(0.09 \pm 0.39) \times 10^{-5}$  par  $\nu_\mu$  CC, pour pouvoir expliquer le taux de production expérimental.

En conclusion, soit il faut trouver une autre origine qui donne un taux de production conforme aux observations, soit il faut considérer que ces dernières sont biaisées par une sous-estimation du bruit de fond.

### 2.6.2 Tri-dent

Il s'agit de la production de paires de muons dans le champ coulombien du noyau :

$$\nu_\mu + A \longrightarrow \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + A$$

Ce processus concerne à la fois les interactions à courant neutre et à courant chargé. Les diagrammes de Feynman associés sont (ils sont similaires pour un antineutrino) :

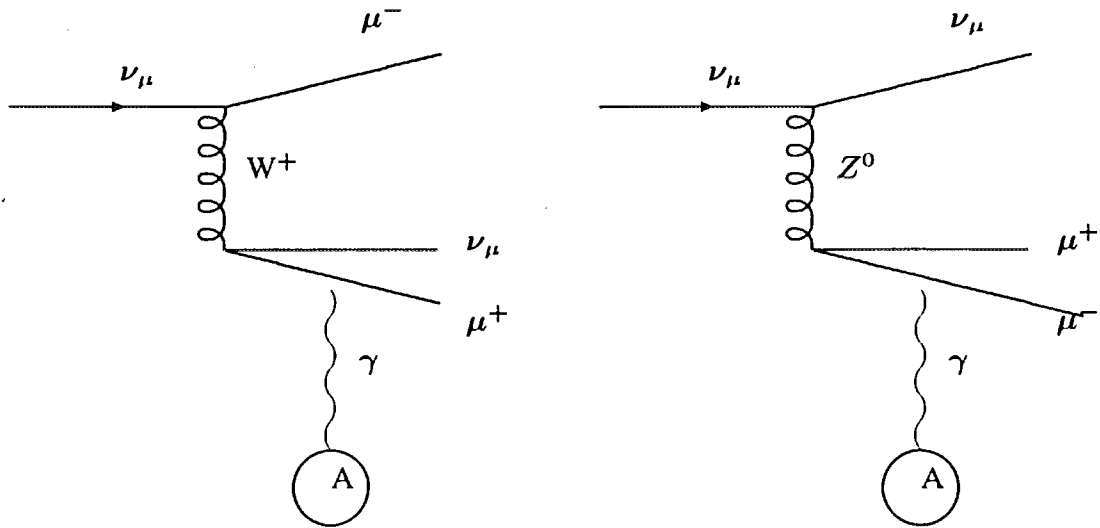


Diagramme de Feynman de la production de tri-dent par neutrinos  
a. Par courant chargé                      b. Par courant neutre

Les auteurs de la référence [55] ont calculé la section efficace de la production de tri-dent  $\sigma(\mu\mu)$  dans le cadre du modèle standard. Ils ont estimé que le rapport  $\sigma(\text{trident})/\sigma(\text{CC})$  est de l'ordre de  $8 \sim 10^{-6}$ .

### 2.6.3 Signal trimuonique

Il est produit principalement dans les processus second ordre de QCD ( $g \rightarrow c\bar{c}$  et les deux quarks charmés se désintègrent par voie semi-leptonique en muons), et pourrait constituer une des sources de bruit de fond possibles à notre signal de dimuons au cas où l'un des trois muons n'est pas identifié.

Les auteurs de la référence [56] (Fermilab) ont mis une limite supérieure sur le rapport entre le signal trimuonique et le signal dimuonique :

$$\sigma(\nu \rightarrow \mu c \bar{c}) / \sigma(\nu \rightarrow \mu c) < 6\% \text{ (à 90 \% de C.L.)}$$

---

## Chapitre 3

# L'EXPÉRIENCE NOMAD

*... l'experimentum est une question posée à la nature, une question posée dans un langage très spécial, dans le langage géométrique et mathématique ...*

A.Koyré

NOMAD ( Neutrino Oscillation MAGnetic Detector ) [57] est une collaboration internationale qui regroupe 142 physiciens de plusieurs pays : Allemagne, Australie, France, Italie, Suisse, Russie, USA...

Comme son nom l'indique, NOMAD cherche à mettre en évidence le caractère massif du neutrino en étudiant le mode d'oscillation  $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$  qu'on pense être la voie la plus favorable expérimentalement, car les  $\nu_\tau$  sont supposés avoir la masse la plus grande parmi les trois types de neutrinos, si la hiérarchie des masses est respectée. L'expérience se déroule au CERN et utilise le faisceau à large bande du SPS. Le détecteur étant situé à 940m de la cible, on peut déduire de l'expression 1.3 que NOMAD sera sensible à  $\delta m^2 \sim 10 eV^2$ . Une telle gamme de masse est intéressante car elle est suggérée par des relations de masse de type see-saw des théories GUT qui font intervenir des échelles de masse intermédiaires (  $M_I \sim 10^{12} \text{ GeV}$  ) ( voir le paragraphe 1.3 ) et elle peut combler une partie de la masse manquante de l'univers ( on rappelle que les récents résultats de COBE sur les inhomogénéités du MBR<sup>1</sup> et les modèles sur la formation de structures de l'univers peuvent s'expliquer par une proportion de 30 % de la matière noire chaude, dont un candidat tout désigné serait les neutrinos massifs, et 70 % de la matière noire froide ).

Les meilleures limites actuelles sont :

- Limite sur  $\sin^2(2\theta)$  pour de grandes  $\Delta m^2$  ( donnée par E531 à Fermilab [58] ). Cette expérience a utilisé une cible d'émulsions de 90 kg, placée dans

---

1. Microwave Background Radiation

un faisceau de neutrinos produits par des protons de 350 ou 400 GeV. La cible est suivie d'un spectromètre magnétique, de calorimètres électromagnétique et hadronique, et d'un filtre instrumenté à muons. Elle a enregistré 3 886 interactions dont 1 870  $\nu_\mu$  CC et n'a trouvé aucune désintégration de  $\tau$  après coupures dont l'efficacité est de 95%. Les limites montrées sur la figure 3.1 :

$$\sin^2(2\theta) < 4 \cdot 10^{-3} \text{ (90\% C.L.)}$$

sont déduites de ce résultat, après avoir pris en compte des acceptances différentes pour les CC  $\nu_\mu$  et CC  $\nu_\tau$  ( $\epsilon_\mu/\epsilon_\tau = 1.6$ ).

- Limite sur  $\Delta m^2$  pour un angle de mélange maximal (résultat de CDHS [59]) :

$$\delta m^2 < 0.3 \text{ eV}^2$$

En cas de non-observation du signal  $\nu_\tau$ , NOMAD permettra d'améliorer d'un ordre de grandeur les limites existantes sur le mélange  $\nu_\mu - \nu_\tau$ , comme nous montre la figure 3.1), où on a superposé le contour d'exclusion de NOMAD avec celui venant de E531 et CDHS.

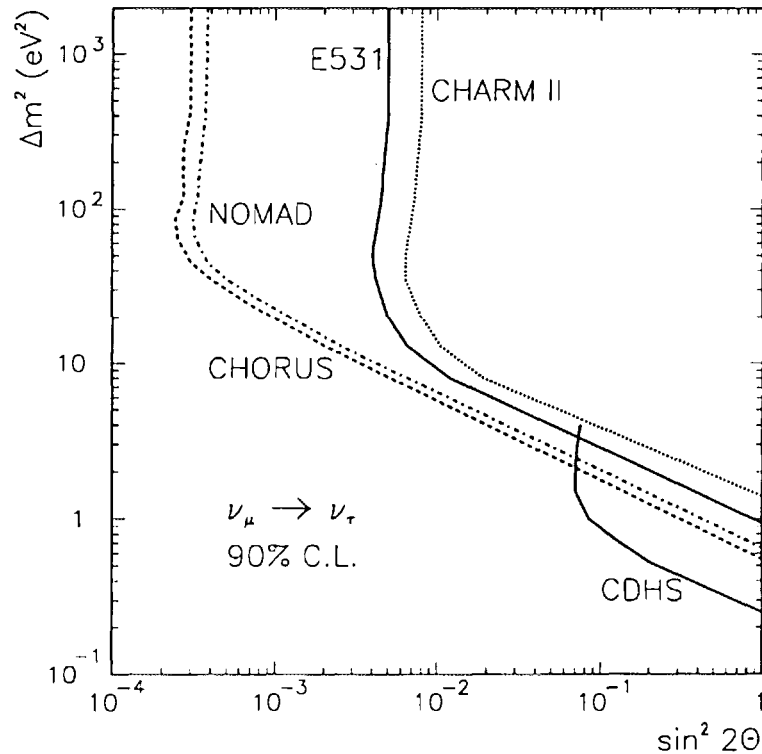


FIG. 3.1 - Diagramme d'exclusion pour l'oscillation  $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$



### 3.1. PRINCIPE DE DÉTECTION

---

Nous commencerons par exposer la méthode d'extraction du signal d'oscillation retenue par la collaboration NOMAD. Ce choix impose des impératifs extrêmement stricts sur la conception technique et la réalisation du détecteur. Sa description fera l'objet du sous chapitre 3.3. Un chapitre ( 4 ) sera réservé à une description plus détaillée de la cible de NOMAD ( constituée des 44 chambres à dérive ), car c'est l'équipe des physiciens du CEA-Saclay qui s'est impliquée dans sa construction. Nous mentionnerons aussi au passage les paramètres du faisceau de neutrinos à large bande que NOMAD utilise.

## 3.1 Principe de détection

NOMAD est une expérience de recherche d'oscillation de type "apparition". Nous proposons de signer le surplus de  $\nu_\tau$  apparus dans notre faisceau par son lepton associé  $\tau$  produit dans ses interactions à courant chargé avec la cible :  $\nu_\tau + \text{Nucléon} \longrightarrow \tau + X$ . À la différence de CHORUS qui dispose d'un détecteur ayant une excellente résolution spatiale, et qui, en principe, sera capable de "voir" le vertex secondaire de désintégration de ce lepton  $\tau$  ( nous parlerons de "détection visuelle" ), NOMAD utilise un détecteur conçu dans une optique complémentaire. En effet, la distinction signal  $\tau$  - bruit de fond se fait suivant des critères cinématiques ( corrélations angulaires,  $P_\tau$  manquant ... ) appliqués à la désintégration du lepton  $\tau$  ( nous parlerons de "détection cinématique" ).

### 3.1.1 Description de la topologie du signal

Nous rappelons ici les principaux canaux de désintégration du  $\tau$  auxquels NOMAD est sensible et leurs rapports de branchement respectifs :

1. **Désintégration muonique** ( rapport de branchement de 17.8% ):

$$\tau \longrightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$$

Ce mode de désintégration subit essentiellement le bruit de fond causé par l'interaction à courant chargé ( CC ) de  $\nu_\mu$  et par les désintégrations de  $\pi$  dans les interactions à courant neutre ( NC ) de  $\nu_\mu$ . Une analyse préliminaire de ce canal sera présentée dans le chapitre 7.

2. **Désintégration électronique** ( rapport de branchement de 17.7% ):

$$\tau \longrightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e$$

Nous détaillerons les sources de bruit de fond possible pour ce canal dans l'exemple donné dans le sous-chapitre 3.1.2.

3. **Désintégration hadronique** : les trois principaux canaux possibles sont :

$$\begin{aligned}
 \tau^- &\longrightarrow \pi^- \nu_\tau & : 10.5\% \\
 \tau^- &\longrightarrow \rho^- \nu_\tau & \\
 &\quad \searrow \pi^- \pi^0 & : 22.7\% \\
 \tau^- &\longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- + n \pi^0 + \nu_\tau & : 13.8\%
 \end{aligned}$$

Ces canaux auront comme principale source de bruit de fond les événements à courant neutre ( NC ) ou des  $\nu_\mu$  CC dont on n'a pas réussi à identifier le muon.

Nous voyons que l'état final d'un événement "signal" contient au moins un neutrino indétectable. Il en résulte une impulsion manquante importante dans le plan transverse à la direction du neutrino incident, ce qui nous amène à introduire les angles azimutaux suivants :

$\phi_{\ell/h}$  : angle entre le lepton ( électron ou muon ) ou le hadron ( pion ou le système de trois pions ) et le jet hadronique.

$\phi_{m/h}$  : angle entre la quantité de mouvement transverse manquante du système et la quantité de mouvement transverse du hadron.

### 3.1.2 Exemple d'extraction du signal dans le canal électronique

Pour illustrer l'extraction du signal  $\nu_\tau$  à l'aide de ces variables, on peut prendre comme exemple le canal électronique. Les principaux bruits de fond en sont les interactions à courant chargé de  $\nu_e$ , les interactions à courant neutre  $\nu_\mu$  accompagnées de désintégration Dalitz asymétrique, les conversions de photons, les désintégrations  $K_{e3}$  ..., ou les interactions à courant chargé  $\nu_\mu$  accompagnées de désintégration de mésons... La figure 3.2 montre les différences topologiques entre un événement bruit et un événement signal.

Dans le cas d'un événement bruit, comme l'électron et la gerbe hadronique sont les seules particules finales, la conservation de l'impulsion dans le plan transverse implique que  $\phi_{e/h}$  est piqué à  $\pi$ . Quant à  $\phi_{m/h}$ , il sera plutôt aléatoirement plat ( les mesures d'impulsion sont entachées d'erreur ) et un peu piqué à 0 ( à cause des neutres ( neutrons,  $K_L^0$  ... ) qui ont échappé à la détection ). Par contre, pour un événement signal, l'état final comporte deux neutrinos ce qui entraîne une impulsion transverse manquante importante proche de l'électron résultant en une distribution de l'angle  $\phi_{m/h}$  proche de  $\pi$ .

### 3.1. PRINCIPE DE DÉTECTION

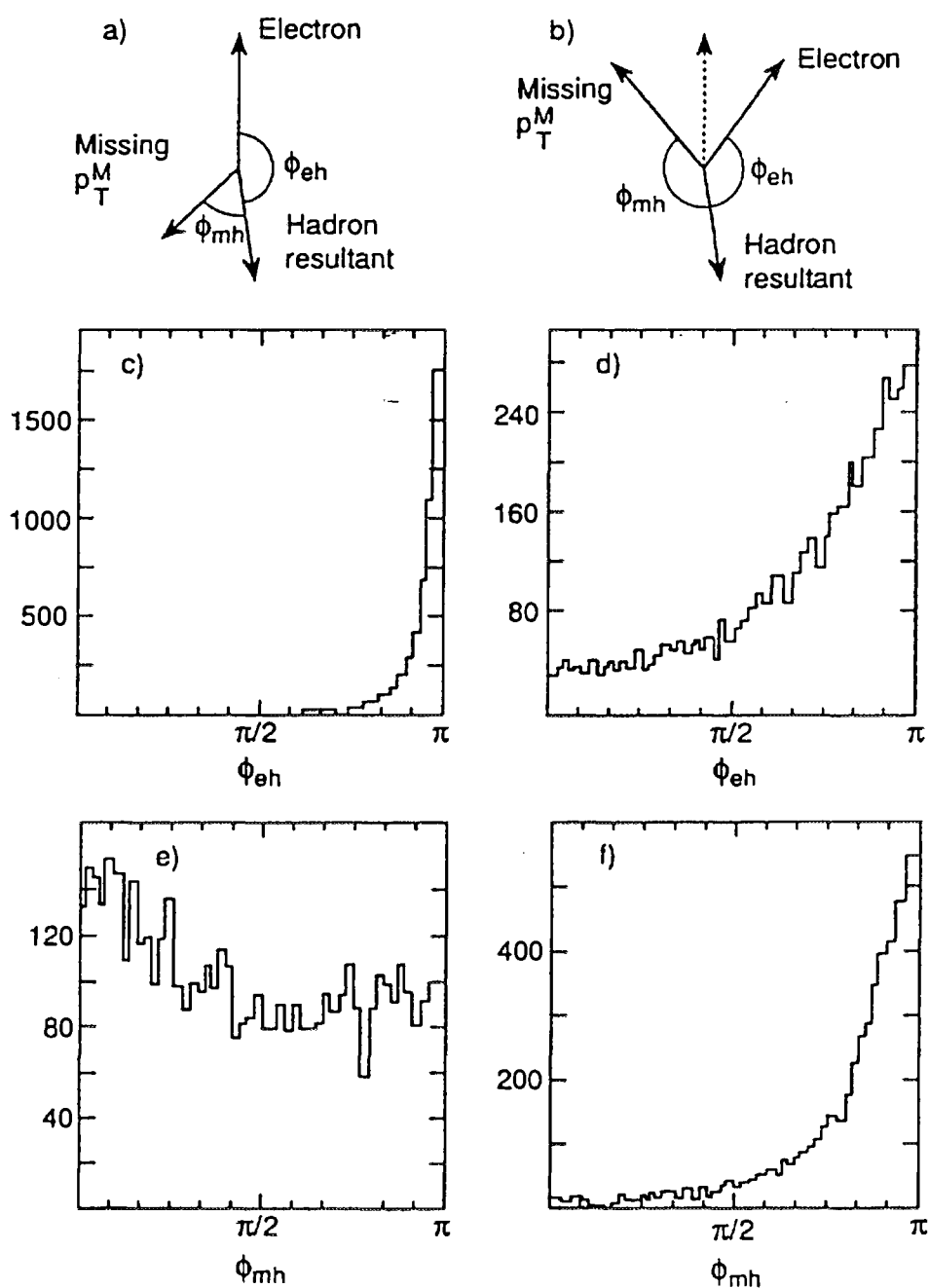


FIG. 3.2 - Topologies des événements. a). Bruit de fond :  $\nu_e \rightarrow e^-$  b). Signal :  $\nu_\tau \rightarrow \tau^- \rightarrow e^-$

Sur la figure 3.3 est montrée l'efficacité de la coupure bidimensionnelle  $\phi_{e/h}$  versus  $\phi_{m/h}$  qu'on appliquera dans NOMAD. Elles réduit le bruit d'un facteur  $\sim 10^3$  tout en conservant  $\sim 40\%$  du signal.

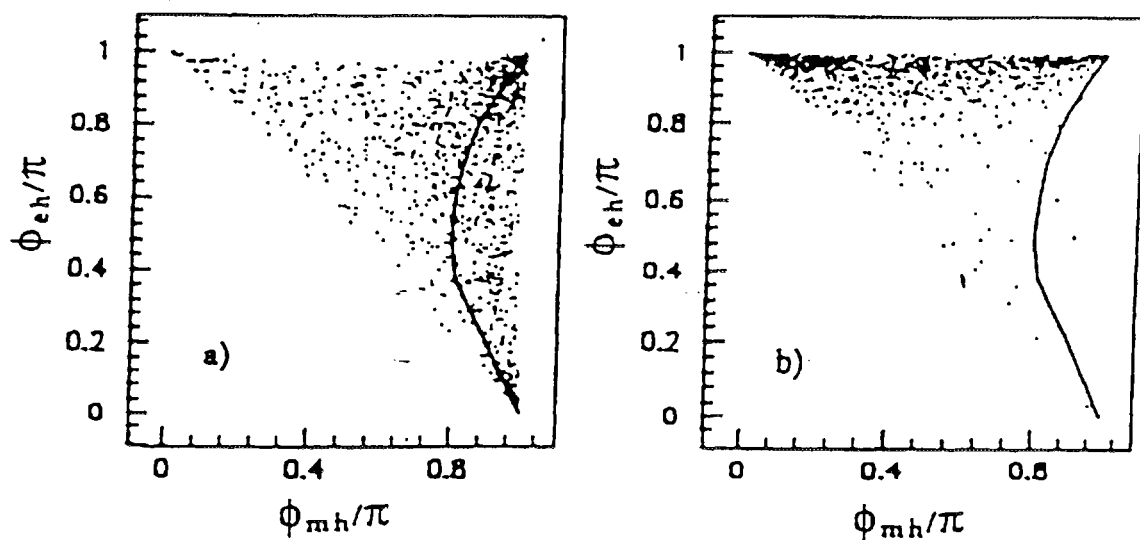


FIG. 3.3 -  $\phi\phi$  plot. À gauche : signal. À droite : bruit de fond.

Nous résumons dans le tableau 3.1 pour chaque canal auquel NOMAD est sensible, le nombre d'événements de signal et de bruit attendus après deux ans de prise de données, calculé à partir de la limite actuelle sur  $\Delta m^2$  et  $\sin 2\theta$ .

| $\tau$                                               | BR<br>(%) | $\epsilon$<br>(%) | $N_{signal}$ | $N_{bruit}$ |
|------------------------------------------------------|-----------|-------------------|--------------|-------------|
| $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$                           | 17.8      | 13.5              | 39           | 4.6         |
| $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$                       | 17.8      | 3.9               | 11           | 2.2         |
| $\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau + n \pi^0$               | 13.8      | 7.7               | 18           | $< 0.2$     |
| $\pi^- \nu_\tau$                                     | 11.0      | 1.4               | 3            | $< 0.2$     |
| $\rho^- \nu_\tau (\rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ | 22.7      | 2.0               | 7            | $< 0.2$     |
| Total                                                | 83.1      |                   | 78           | $\sim 7$    |

TAB. 3.1 - La sensibilité de NOMAD vis-à-vis des canaux de désintégration du neutrino tau

## 3.2 Quelques paramètres du faisceau

L'expérience NOMAD utilise le faisceau à large bande du SPS ( Super Proton Synchrotron ) produit par des protons de 450 GeV interagissant avec une cible faite de 11 cylindres de Beryllium. Pour avoir un faisceau de  $\nu_\mu$ , il ne faut garder que des particules secondaires ( essentiellement des  $\pi$  et des K ) chargées positivement. La séparation de la charge est assurée par un système de lentilles magnétiques coaxiales. Les particules secondaires sélectionnées se désintègrent ensuite dans un tunnel sous vide de 290 m de long. À la sortie du tunnel, les muons sont filtrés par un mur de Fer suivi d'un mur de terre. Les muons survivants sont défocalisés de l'axe du faisceau de neutrinos par un aimant toroïdal.

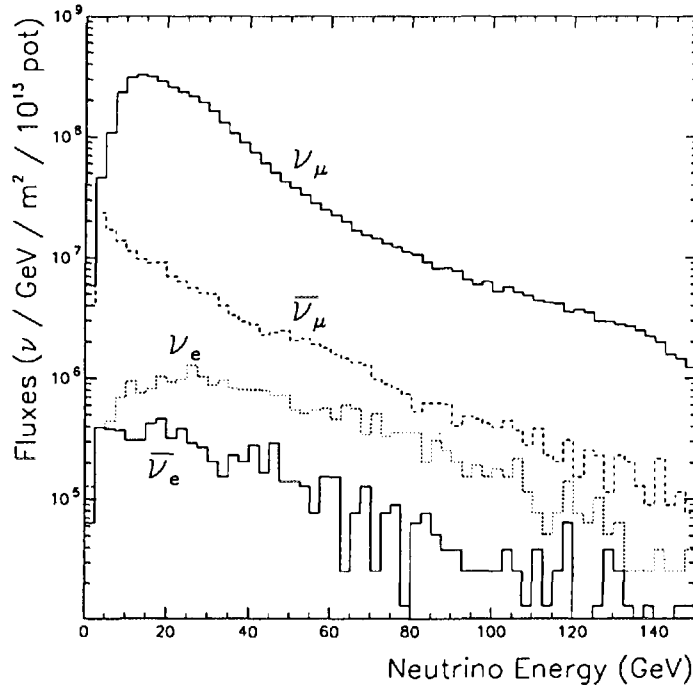
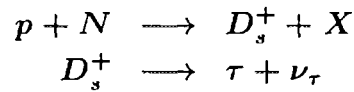


FIG. 3.4 - Spectre en énergie du faisceau à large bande de NOMAD, donné par notre Monte Carlo de faisceau.

Chaque cycle de machine ( de 14.4 s ) peut être décomposé en 3 phases :

- Première extraction de proton ( ou “neutrino spill” ) : 5 ms
- Flat-top : 2580 ms, pendant cette phase, le détecteur est arrosé par  $\approx 10^3$  muons provenant d'un autre faisceau ( X7 pour les connoisseurs ). Ces muons sont particulièrement utiles pour les études spéciales de calibration et d'alignement.
- Deuxième extraction : 4 ms

La figure 3.4 montre la distribution en énergie des différentes composantes du faisceau. La proportion en saveur  $\nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : \nu_e : \bar{\nu}_e$  est de l'ordre de 1 : 0.06 : 0.007 : 0.002. Quant à la contamination en  $\nu_\tau$ , elle provient principalement des désintégrations des hadrons charmés :



On estime la fraction  $\nu_\tau/\nu_\mu$  à  $10^{-7}$ , ce qui élimine complètement, en cas d'observation de signaux de tau, la possibilité que ceux-ci soient dûs aux interactions des neutrinos taus provenant directement du faisceau.

L' énergie moyenne de chaque composante du faisceau est :

- $\nu_\mu : \langle E \rangle = 28 \text{ GeV}$
- $\bar{\nu}_\mu : \langle E \rangle = 28 \text{ GeV}$
- $\nu_e : \langle E \rangle = 48 \text{ GeV}$
- $\bar{\nu}_e : \langle E \rangle = 40 \text{ GeV}$

La machine peut délivrer  $2.0 \cdot 10^{13}$  de proton par cycle (  $1.3 \cdot 10^{13}$  pour le premier spill et  $0.7 \cdot 10^{13}$  pour le deuxième ). Ce qui correspond à un nombre de POT ( Proton On Target, ou proton sur la cible) attendu au bout de deux ans de  $2.4 \cdot 10^{19}$ . La figure 3.5 montre le nombre POT intégré sur toute la période d'acquisition de données de 1995.

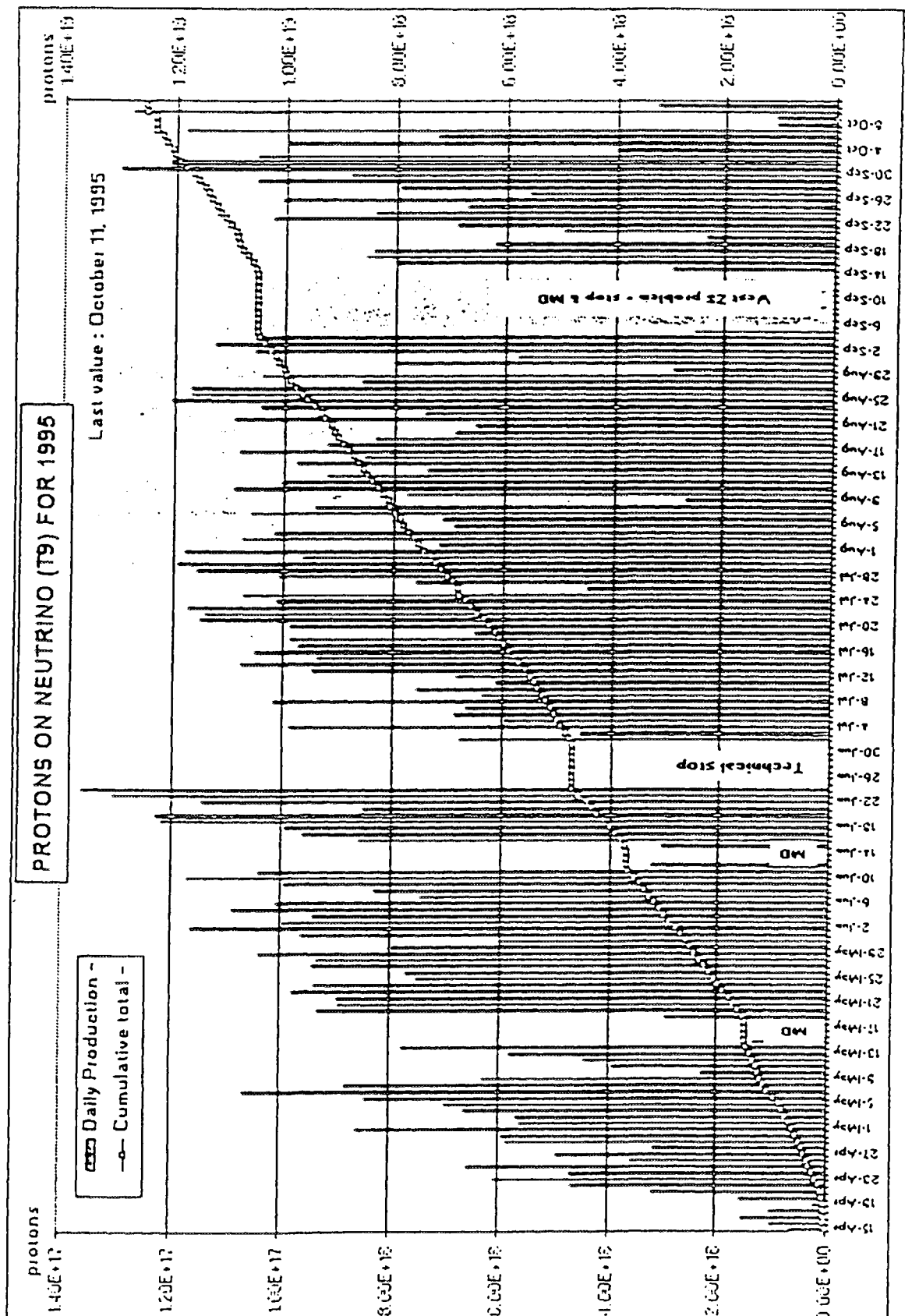


FIG. 3.5 - L'intégrale du nombre de protons sur cible accumulés pour la période de prise de données de 1995.

### 3.3 Le détecteur de NOMAD

Le détecteur NOMAD enregistrera toutes les interactions de neutrinos, parmi lesquelles, on cherchera  $\nu_\tau N$  ( Nucléon )  $\rightarrow \tau X$  ( gerbe hadronique ). Nous avons vu que l'observation de la production du  $\tau$  se fait à travers ses différents canaux de désintégration en utilisant des critères cinématiques. De ce fait, le détecteur choisi par la collaboration NOMAD doit satisfaire aux exigences suivantes :

- Une bonne localisation du vertex et une mesure précise de la direction, de l'impulsion et de la charge des traces chargées, assurées par les chambres à dérive qui pour ces raisons doivent être fabriquées avec un matériel de faible densité et de faible Z pour minimiser les effets de la diffusion multiple ainsi que ceux du rayonnement de freinage.
- L'identification des électrons et la mesure de leur énergie nous amènent au choix d'un DRT ( Détecteur de Rayonnement de Transition ) et d'un calorimètre électromagnétique ( ECAL ) de fine granularité et de bonne résolution en énergie.
- La mesure de l'énergie des hadrons par le calorimètre hadronique ( HCAL ).
- L'ensemble cible-TRD-ECAL se trouve à l'intérieur d'un champ magnétique horizontal ( selon la direction des fils ) de 0.4 T fourni par l'aimant dipolaire de UA1

Il est à noter que l'électron, avant d'atteindre le calorimètre, peut avoir perdu une partie de son énergie initiale par rayonnement de freinage, ce qui améliore la capacité d'identification de l'électron mais risque de réduire la résolution sur la mesure de sa quantité de mouvement.

Les différents éléments du détecteur sont représentés sur la figure 3.6.

En suivant le faisceau, on observe successivement :

1. Un premier plan de scintillateurs servant de veto ( V ).
2. Un calorimètre hadronique avant ( FCAL ).
3. Une cible active composée de 44 chambres à dérive ( DC ).
4. Le premier plan de scintillateurs servant au déclenchement ( T1 ).
5. Neuf Détecteurs de Rayonnement de Transition ( TRD ) alternant avec cinq chambres à dérive.
6. Le deuxième plan de scintillateurs servant au déclenchement ( T2 ).



### 3.3. LE DÉTECTEUR DE NOMAD

---

7. Un détecteur de pied de gerbes ( PRS ).
8. Un calorimètre électromagnétique ( ECAL ).
9. Un calorimètre hadronique ( HCAL ).
10. Deux stations de chambres à muons séparées par un filtre de Fer ( MUON ).

Dans toute la suite, le référentiel de NOMAD sera défini par :

- L'axe Z est l'axe du faisceau.
- L'axe X est orienté selon le champ magnétique.
- L'axe Y complète le trièdre direct ( X,Y,Z ).

Son origine est par convention le centre du premier plan de dérive.

Nous allons maintenant détailler les principales fonctionnalités du détecteur de NOMAD.

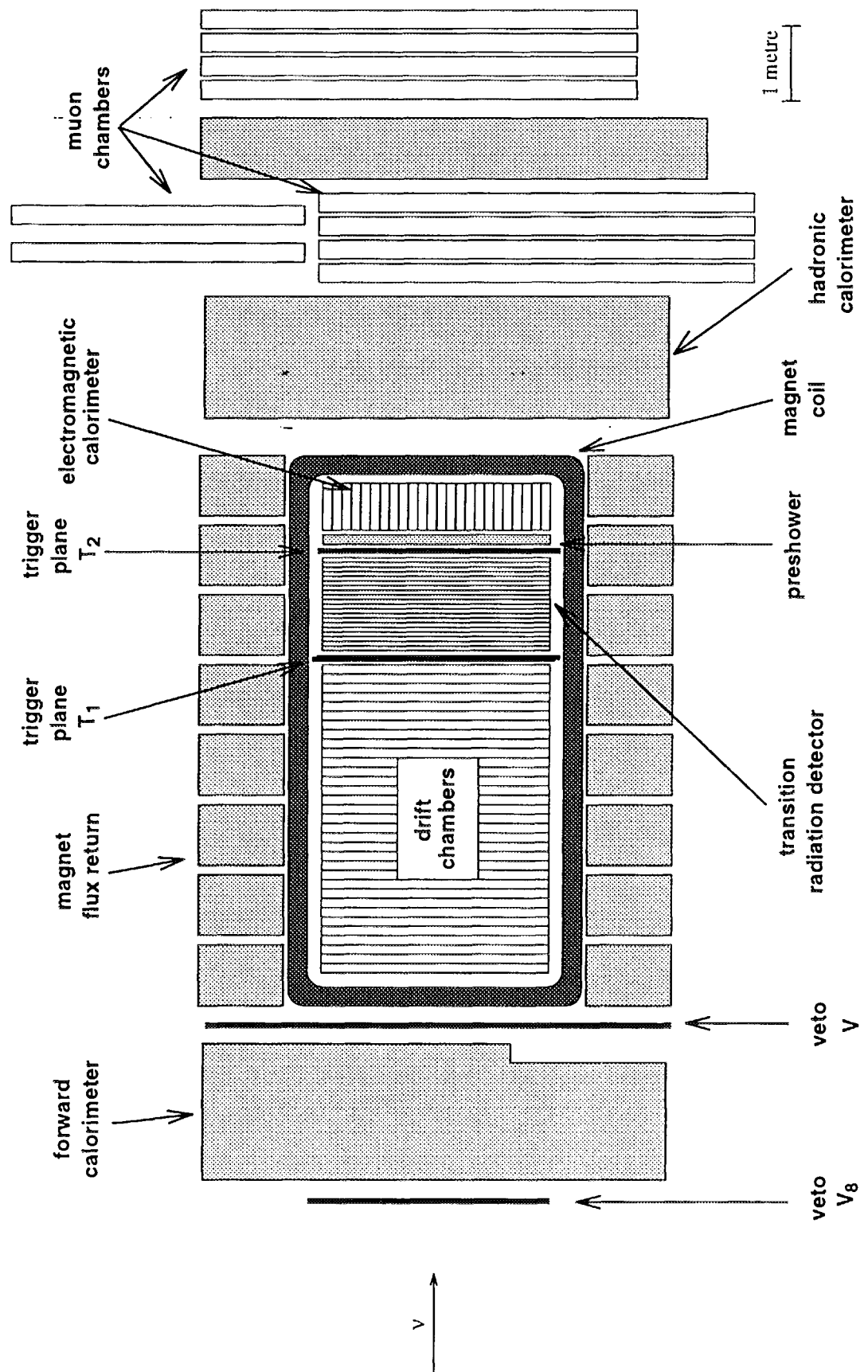


FIG. 3.6 - Les différentes composantes du détecteur NOMAD : vue de côté

### 3.3. LE DÉTECTEUR DE NOMAD

---

#### 3.3.1 Mesure des traces chargées : DC

Les 44 chambres à dérive constituent la cible active de NOMAD. Chaque chambre de  $3\text{m} \times 3\text{m}$  est composée de trois plans de fils orientés à  $0^\circ, \pm 5^\circ$  par rapport à la direction du champ magnétique. L'association des trois plans de mesure ( un triplet ) permet de reconstruire un point dans l'espace. La courbure observée permet de déterminer la quantité de mouvement des traces. La résolution en position attendue est :  $\sigma_y \simeq 200\mu\text{m}$  et  $\sigma_x \simeq 2\text{ mm}$ . La résolution en impulsion dépend alors de la longueur et de l'impulsion de la trace. Pour les hadrons chargés et les muons, elle peut être paramétrisée comme suit :

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{-5\%}{\sqrt{L}} + \frac{0.8\%p}{\sqrt{L^5}}$$

L : la longueur de la trace, en mètre

p : l'impulsion de la trace, en GeV/c

Le premier terme provient de la contribution de la diffusion multiple et le deuxième de la résolution intrinsèque des mesures dans la chambre. Pour les électrons, elle est plus mauvaise à cause du rayonnement de freinage.

La cible a un poids total de 2.7 tonnes ( pour une zone fiducielle de  $2.6 \times 2.6\text{ m}^2$  ) et une longueur de radiation de  $0.02 X_0$  par chambre.

Le fonctionnement des chambres à dérive ainsi que leurs performances ( résolution en position et en impulsion ) seront traités en détail dans le chapitre 4.

### 3.3.2 Identification et mesure des électrons : TRD + ECAL + PRS

#### Le Détecteur de Transition de Radiation ( TRD )

C'est un ensemble de neuf modules de TRD dans lequel sont insérées cinq chambres à dérive qui servent à améliorer la résolution de la mesure de la quantité de mouvement de la trace et à augmenter le bras de levier permettant l'extrapolation des traces de la cible jusqu'au calorimètre.

Chaque module est constitué d'un radiateur suivi d'un détecteur de rayonnement de transition. Le radiateur est composé de 315 feuilles de polypropylène de  $15\mu\text{m}$  d'épaisseur, séparées par un espace de  $250\mu\text{m}$ . De l'azote circule dans cet espace pour éviter que le détecteur soit contaminé par l'oxygène ou par l'humidité. Le TRD est constitué d'une couche de tubes proportionnels remplis de  $\text{Xe}:\text{CH}_4$  à 80%:20%, de 1.6 cm de diamètre et de 3m de longueur. Ils sont enveloppés dans un mur de mylar revêtu d'aluminium de  $25\mu\text{m}$  d'épaisseur. Chaque couche comporte 176 tubes ( ou pailles ) orientés verticalement. Deux plans adjacents sont décalés l'un par rapport à l'autre afin de minimiser la zone morte introduite par le mur et l'espace entre tubes. La longueur de radiation d'une module de TRD est de l'ordre de 2%.

Le TRD sert à identifier les électrons parmi les particules chargées, qui sont essentiellement des pions. Le principe de la différenciation électron-pion repose sur le rayonnement de transition. C'est un phénomène électromagnétique qui se produit quand une particule chargée traverse l'interface qui sépare deux milieux de propriétés diélectriques ou magnétiques différentes. L'émission de rayonnement est due au réajustement du champ coulombien de la particule pour assurer la continuité à l'interface. Comme l'effet Cerenkov, il dépend de la vitesse de la particule ainsi que de la réponse collective de la matière entourant la trajectoire qui, dans la limite ultrarelativiste ( $\gamma \gg 1$ ) peut être assimilable à un gaz électronique de constante diélectrique :

$$\begin{aligned}\varepsilon(\omega) &= 1 - \omega_p^2/\omega^2 \\ &= 1 - \xi^2\end{aligned}$$

où  $\omega_p = 4\pi\alpha n_e/m_e$  est la fréquence de plasma du milieu et  $n_e$  sa densité électronique.

Si la particule est ultrarelativiste, le processus possède une "résonance" dans la direction avant et le rayonnement sera émis essentiellement dans le domaine de rayons X mous. Le nombre moyen de photons par transition est relativement faible et est de l'ordre de la constante de structure fine ( $\alpha$ ). Il dépend en outre du facteur de Lorentz  $\gamma$  défini par  $\gamma = E/m$ . C'est cette propriété particulière qui sera exploitée

### 3.3. LE DÉTECTEUR DE NOMAD

pour faire la distinction entre les particules de même quantité de mouvement mais de masse différente.

De plus, l'électron dans un champ magnétique subit aussi un rayonnement synchrotronique approximativement à la même longueur d'onde que dans le TRD. Ce qui aura pour effet bénéfique d'amplifier l'amplitude du signal et de faciliter sa détection.

La figure 3.7 montre le signal enregistré dans une tube. Les particules sont des pions et des électrons du faisceau test de 10 GeV. On calibre le détecteur en énergie avec une source de  $^{55}\text{Fe}$ . La courbe en pointillé représente le signal des photons de 7.90 keV émis par cette source ( sachant que le spectre en énergie des rayons X émis est compris entre 2 et 30 keV, avec un pic vers 8 keV ).

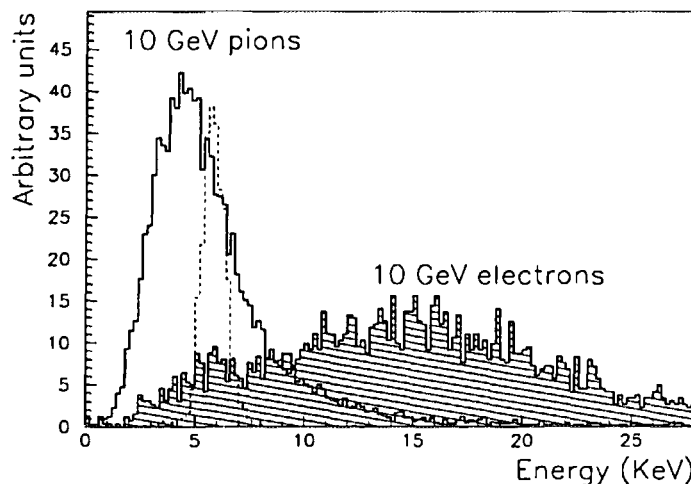


FIG. 3.7 - Résultat obtenu pour un module de TRD

L'analyse des résultats en faisceau test a permis de démontrer que dans la gamme d'énergie des électrons de l'expérience, l'ensemble des neuf TRD rejette les particules chargées ( principalement les pions chargés ) avec une efficacité de 90% pour l'électron par un facteur de l'ordre de  $10^3$ . C'est la séparation requise ( en complément de celle du calorimètre électromagnétique ) pour l'étude de l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  dans le canal électronique.

#### Le détecteur de pieds de gerbes ( PRS )

La gerbe électromagnétique est amorcée dans le convertisseur composé de deux feuilles de Plomb-Antimoine ( 4% d'Antimoine en masse ) de 0.45 cm d'épaisseur

qui entourent une feuille d'Aluminium de 2 mm d'épaisseur. L'énergie déposée par la gerbe est enregistrée dans deux plans perpendiculaires de tubes, 286 horizontaux et 288 verticaux. Ce sont des compteurs proportionnels en aluminium de section carrée de 9 mm remplis de 20% d'Argon et 80% de  $CO_2$ . L'ensemble représente 1.5 longueur de radiation ( $X_0$ ) et 0.05 longueur d'interaction.

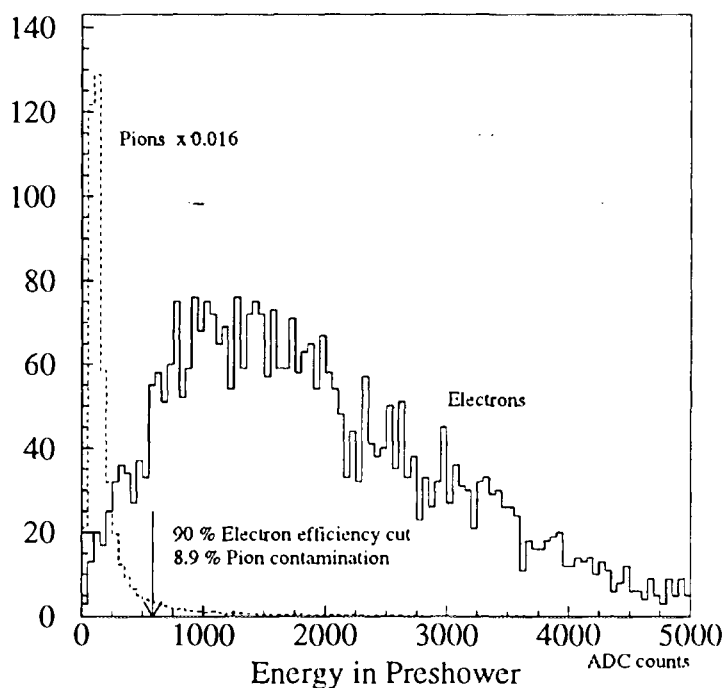


FIG. 3.8 - Distribution en énergie dans le PRS pour des  $\pi^-$  et des  $e^-$  de 6 GeV en faisceau test

La figure 3.8 montre les distributions en énergie mesurées avec un prototype de PRS ( 10 tubes ) en faisceau test pour des pions et des électrons de 6 GeV.

Il permet un taux de rejet  $\pi/e$  variant selon l'énergie entre 5 et 10, pour une efficacité de 90% pour l'électron. En outre, grâce à sa fine granularité, on peut bien localiser la conversion des photons dans le plomb et séparer dans le ECAL les amas dus aux dépôts d'énergie des particules neutres et chargées qui sont proches en direction.

### 3.3. LE DÉTECTEUR DE NOMAD

#### Le calorimètre électromagnétique ( ECAL )

Le ECAL doit pouvoir mesurer avec précision l'énergie des gerbes électromagnétiques induites par les électrons et les photons ( la position est donnée par le PRS ). Il doit en outre couvrir une large gamme d'énergie allant de 100 MeV jusqu'à 100 GeV. Le choix final s'est porté sur des compteurs Cerenkov en verre au plomb ( 52.3% de PbO, 40.2% de  $SiO_2$ , 7% de  $K_2O$  et 0.5% de  $As_2O_3$  ) car ils ont une excellente résolution en énergie et une bonne uniformité de réponse. Deux séries de mesures ont été effectuées, la première avec le faisceau d'électrons X5 au SPS pour tester les performances du détecteur dans la gamme d'énergie de 10 à 80 GeV, et la deuxième avec la ligne de faisceau T9 du PS pour étudier la réponse du calorimètre à faible énergie ( 1-10 GeV ).

Le ECAL est constitué de 875 compteurs parallélépipédiques (  $7.8 \times 11.2 \times 50$  cm<sup>3</sup> ) se terminant par un bout en forme de prisme. Le rayon de Molière est de l'ordre de 4 cm. Chaque compteur correspond à 19 longueurs de radiation. Ils sont disposés en une matrice de 35 rangées et 25 colonnes. La lecture par des phototétrodes se fait en présence du champ magnétique, et il faut tourner l'axe des phototétrodes d'un angle  $\alpha$  par rapport à la direction de ce champ magnétique pour optimiser l'amplitude du signal. Pour un angle  $\alpha$  de 45°, le gain final est de 32 ( le gain intrinsèque est  $47 \pm 9$  ). Le couplage optique entre les blocs de verre au plomb et les phototétrodes est assuré par une résine epoxy qui possède une indice de réfraction intermédiaire entre celle du verre au plomb ( 1.648 à 589 nm ) et celle de la photocathode (  $n = 1.484$  à 589 nm ).

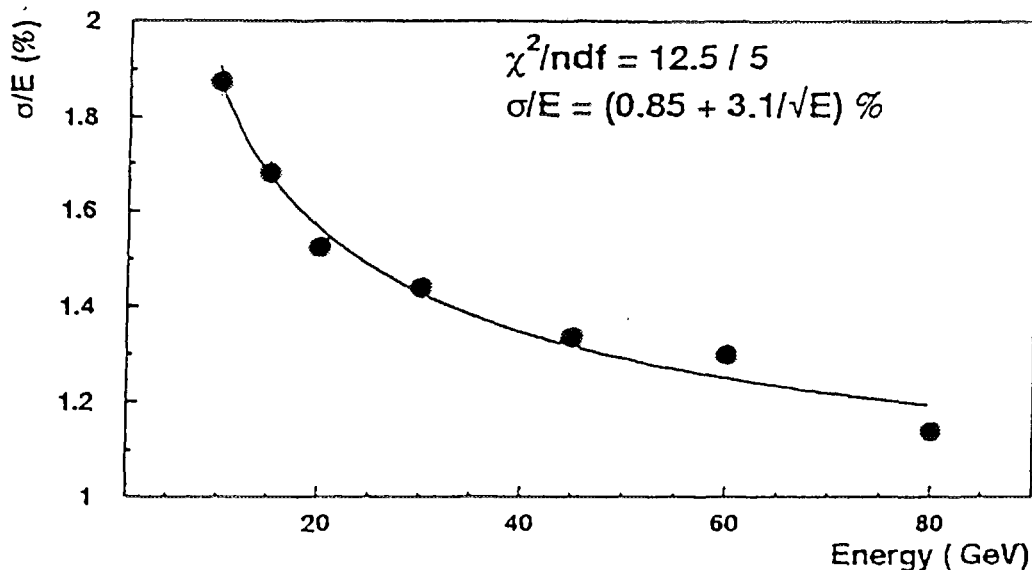


FIG. 3.9 - La résolution en énergie  $\sigma/E$  % en fonction de l'énergie pour le ECAL.

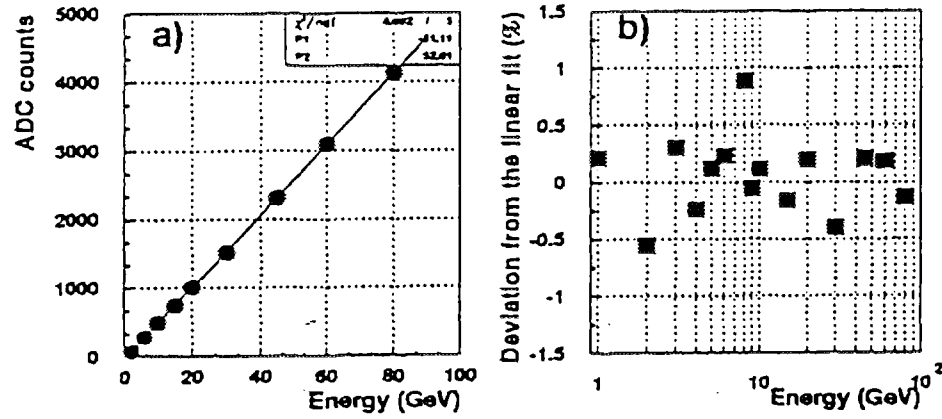


FIG. 3.10 - La linéarité de la réponse du ECAL pour des électrons d'énergie entre 1 et 80 GeV. Résultat obtenu avec les faisceaux d'électrons du CERN PS et SPS.

Les caractéristiques principales du ECAL sont ( [60] ):

- La bonne efficacité quantique de la photocathode et le couplage optique assuré par la colle en résine époxy permettent d'obtenir un nombre suffisant de photoélectrons, facteur essentiel dans la résolution en énergie, de l'ordre de 1400 / GeV.
- La réponse en énergie du ECAL est linéaire ( $\pm 0.2\%$ ) dans la gamme d'énergie entre 1-80 GeV et uniforme ( $\approx 1\%$ ) sur toute la surface transverse du détecteur ( voir la figure 3.10 ).
- L'effet de la fuite longitudinale dans la dégradation de la résolution de l'énergie est estimé à 0.1% à 1 GeV et 1.9% à 80 GeV
- Pour des électrons d'énergies inférieures à 20 GeV et qui frappent le centre du bloc de verre au plomb, la fuite latérale est compatible avec les fluctuations du piédestal.
- En utilisant un ajustement à trois paramètres, la résolution en énergie du ECAL peut être exprimée comme :

$$\sigma(E)/E = \sqrt{\left(a + \frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{c}{E}\right)^2}$$



### 3.3. LE DÉTECTEUR DE NOMAD

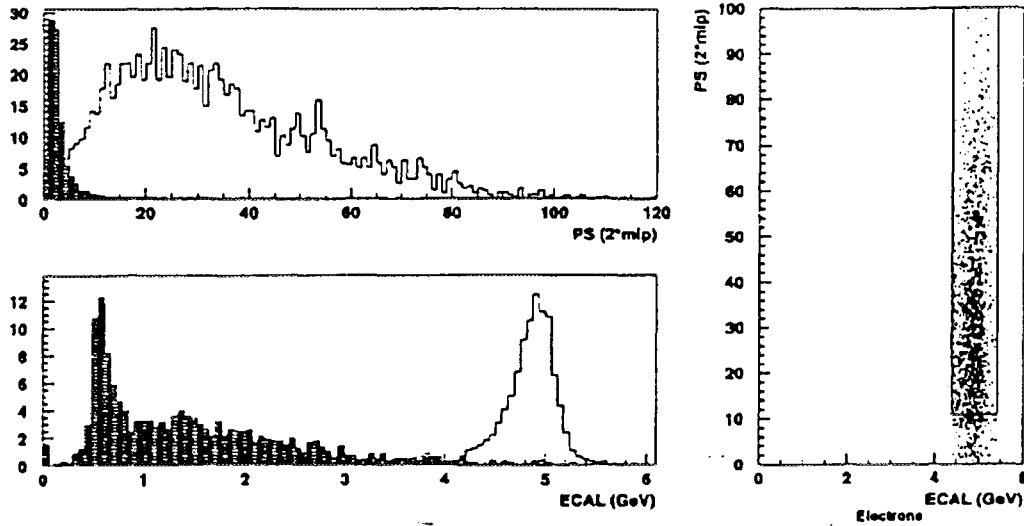


FIG. 3.11 - a,b.) Le signal d'électron et de pion ( en hachuré ) dans le PRS ( en haut, à gauche ) et dans le ECAL ( en bas, à gauche ). c.) La coupure bidimensionnelle pour avoir une efficacité de 90% pour les électrons.

où le premier terme est une erreur systématique, le deuxième terme traduit l'erreur statistique et le dernier terme provient de la contribution du bruit électronique équivalent. Après avoir déconvolué de la réponse la contribution du bruit, et fait un fit à 2 paramètres, on obtient ( voir la figure 3.9 ) avec le faisceau test :

$$\sigma(E)/E = ( 0.85 + 3.1/\sqrt{E}(\text{GeV}) ) \% \quad (3.1)$$

et en moyenne, le bruit équivalent de la chaîne électronique servant à amplifier et à mettre en forme le signal provenant des phototélectrodes est plus faible que 15 MeV

- Résolution en temps de l'ordre de quelques ns grâce à un signal rapide fourni par un discriminateur à seuil. Ce signal est utilisé dans certains déclenchements basés sur la quantité d'énergie cédée au ECAL.
- Les figures 3.11a,b montrent le signal de l'électron et de pion de 5 GeV dans le PRS et dans le ECAL. Utilisés en combinaison, le PRS et le ECAL permettent de sélectionner les électrons de 1 à 8 GeV avec une efficacité de 90 % et un facteur de rejet des pions compris entre 100 et 3000 ( voir la figure 3.11c).



### 3.3. LE DÉTECTEUR DE NOMAD

événements superposés, grâce à son excellente résolution en temps. Ce dernier problème est un des plus cruciaux si on veut affirmer avoir vu le signal de l'oscillation  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ , car par exemple, une interaction neutrino dans le verre-au-plomb du ECAL peut ajouter en moyenne un photon de 8 GeV à l'événement. Un tel ajout d'énergie pourrait nous amener à interpréter l'événement comme une interaction de  $\nu_\tau$ .

- Améliorer la mesure de l'énergie et de l'angle de la gerbe hadronique, ce qui est particulièrement utile dans l'étude des événements à courant neutre. On espère ainsi faire une mesure plus précise de  $\sin^2 \theta_W$

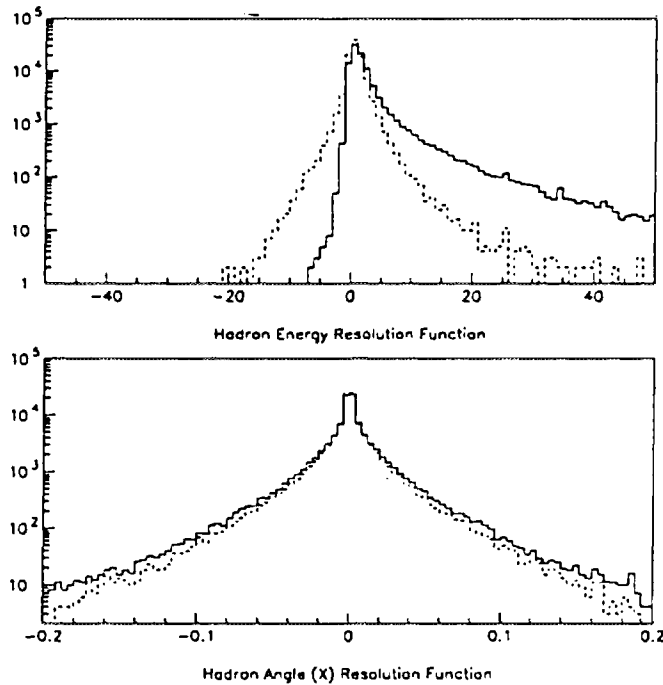


FIG. 3.13 - Amélioration de la résolution en énergie et en angle avec le HCAL. Les courbes en pointillé montrent les résolutions obtenues avec le HCAL à comparer avec celles en continu obtenues sans le HCAL. L'énergie est en GeV et l'angle est en radian.

L'ensemble de ECAL et HCAL permet de mesurer l'énergie des hadrons neutres avec une résolution de  $120\%/\sqrt{E}$ . La résolution en position verticale du centroïde est simplement donnée par l'épaisseur du compteur ( qui est 184 mm ) divisé par  $\sqrt{12}$ . Elle est  $\simeq 50\text{mm}$  pour 10GeV et  $\simeq 20\text{mm}$  pour des gerbes de 100GeV. Pour la position horizontale, elle est dominée par la statistique des photons, et en supposant

une longueur d'atténuation de l'ordre de 3m ( qui est une valeur typique pour les scintillateurs neufs ) on trouve  $\simeq 57\text{mm}$  pour une gerbe de 10 GeV et  $\simeq 18\text{mm}$  pour une gerbe de 100 GeV.

La figure 3.13 montre la résolution de l'énergie hadronique et de l'angle sans ( courbe en pointillé ) et avec ( courbe en continu ) le HCAL. Ces résultats sont obtenus avec des données simulées.

### 3.3.4 Identification des muons : MUON

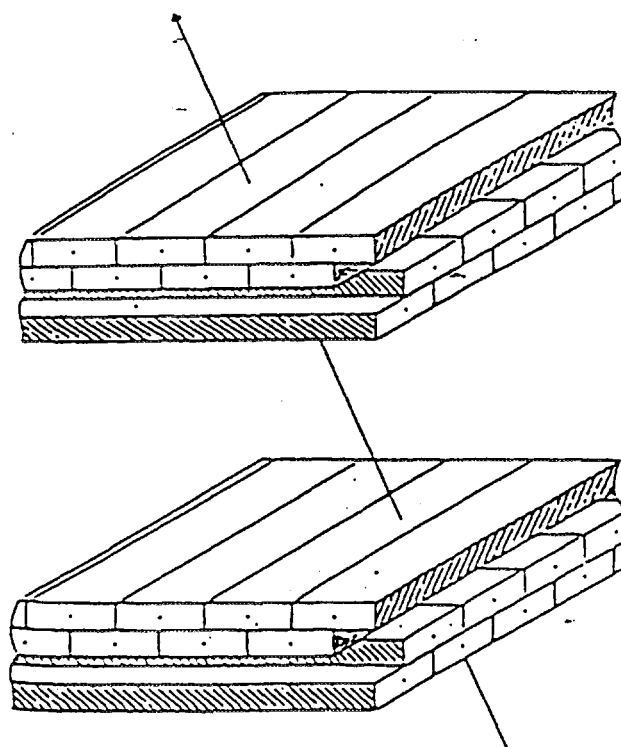


FIG. 3.14 - Schéma d'un module de détecteur à muons. Les deux chambres d'un module sont séparées de  $\simeq 75.5\text{ cm}$  car à l'origine ( dans l'expérience UA1 ) on a besoin d'un long bras de levier pour avoir la résolution angulaire nécessaire afin qu'elles puissent être utilisées comme un déclencheur rapide de muons

Le détecteur de muons est composé de 10 chambres à dérive provenant de l'expérience UA1 sur le collisionneur  $p\bar{p}$  au CERN. Les chambres sont regroupées deux par deux pour constituer cinq modules. Ces modules sont répartis en deux stations : la station 1 se trouve juste derrière le HCAL et est composée de trois modules ( six chambres ), la station 2 est séparée de la station 1 par 80 cm de Fer et est composée de deux modules ( quatre chambres ).

### 3.3. LE DÉTECTEUR DE NOMAD

---

Une vue schématique d'un module est montré sur la figure 3.14. Nous y voyons que chacune des deux chambres est composée de quatre plans de mesure, deux en X et deux en Y. Deux plans adjacents sont décalés l'un par rapport à l'autre pour résoudre le problème d'ambiguïté gauche/droite dans les cellules de dérive.

Les cellules de dérive ( voir une description plus détaillée dans le chapitre 5 ) sont des tubes en aluminium. La forme des tubes est optimisée pour avoir une relation temps-distance linéaire sur une distance de dérive la plus longue possible ( la distance de dérive maximale est de l'ordre de 7cm ). Les tubes font 15 cm par 4.5 cm avec au milieu de chaque tube un fil de lecture qui collecte les électrons de dérive. Les chambres fonctionnent avec un mélange de gaz argon:éthane de 40%:60%. La résolution au niveau d'un coup est de  $400\mu\text{m}$ , à la fois selon X et selon Y.

#### 3.3.5 Cible dense appareillée : FCAL

Le FCAL [62] a été implémenté dans NOMAD pour permettre d'explorer avec plus de détails deux autres aspects de la physique :

1. La physique du quark charmé à travers les événements multimuoniques. Le nombre d'événements de dimuon de signes opposés attendus dans le FCAL est de l'ordre de 70 000 ( pour  $2.4 \cdot 10^{19}$  POT ).
2. La production et les désintégrations anormales des particules neutres lourdes non prévues par le modèle standard, en particuliers celles des leptons neutres lourds ( NHL ) se signant par des réactions de type FCNC ( flavor changing neutral current ) qui sont dues à la possibilité de mélange entre les familles leptoniques légères et lourdes.

Le fer de la face avant de l'aimant a été équipé de 200 scintillateurs disposés horizontalement de dimension  $178 \times 18.5 \times 0.5 \text{ cm}^3$ , groupés en 4 modules suivant la direction Z et 10 suivant Y comme nous le montre la figure 3.15. L'ensemble, d'un poids total de 17.7 tonnes ( à comparer avec 3 tonnes de cibles ) constitue le calorimètre hadronique avant ( FCAL ) et sert à mesurer l'énergie et le centroïde de la gerbe hadronique dont la taille typique est de l'ordre de  $8 \times 8 \times 30 \text{ cm}^3$ . Il a l'équivalent de 5 longueurs d'interaction nucléaire et permet de multiplier par 10 le nombre d'interactions à courant chargé. La surface totale du FCAL vue par le faisceau est  $175 \text{ cm} \times 190 \text{ cm}$ .

#### Caractéristiques du FCAL

1. Résolution en énergie :  $95\%/\sqrt{E}$  pour les deux premiers modules. L'étude Monte Carlo montre que les gerbes développées par des interactions dans les deux derniers modules ne sont pas entièrement contenues. La fraction d'énergie déposée est  $\approx 87\%$  pour le troisième module et seulement  $\approx 50\%$  pour le dernier, ce qui nous amène à restreindre le volume fiduciel du FCAL à  $150 \times 150 \times 75 \text{ cm}^3$ , c'est-à-dire aux deux premiers modules en Z.

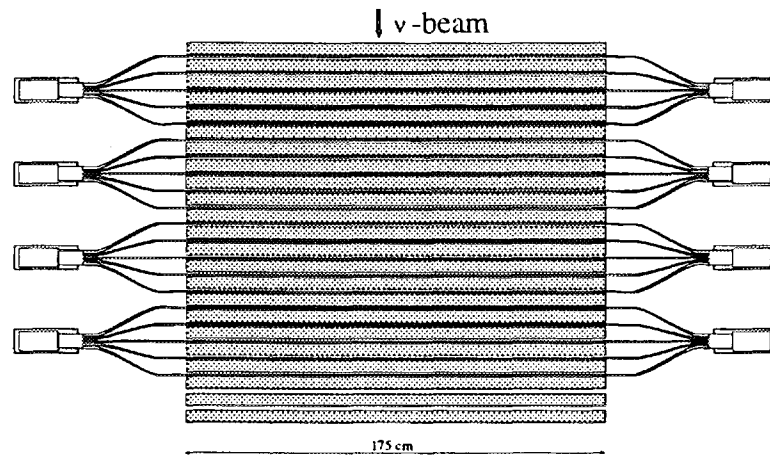


FIG. 3.15 - L'agencement des scintillateurs du FCAL : vue de dessus.

2. La résolution verticale ( en Y ) est donnée en première approximation par la largeur du compteur. La résolution horizontale ( en X ) dépend de la longueur d'atténuation dans le scintillateur qui est de 150 cm car la coordonnée X s'obtient par la méthode de l'asymétrie de charge : elle est déduite des charges collectées aux l'extrémités gauche et droite du compteur. La résolution selon Z est un peu plus mauvaise car la coordonnée Z est simplement déterminée par celle du premier module ayant un dépôt d'énergie supérieur à 3 MIP<sup>2</sup>. On obtient les résolutions en position suivantes :

- en X : 3 cm
- en Y : 4.5 cm
- en Z : 25 cm

3. Résolution en temps : 5ns pour 90% des événements

### 3.3.6 Le système de déclenchement : V + T1 + T2

Le veto ( V ) détecte le passage des particules chargées présentes dans le faisceau incident et empêche le déclenchement du système d'acquisition des données .Il est divisé en deux parties : un premier plan de compteurs situé derrière le FCAL, composé de 59 scintillateurs couvrant une surface de 25 m<sup>2</sup> et un deuxième plan devant le FCAL constitué de 10 scintillateurs sur une surface de 2.5 m<sup>2</sup>. Ces deux plans sont désignés respectivement par V et V<sub>8</sub>.

Les deux plans de déclenchement situés devant et derrière les 9 modules de TRD ( T1, T2 ) fournissent "l'origine du temps" ( t<sub>0</sub> ) de l'événement. Nous verrons dans

---

2. Particule au Minimum d'ionisation

### 3.4. AMÉLIORATION FUTURE DU DÉTECTEUR DE NOMAD : LE DÉTECTEUR À SILICIUM ET NOMAD-STAR

le chapitre 4 son importance pour la reconstruction des traces et les problèmes d'alignement. Chaque plan de déclencheur couvre une surface de  $2.86 \times 2.80 \text{ m}^2$  ( la surface fiducielle est de  $2.60 \times 2.60$  ) et est composé de deux demi-plans de scintillateurs. Une vue schématique de ce plan de déclenchement est montrée sur la figure 3.16.

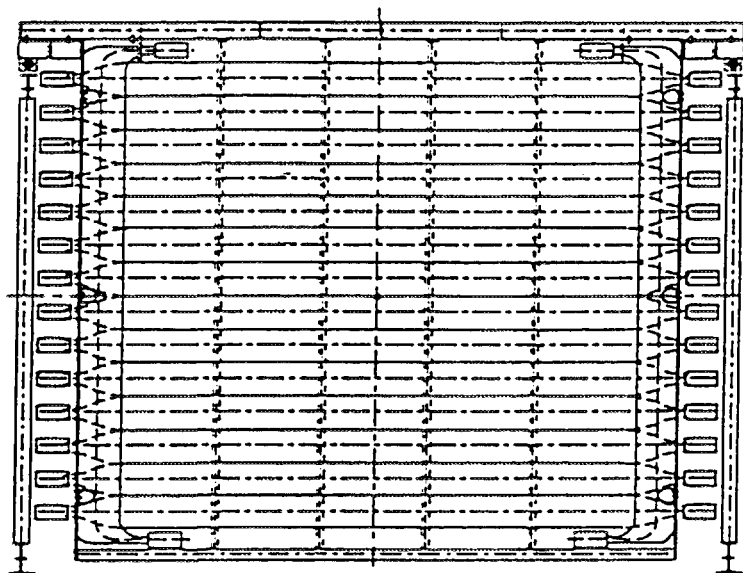


FIG. 3.16 - *Vue schématique d'un plan de déclenchement*

Un trigger "interaction à courant chargé dans NOMAD" est obtenu en demandant une coïncidence T1 et T2 et  $\bar{V}$ . Les études avec des événements simulés a permis de conclure à une efficacité de déclenchement de  $\epsilon(CC) = 98.7\%$  et  $\epsilon(NC) = 97\%$ . La résolution en temps de ce système de déclenchement est de 0.3 ns.

### 3.4 Amélioration future du détecteur de NOMAD : le détecteur à silicium et NOMAD-STAR

L'idée du projet NOMAD-STAR [63] est de confirmer la détection "cinématique" ( basée sur le  $p_T$  manquant ) par une mesure précise des paramètres du vertex ( comprenant mesure du paramètre d'impact et de la distance de vol du lepton tau

avant de se désintégrer), permettant ainsi d'améliorer sensiblement l'efficacité de signer les interactions de neutrino tau.

Dans un premier temps, une réalisation au niveau du prototype de ce projet NOMAD-STAR (initié par J.J. Gomez-Cadenas et al.) nommé NAUSICAA (Neutrino Apparatus with Improved Capabilities), a été approuvée par le SPSLC le 26 Mars 1996.

### Description du dispositif final

Le dispositif expérimental proposé comportera une cible (où va avoir lieu l'essentiel des interactions neutrino-nucléon) instrumentée, d'un poids de l'ordre de 1 à 2 tonnes et qui sera placée au début de la cible actuelle. Cette cible sera faite de matériau à faible Z (ou absorbeur, probablement en  $B_4C$  afin de maximiser le rapport masse/longueur de radiation) alterné avec des détecteurs microstrips en silicium. Ainsi :

- Pour détecter les désintégrations du tau en une seule particule chargée, on utilisera le fait que le paramètre d'impact de cette trace chargée par rapport au vertex primaire est non nul en général. Pour le tau, ce paramètre vaut, en moyenne,  $90 \mu m$ .
- Si par contre, le tau se désintègre en trois particules chargées, sa détection reposera sur la possibilité de reconstruire le vertex secondaire de désintégration, sachant qu'aux énergies de SPS, la longueur de vol du tau est de l'ordre de 1mm.

Pour cela, il nous faut un détecteur ayant une excellente résolution spatiale, fiable dans le temps, stable mécaniquement et pouvant fonctionner en présence de champ magnétique, conditions remplies par les détecteurs en silicium.

La sensibilité de NOMAD-STAR est résumée dans le tableau 3.2.

### Calendrier prévu pour la construction du prototype de NAUSICAA

La fin de la construction d'un prototype opérationnel est prévue pour 1997. Ce prototype sera constitué de 5 couches d'absorbeurs, chacune de  $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$  et 6 couches de détecteurs en silicium de  $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm} \times 325 \mu m$ . La masse totale correspondante sera de 28 kg pour une longueur de radiation de  $0.6 X_0$ .



### 3.5. CONCLUSION

|                                                   | 1 tonne              | 2 tonnes              |
|---------------------------------------------------|----------------------|-----------------------|
| Nombre de $\nu_\mu$ CC                            | $2 \times 10^6$      | $3 \times 10^6$       |
| Efficacité                                        | 12 %                 | 12 %                  |
| Sensibilités :                                    |                      |                       |
| $P(\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau)$         | $1.9 \times 10^{-5}$ | $1.25 \times 10^{-5}$ |
| $\sin^2 2\theta_{\mu\tau}$ ( large $\Delta m^2$ ) | $3.8 \times 10^{-5}$ | $2.5 \times 10^{-5}$  |
| $\Delta m^2$ ( large angle de mélange )           | 0.2                  | 0.16                  |

TAB. 3.2 - La sensibilité de NAUSICAA pour deux valeurs de masse de la cible instrumentée. La statistique de  $\nu_\mu$  CC est donnée pour un nombre de protons sur cible délivré par la machine pendant 4 ans et qui est égal à  $6 \times 10^{19}$ .

### 3.5 Conclusion

Les premiers résultats obtenus en 1994 et 1995 montrent que les divers sous-détecteurs de NOMAD décrits ci-dessus ont effectivement les performances requises par la proposition d'expérience initiale ( précision sur la position mesurée, résolution en impulsion et en énergie ). La figure 3.5 montre un exemple typique d'événement à courant chargé enregistré et reconstruit dans NOMAD.

Pour la partie cible et détecteur de traces constituée des chambres à dérives, le calendrier d'installation pour l'année passée ( 1995 ) est comme suit :

- 21 Mars 1995 : 13 chambres sont installées.
- 9 Mai 1995 : 21 chambres sont en service.
- 27 Juin 1995 : début de la période de prise de données avec 37 chambres ( c'est-à-dire 8 modules et 5 chambres dans la zone TRD ).
- À partir du 15 Août 1995, la cible est complète et prête pour deux nouvelles années d'acquisition ( 1996-1997 ).

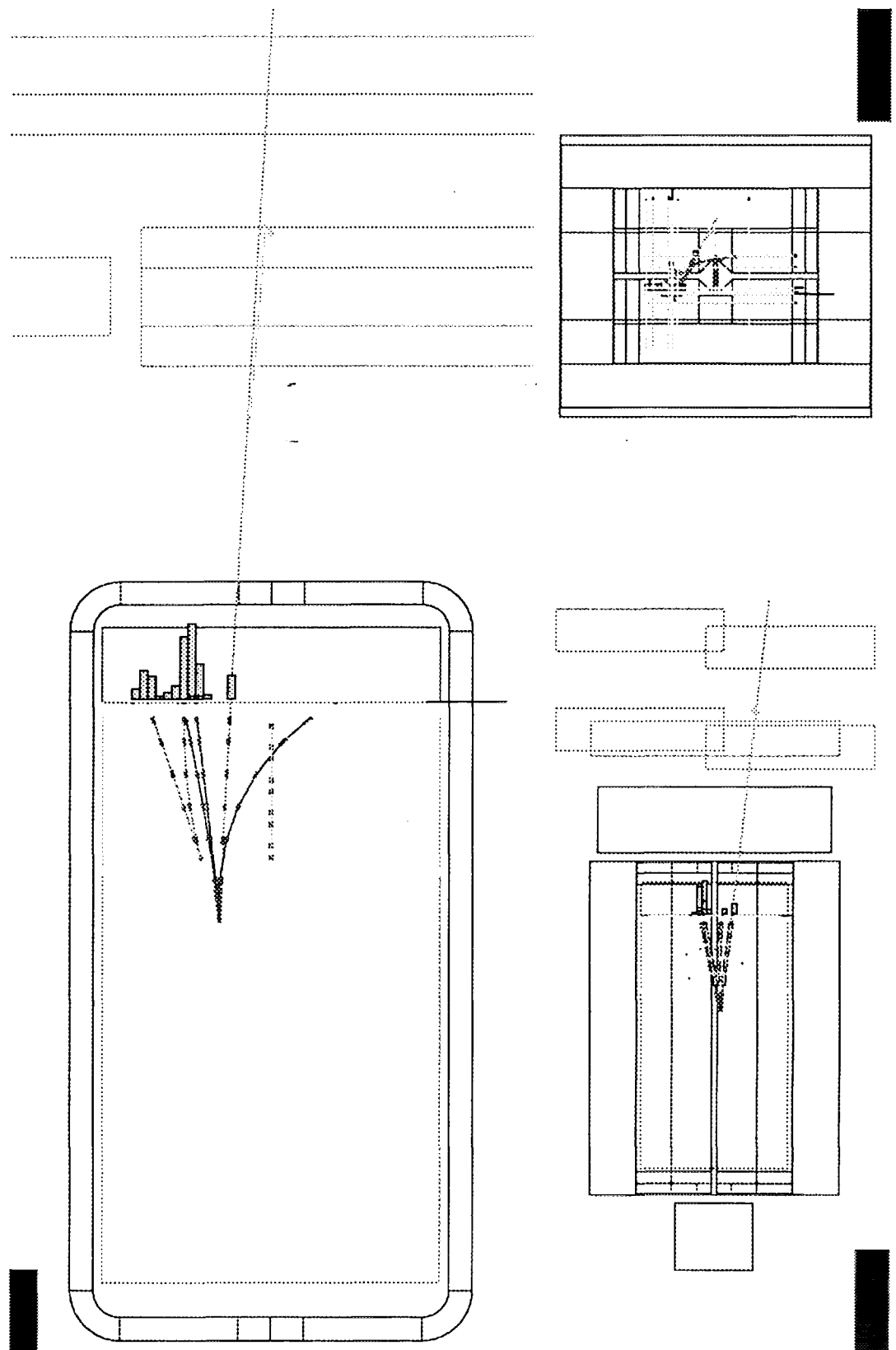


FIG. 3.17 - Événement à courant chargé dans NOMAD : données prises pendant la période Juillet-Août.

---

## Chapitre 4

# LES CHAMBRES À DÉRIVE

L'équipe des physiciens du CEA-Saclay a pris la responsabilité de fournir à la collaboration 56 chambres à dérive, 49 chambres installées dans l'expérience dont 44 constituent la cible active, plus 7 chambres de réserve.

Il s'agit d'un exercice pas toujours très facile, car comme nous avons vu dans le chapitre précédent, la faisabilité de l'extraction du signal d'oscillation dans NOMAD repose sur la méthode cinématique, d'où une extrême rigueur sur les caractéristiques que doivent avoir nos chambres.

Ce chapitre débutera par quelques généralités sur le principe de fonctionnement d'un détecteur gazeux. Nous décrirons ensuite les choix techniques adoptés pendant les phases de conception et de construction de nos chambres à dérive.

Les performances attendues de ces chambres ([64]) sont effectivement atteintes, c'est ce que nous verrons dans la dernière partie de ce chapitre.

### 4.1 Généralités sur les détecteurs à gaz

L'utilisation des détecteurs à gaz est multiple :

- En physique des hautes énergies, leur rôle principal est de signer le passage d'une particule chargée. Utilisés conjointement avec un champ magnétique adéquat, ils peuvent nous fournir des informations sur l'impulsion de cette particule en se basant sur la forme de sa trajectoire.
- Ce sont aussi des détecteurs de rayons X, dont les domaines d'application vont de l'astronomie X à l'imagerie médicale. Ils sont aussi utilisés en physique des hautes énergies ( une des applications est le TRD : voir le chapitre 3 )
- À partir de la mesure de la hauteur de l'impulsion, on peut déduire le pouvoir ionisant de la particule, d'où la possibilité de l'identifier.

Nous allons concentrer notre discussion sur la description de son principal mode de fonctionnement en tant que “détecteur de traces” [65].

### Principe de fonctionnement

Une particule, lors de son passage dans le volume sensible du détecteur ( qui est rempli de gaz ), va perdre une partie de son énergie, et ce, essentiellement au cours des processus d’ionisation suite aux chocs coulombiens avec les molécules gazeuses. Il en résulte une production de paires électron-ion le long de la trace. L’ordre de grandeur typique est  $\sim 100$  paires au total pour une MIP<sup>1</sup> ) dans des conditions de pression normale et pour un parcours de 1 cm dans l’argon.

Ces électrons et ions dérivent en suivant un champ électrique vers l’anode et vers la cathode où ils seront collectés. Au voisinage du fil d’anode ( ou fil de lecture ), le champ est radial et croît en  $1/r$ . Les électrons y sont fortement accélérés et peuvent provoquer de multiples ionisations quand l’énergie acquise dépasse le potentiel d’ionisation des molécules gazeuses : c’est le phénomène d’avalanche qui est à l’origine de l’amplification du signal par un facteur pouvant aller jusqu’à  $10^8$ . Ainsi, afin de maximiser ce gain, on aura intérêt à utiliser des fils d’anode très fins donc fragiles, le prix à payer est la solidité mécanique de l’ensemble.

Près du fil de lecture, le champ électrique devenant très intense, va repousser les ions positifs. C’est le signal induit par cette séparation brusque électron-ion que nous mesurons. En pratique, nous avons besoin aussi d’une “origine” de temps fixée par un déclencheur extérieur. Dans ce cas-là, l’instant où nous obtenons le signal sera à une translation près, le temps de dérive des électrons. La précision de la position de la particule va fortement dépendre de la connaissance de la relation temps-distance. Il est préférable d’avoir une vitesse de dérive constante sur une distance la plus longue possible, ce qui restreindra les possibilités concernant le champ électrique. Nous en reparlerons dans le prochain sous chapitre.

En conclusion, pour fabriquer un détecteur gazeux, nous aurons besoin de réunir trois principaux ingrédients :

1. L’enceinte qui contient le volume gazeux.
2. Le gaz.
3. Les composantes électriques ( le champ électrique, les fils, le système de lecture ...).

Nous proposons d’appliquer cette “recette” à la fabrication des chambres à dérive de NOMAD.

---

1. Particule au Minimum d’Ionisation

## 4.2. GÉOMÉTRIE DES CHAMBRES

---

### 4.2 Géométrie des chambres

Le volume disponible à l'intérieur de l'aimant utilisé par NOMAD nous a amené à construire des chambres de  $3\text{m} \times 3\text{m}$ . Nous avons choisi de réaliser des chambres formées de 4 panneaux ( $3\text{m} \times 3\text{m} \times 16\text{mm}$ ) définissant 3 plans de dérive (figure 4.1.a). Dans la zone "cible" de l'aimant, les chambres sont regroupées en 11 modules de 4 chambres. Cinq chambres célibataires alternent avec les modules TRD en aval de la cible proprement dite, afin d'utiliser de façon optimale le volume disponible pour la reconstruction des traces chargées. Les trois plans de fils de chaque chambre sont orientés à  $-5^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $+5^\circ$  par rapport au champ magnétique horizontal. Ce choix, dit à faible stéréo, a plusieurs avantages :

- Il permet de sortir les signaux de tous les plans sur un seul et même côté de la chambre.
- Chaque plan participe également à la détermination de la courbure des traces dans le champ magnétique et donc optimise la résolution.
- La correction de la force de Lorentz affectant la dérive des électrons en présence de champ magnétique sera la même dans les trois plans.

Le prix à payer pour ce choix sera une moins bonne résolution spatiale suivant la direction du champ magnétique, mais les chambres TRD dont les fils sont verticaux permettent de recouvrer une bonne résolution dans cette direction. La taille choisie pour la distance de dérive est de 4 fois l'épaisseur de l'espace de dérive, soit  $4 \times 8 = 32\text{ mm}$ . Ce choix résulte d'un compromis entre une bonne collection des charges sur l'espace de dérive et la minimisation du nombre de fils, donc de voies électroniques. La figure 4.1.b montre la structure d'une cellule élémentaire de dérive. Des bandes de cathodes collées sur les panneaux et alimentées par des potentiels variables créent le champ électrique de dérive. Chaque cellule est fermée à chaque extrémité par un fil dit de potentiel. Le fil recueillant le signal est au centre de la cellule. Le plan à  $0^\circ$  est constitué de 44 cellules, les plans à  $\pm 5^\circ$  en contiennent 41.

Nous décrivons ci-dessous plus en détail la structure mécanique et électrique de ces chambres.

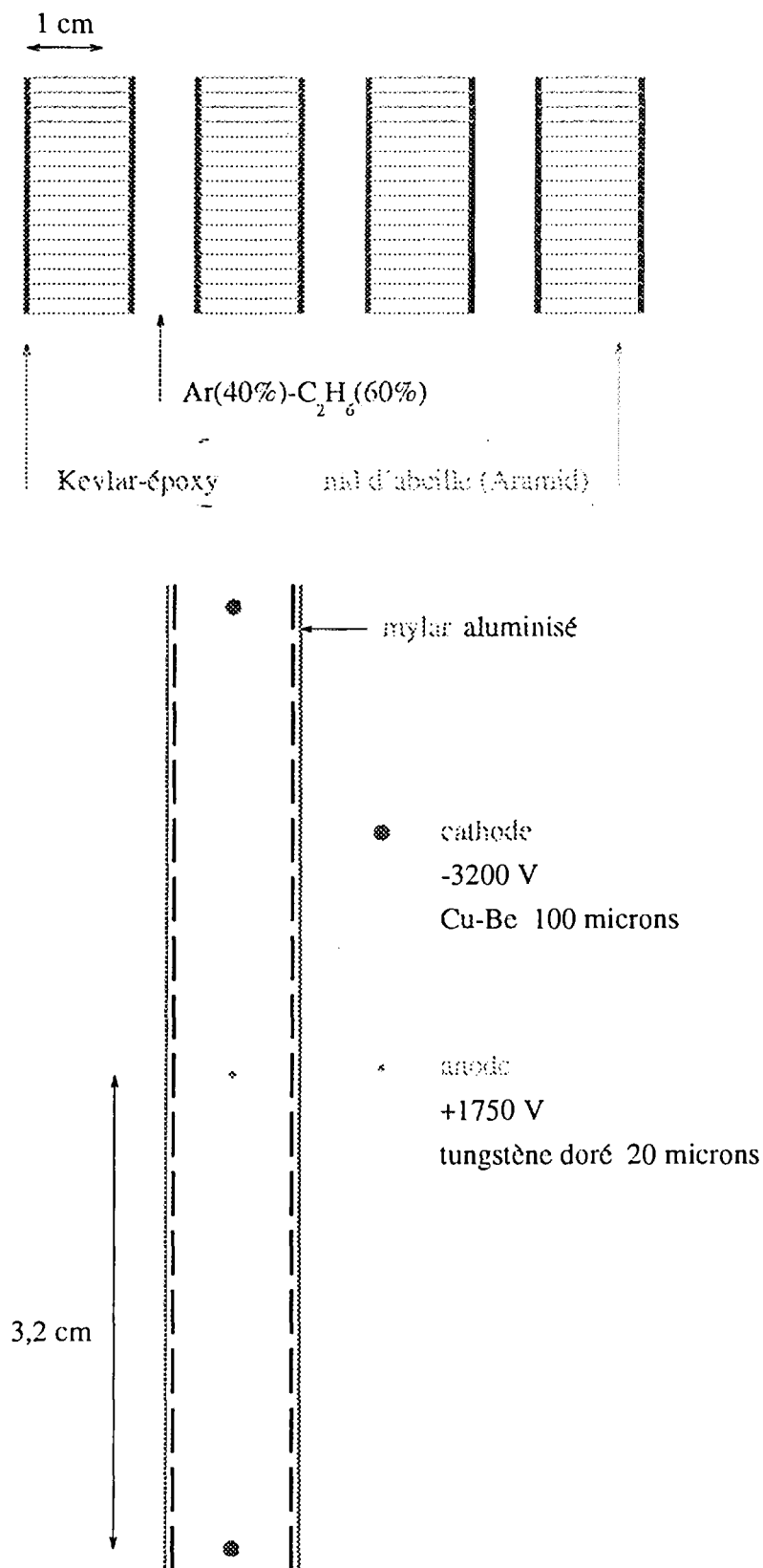


FIG. 4.1 - En haut (a) schéma en coupe d'une chambre à dérive. En bas (b) vue détaillée d'une cellule de dérive

### 4.3 Structure mécanique

#### 4.3.1 Les panneaux

Dans NOMAD, ces chambres remplissent une double fonction : elles servent à la fois de cible pour les interactions de neutrinos et de détecteur de traces. Le matériau utilisé pour les panneaux doit satisfaire aux conditions suivantes :

- Avoir une grande longueur de radiation, donc des noyaux à faible  $Z$ , pour ne pas détériorer la mesure de l'impulsion des électrons. Ceci nous oriente plutôt vers des matériaux composites, composés de carbone et d'hydrogène, du type polymères organiques.
- Avoir une bonne planéité.
- Avoir une bonne étanchéité pour limiter les fuites de gaz.
- Être conforme aux normes de sécurité, ce qui exclut des matériaux qui sont soit fumigènes soit inflammables.
- Et, cela va sans dire, ne pas coûter trop cher.

Après avoir travaillé en 1992 sur des solutions bon marché pour les panneaux ( à âme en mousse de polystyrène extrudé puis en mousse de Rohacell ) dont la rigidité et la planéité se sont révélées insuffisantes, nous nous sommes tournés vers des panneaux à âme en nid d'abeille avec une peau de matériau pré-imprégné ( aramide/époxy ). Les tolérances requises pour les panneaux sont de trois types :

- Planéité d'ensemble ( ou "concavité" des panneaux ) : comme un fil d'anode ne doit pas être décalé de plus de 0.7 mm par rapport au milieu du gap de dérive, les quatre panneaux d'une chambre une fois fixés ensemble doivent être "rigoureusement" plans avec une tolérance maximale de 0.7 mm.
- Défauts locaux de planéité : il s'agit des creux ou des bosses dont l'amplitude ne doit pas dépasser 0.35 mm.
- Marches ou aspérités : ce sont des petits défauts de pente par rapport à l'horizontale définie par le panneau qui pourraient être gênants pour le collage des bandes conductrices et occasionner des bulles d'air, la tolérance maximale de ces défauts est à 0.1 mm.

De la mélamine vient renforcer la structure en bordure et aux coins des panneaux. Elle remplace aussi le nid d'abeille à 9 endroits sur le panneau, là où se positionneront les 9 espaceurs ( voir 4.3.4 ).

### 4.3.2 Les bandes de cathodes

Nous avons choisi de créer le champ électrique de dérive à l'aide de pistes de cathodes conductrices, au pas de 4 mm et de 2.8 mm de large. Ces pistes ( ou "strips" ) sont obtenues par attaque chimique d'une feuille de mylar aluminisé de 57.6 cm large, les pistes étant protégées par un vernis protecteur déposé par impression. Des bandes de 3.5 m de long débarrassées de leur vernis ont été livrées à Saclay, préencollées par un adhésif. La tolérance maximale sur la flèche des pistes est de 500  $\mu\text{m}$ .

Cinq bandes de cathodes suffisent à recouvrir un panneau. Elles sont déposées par un outillage spécial garantissant un bon espacement entre bandes.

Malheureusement, cette solution a montré très vite un défaut rédhibitoire, car après quelques mois de balayage sous gaz, des bulles sont apparues sous certaines bandes, suffisantes pour provoquer des claquages et empêcher un bon fonctionnement des chambres. Nous avons dû recourir à une méthode de collage de ces bandes ( non préencollées ) à l'aide d'une colle polymérisante ( Hexcell 6103 ) beaucoup plus fiable, mais de mise en œuvre plus difficile ( risque de déplacement des bandes avant polymérisation, souplesse plus grande des bandes, port de masques sur le poste de travail ). Cette seconde solution a finalement donné satisfaction, mais a retardé la réalisation des chambres de quelques mois, 30 chambres avec cathodes adhésivées ayant dû être refaites soit au CERN, soit à Saclay.

### 4.3.3 Les planchers, les fils et les supports de fil

Après collage des bandes de cathodes, un cadre d'étanchéité et un plancher de soudage des fils sont collés soit sur le plancher de circuit imprimé ( côté des fils de lecture ), soit directement sur le panneau, le cadre faisant tout le pourtour du panneau ( voir la figure 4.3 ). L'ensemble fait 4 mm d'épaisseur et a plusieurs fonctions :

- Il sert à définir l'épaisseur ( ou "gap" ) du volume gazeux, fixée à 8mm.
- Le cadre maintient le joint d'étanchéité.
- C'est sur les deux planchers de soudage que sont soudés et collés les fils de potentiel et de lecture.
- Grâce à des pistes conductrices présentes sur le plancher de circuit imprimé, on assure l'alimentation des fils et la sortie des signaux à l'extérieur du volume gazeux.

Du côté opposé à la sortie des fils de lecture, les bandes de cathodes sortent à l'extérieur de la chambre entre le panneau et ce plancher.



### 4.3. STRUCTURE MÉCANIQUE

---

Les fils de potentiel assurant la “fermeture électrique” des cellules sont en Cu-Be, de 100 microns de diamètre. Les fils de lecture sont en tungstène doré de 20 microns de diamètre. Ces fils tendus respectivement à 200 gf et 53 gf sont soudés et collés sur le cadre. Par ailleurs, trois barrettes en G10 de 3 m de long, 4mm de hauteur et 3 mm d'épaisseur sont collées de manière équidistante perpendiculairement aux fils. Ces derniers sont collés sur ces barrettes : leur longueur mécanique effective se réduit à 75 cm, ce qui diminue fortement leurs flèches gravitationnelle et/ou électrostatique.

En effet, si on suppose que les fils sont mal positionnés, soit  $Y_1$  le déplacement à  $X = 0$  et  $Y_2$  celui à  $X = L$ , un calcul simple donne le déplacement à un point  $X$  égal à :

$$Y = Y_1 \cos(k X) + \frac{Y_2 - Y_1 \cos(k L)}{\sin(k L)} \sin(k X)$$

où  $k^2 = 0.49 \text{ m}^{-2}$  ( car la tension de fil de nos chambres est égale à 53g ),  $Y_1$ ,  $Y_2$ , et  $X$  sont en mètres. Nous avons estimé pour  $Y_1 = Y_2 = 1 \text{ mm}$ , la flèche pour différentes valeurs de  $L$ . La flèche étant définie comme  $Y - (Y_1 + Y_2)/2$ , pour une longueur de fil de  $L = 3 \text{ m}$ , elle vaut  $\sim 1 \text{ mm}$ , et  $\sim 0.04 \text{ mm}$  pour  $L = 0.75 \text{ m}$ .

Notons aussi que la flèche électrostatique est d'autant plus importante que la position des fils s'écarte de leur valeur théorique.

#### 4.3.4 L'assemblage d'une chambre

Après tissage des fils, les panneaux sont “collés” ensemble par un joint en sylastène posé le long des cadres, ce qui assure l'étanchéité de nos chambres. Les panneaux sont maintenus distants de 8 mm par 9 espaceurs posés en face des inserts en mélamine. La figure 4.3.5 montre la distribution de  $X$  en fonction de  $Y$  de la position des vertex primaires ( données neutrinos réelles ) où nous voyons clairement les positions de ces inserts ( zones à plus forte densité ).

Finalement, on rassemble les 4 chambres en module à l'aide de goupilles.

#### 4.3.5 Les caractéristiques des chambres

- La masse de la cible est de 2,68 tonnes ( pour une surface fiducielle de  $2.6 \text{ m} \times 2.6 \text{ m}^2$  ), de constituée essentiellement par les peaux des panneaux.
- Chaque chambre a une longueur de radiation de  $0.02 X_0$ .
- La cible est à peu près isoscalaire, avec 52.5 % de protons et 47.5 % de neutrons.

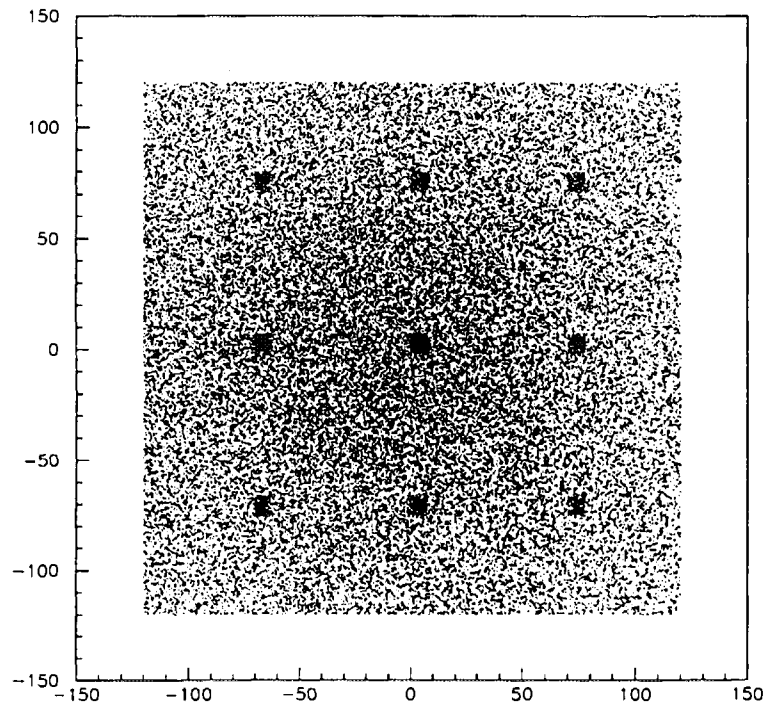


FIG. 4.2 - *Distribution en X et Y des vertex primaires reconstruits. Les taches sombres correspondent aux inserts.*

## 4.4 Structure électrique

La figure 4.3 montre les fonctions électriques d'un plan, composées de l'alimentation des fils et des strips, la sortie du signal et la ligne test.

### 4.4.1 L'alimentation des strips

Les strips sont alimentés par leur connection à l'aide d'agrafes à un bus haute tension. La tension est amenée sur ce bus à travers un boîtier contenant un pont de résistances qui fabrique les différentes tensions nécessaires à l'alimentation des strips. La différence de potentiel entre deux pistes de strips consécutives est de 400 V. La piste en face de l'anode est mise à 0 Volt. Celle qui fait face au fil de potentiel est à -3200 V. Les pistes étant au pas de 4 mm, le champ électrique est de 1 kV/cm. L'emplacement des strips est montré sur la cellule de dérive dessinée sur la figure 4.1.b : ils sont schématisés par des traits discontinus, et sont au nombre de 16 par cellule.

#### 4.4. STRUCTURE ÉLECTRIQUE

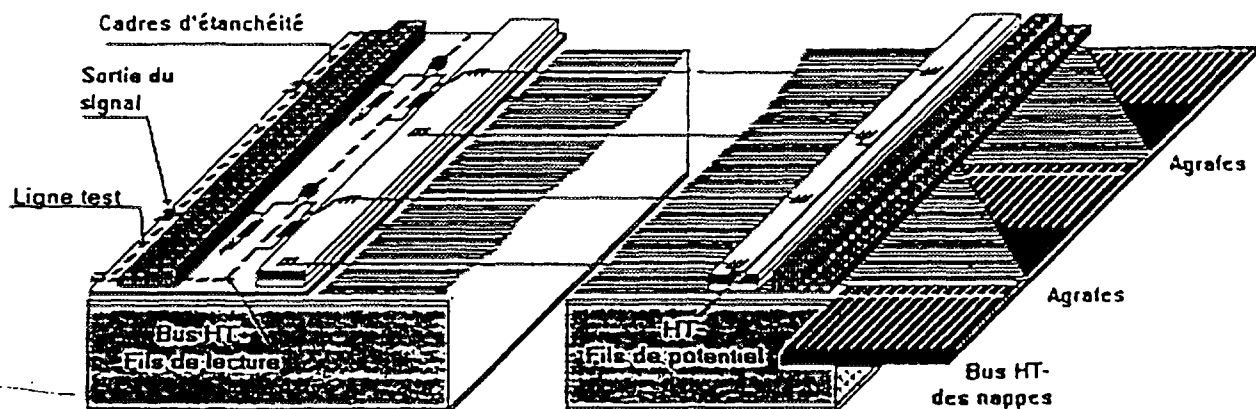


FIG. 4.3 - La structure électrique d'un plan de dérive

La figure 4.4 montre les lignes de champ dans une cellule.

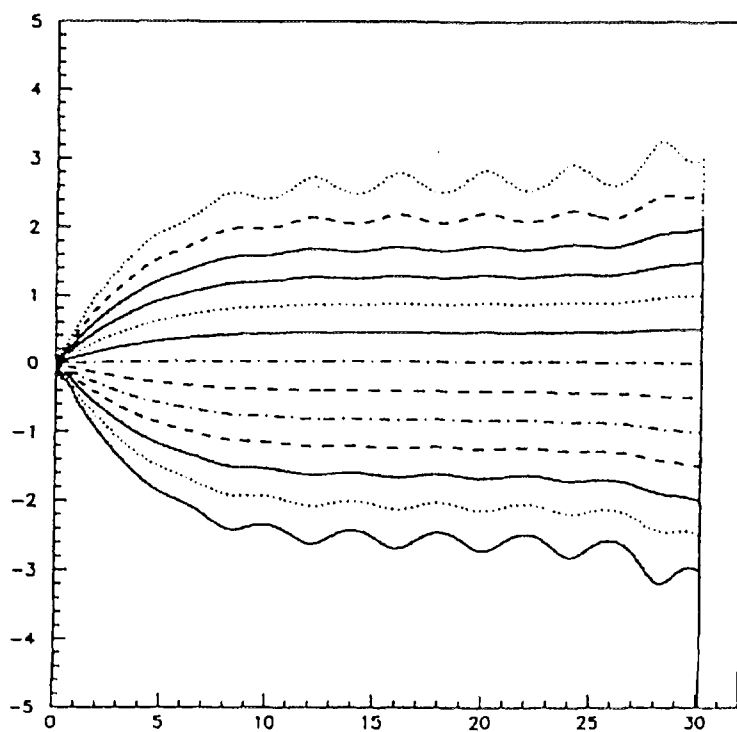


FIG. 4.4 - Les lignes de champ dans une demi-cellule ( la taille de la demi-cellule est de 32 mm, l'échelle verticale est en mm ).

#### 4.4.2 Le mode $B\bar{B}$

L'alimentation des strips comporte un système de bascule électrique appelé  $B\bar{B}$ , où  $B$  représente le fonctionnement avec champ et  $\bar{B}$  sans champ magnétique. Ce système, par biais de relais permettant de changer la valeur des résistances, commande la manière dont la tension est distribuée sur les strips, et par conséquent, génère la bonne configuration de champ électrique  $\vec{E}$  pour que les électrons puissent dériver correctement.

En cas d'absence de champ  $\vec{B}$ , les strips qui sont face à face sont mis au même potentiel, résultant en une dérive parallèle aux panneaux.

En présence du champ magnétique ( le champ  $\vec{B}$  de NOMAD est constant et parallèle aux fils à  $0^\circ$  ), les électrons vont subir en plus l'action de la force de Lorentz dont la conséquence est une diminution de la vitesse de dérive  $v_d$  ( au moins pour des valeurs de champ pas trop fortes ) et une modification de leur trajectoire : elle ne sera plus parallèle aux lignes de champ, mais inclinée d'un angle  $\alpha_H$  tel que :

$$\tan \alpha_H = \frac{E}{2 H v_d}$$

Dans le cas de NOMAD, sachant que :

$$H = 0.4 \text{ Tesla}$$

$$v_d = 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$$

$$E = 1 \text{ kV/cm}$$

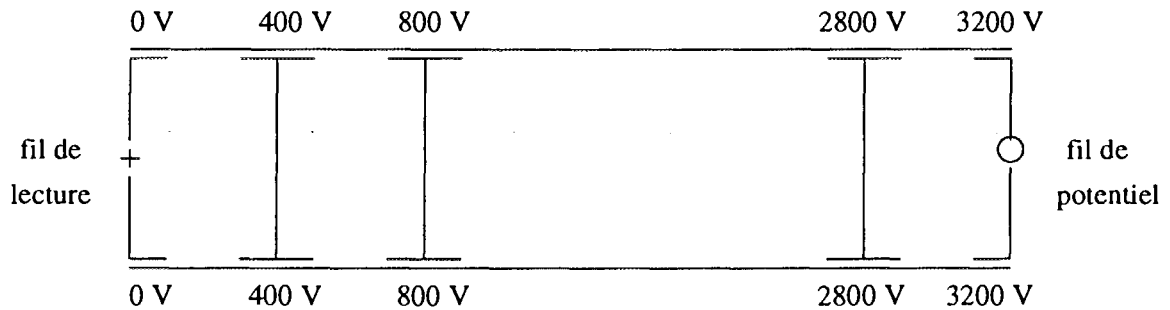
la valeur correspondante de  $\tan \alpha_H$  est égale à  $1/4$ .

Pour restaurer la trajectoire des électrons, il va falloir "incliner" les équipotentielles par un angle de même valeur mais de sens opposé. Grâce à la faible stéréo, la correction est la même sur les 3 plans. Les configurations  $\bar{B}$  ( sans champ magnétique ) et  $B$  ( en présence du champ magnétique ) des strips sont montrées sur la figure 4.5.

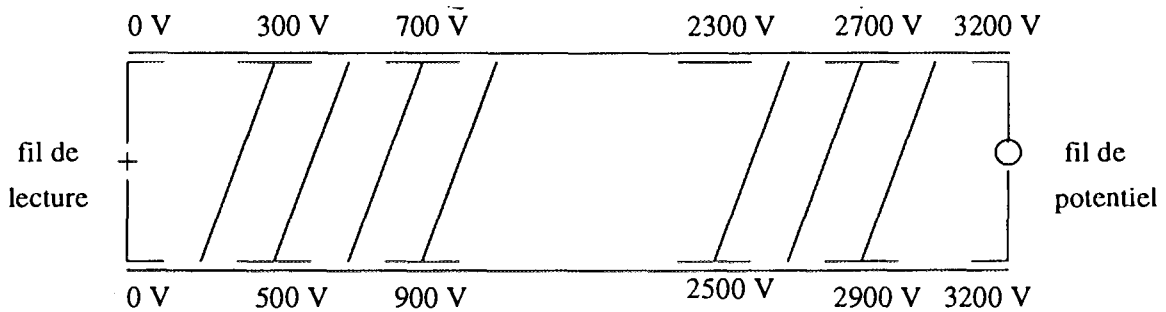
#### 4.4.3 L'alimentation des fils et sortie du signal

Comme on l'a vu, l'alimentation des fils de lecture se fait plan par plan via un circuit présent sur le cadre et schématisé sur la figure 4.3. La ligne d'alimentation

#### 4.4. STRUCTURE ÉLECTRIQUE



Configuration du potentiel des strips sans champ magnétique



Configuration du potentiel des strips en présence du champ magnétique

FIG. 4.5 - Le potentiel des strips et les équipotentielles du champ électrique sans champ magnétique et en présence du champ magnétique.

court à l'intérieur du volume gazeux. De plus, on trouve sur ce circuit et pour chaque fil, les éléments suivants ( toujours dans le volume gazeux ) :

- La résistance de  $4.7 \text{ M}\Omega$  entre la ligne de haute tension et le fil de lecture fait chuter automatiquement la tension sur le fil de lecture en cas de décharges électriques anormales.
- La capacité de  $1 \text{ nF}$  assure le découplage de la haute tension du signal.
- La résistance de  $4.7 \text{ M}\Omega$  qui se trouve derrière cette capacité de  $1 \text{ nF}$  permet de mettre à la masse l'entrée du préamplificateur en régime continu.

Les fils de potentiel sont alimentés à travers une piste courant sur le cadre du côté opposé. Le boîtier de distribution leur amène une tension, de valeur égale à celle des pistes de cathodes leur faisant face (  $-3200 \text{ V}$  nominalement ).

### 4.4.4 La ligne test

La ligne test circule en bordure des chambres sous le plancher, perpendiculairement aux pistes de sortie des signaux. Lorsqu'on envoie un signal sur cette ligne, on induit par couplage capacitif un signal sur la chaîne électronique, qui sert à :

- Mesurer les temps de propagation du signal depuis la sortie de la chambre jusqu'à l'électronique d'acquisition.
- Vérifier que toute la chaîne électronique à l'extérieur de la chambre, depuis l'entrée du préamplificateur jusqu'au système d'acquisition, fonctionne correctement ( voir la figure 4.6 ).

### 4.5 Électronique associée

Le schéma 4.6 représente le circuit de mise en forme et d'amplification du signal.

## 4.5. ÉLECTRONIQUE ASSOCIÉE

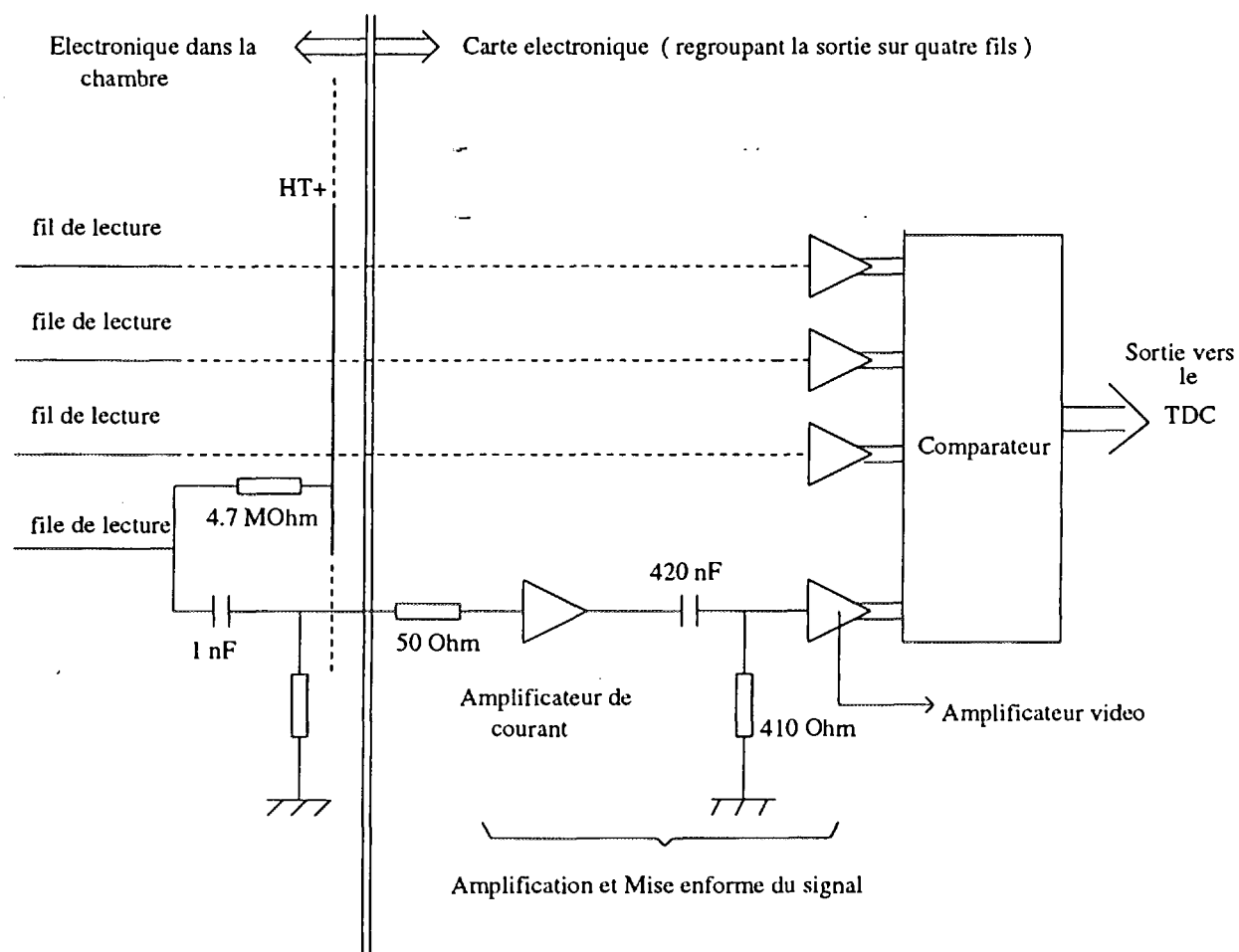


FIG. 4.6 - Schéma simplifié de l'électronique associée au traitement du signal

À l'extérieur du volume gazeux, le circuit est composé d'un différentiateur (RC) et d'un amplificateur de courant. La valeur de R, C a été optimisée afin de minimiser le taux de rebonds et de surcompensation, et d'avoir des impulsions de faible largeur pour ne pas masquer le signal suivant. La résistance de  $50\ \Omega$  joue le rôle d'adaptateur en impédance pour l'amplificateur de courant.

En sortant de ce circuit, le signal passe par un comparateur à seuil variable ( permettant d'étudier le fonctionnement de la chambre en fonction de différentes valeurs de seuil ). Si son amplitude dépasse le seuil ( qui est de l'ordre de la dizaine de microampère ), le comparateur va émettre un signal carré en sortie.

Ce circuit est implémenté sur des cartes d'électronique regroupant 4 voies, qui sont enfichées directement sur les chambres. Les signaux logiques sortant des 4 voies du comparateur sont transmis par des câbles d'environ 50 m jusqu'au TDC ( Time to Digital Converter ) à mémoire. Il y en a un pour chaque fil. Chaque fil est ainsi doté de seize mémoires permettant d'avoir le temps des seize derniers fronts. Pour chaque front montant,  $t_{up}$ , du signal ( et descendant,  $t_{down}$ , aussi si on le désire ), une horloge ( tournant à 1GHz ) est lancée; cette horloge est arrêtée par un signal STOP envoyé sur toutes les voies qui provoque la mise en mémoire du contenu des horloges. Dans le cas du banc test ( voir 4.6.2 ), la coïncidence est obtenue par trois scintillateurs. Dans l'expérience, elle est définie par les différents types de déclenchement ( voir 6 ). Sachant que la taille d'une demi-cellule est de 32 mm, le temps de dérive maximal sera de l'ordre de 640 ns pour une vitesse nominale de  $50\text{mm}/\mu\text{s}$ . Alors, si on veut être sûr de collecter tous les signaux anodiques, il ne faut pas que le STOP arrive trop tôt, ce qui explique le retard de  $1\mu\text{s}$  à la sortie du circuit de coïncidence. Comme ce STOP sert aussi d'origine du temps, un petit temps enregistré correspondra à un grand temps de dérive et vice-versa.

## 4.6 Performance des chambres

### 4.6.1 Le gaz utilisé

En général, le cocktail de gaz utilisé dans le détecteur gazeux est un savant mélange de deux composantes : une composante noble et une composante polyatomique. Le gaz noble sert à fabriquer le signal. Et la composante polyatomique joue le rôle de "quencher" : elle inhibe la décharge en continu.

Initialement, nous avons travaillé avec un mélange de 50%/50% en  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ . C'est un mélange de gaz fréquemment choisi car l'argon est un gaz noble qui a l'avantage de ne pas être trop cher. La figure 4.7 montre la variation de la vitesse de dérive



#### 4.6. PERFORMANCE DES CHAMBRES

en fonction de la valeur du champ électrique et de la proportion de gaz utilisé. À la valeur nominale du champ électrique (  $1 \text{ kV/cm}$  ), cette proportion assure une stabilité maximale de la vitesse de dérive. On a ensuite décidé de changer cette proportion en 40:60 qui est celle délivrée par la centrale de gaz alimentant le détecteur à muons, et ce pour deux raisons principales: Premièrement, ceci permet d'avoir un seul système d'alimentation en gaz pour l'expérience. Deuxièmement, 40:60 est la proportion en gaz pour laquelle le détecteur à muons venant de l'expérience UA1 a été optimisé. Ainsi, pour le détecteur à muons, toutes les études de calibration, de mesure de la relation temps-distance à angle et pour traces normales... ont déjà été faites pour ce mélange gazeux. Nous avons vérifié que ce changement ne modifiait pas de façon sensible la performance de nos chambres; de plus, en augmentant le taux du quenchers, le taux de rebonds dûs aux avalanches secondaires devrait diminuer.

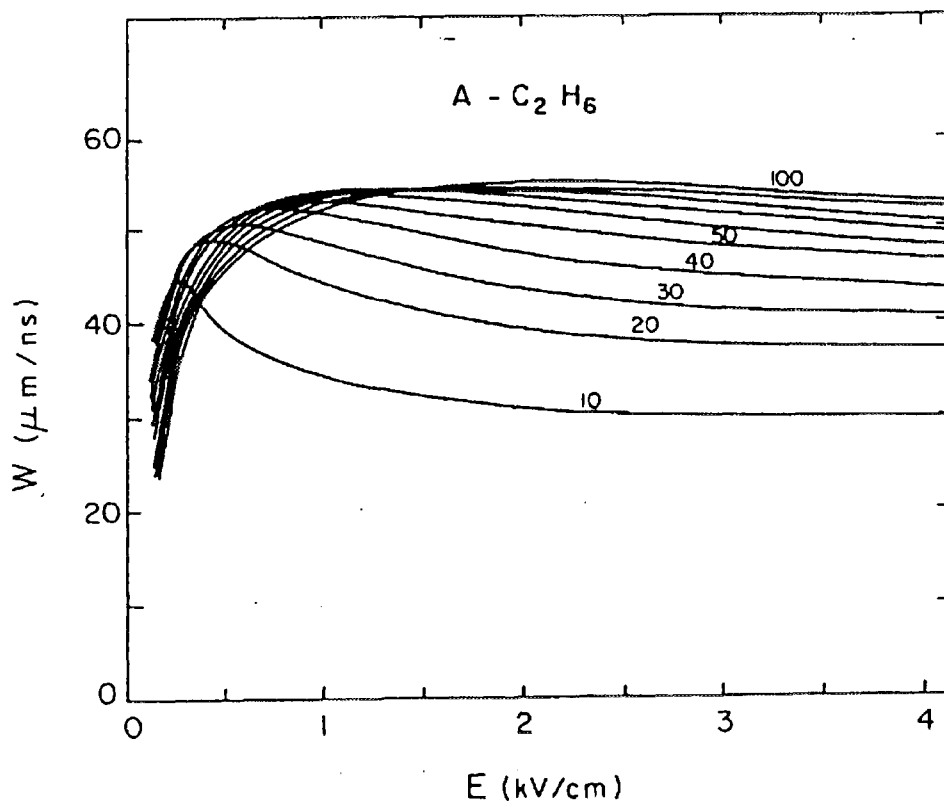


FIG. 4.7 - Variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction de la valeur du champ électrique et ce pour différents mélanges d'Argon-Éthane. Les mesures sont faites sous des conditions normales de température et de pression (  $20^\circ \text{C}$  et  $1 \text{ atm}$  )

##### 4.6.2 Le banc de test cosmique

Les chambres sont mises sous gaz et testées avant d'être envoyées au CERN. Les

tests sont effectués selon une procédure stricte et dont le but est de :

1. Vérifier la tenue en tension des chambres : l'isolation des strips, la tenue en tension des fils, l'absence de claquages internes, la détection des fils bruyants ou morts ou qui donnent peu de signal ...
2. Détecter les éventuelles fuites de gaz.
3. Vérifier que la dérive des électrons est correcte.

La source de particules ionisantes pour ces tests est le rayonnement cosmique ( ce sont principalement des muons et des protons ). On utilise éventuellement aussi une source de Ruthénium 104 ( qui émet des  $\beta$ , dont le point final dans le spectre en énergie est de 4.3 MeV ) pour créer une excitation locale dans la chambre.

Le dispositif électronique pour le déclenchement et l'enregistrement est schématisé sur la figure 4.8

La coïncidence est obtenue avec trois compteurs à scintillations, de 3m de long et 30 cm de large, posés perpendiculairement aux fils. L'un se trouve au-dessus de la chambre à tester et les deux autres sont placés en-dessous. Le passage d'une particule induit dans chaque scintillateur un signal. Un circuit de coïncidence vérifie si les trois scintillateurs ont enregistré le passage de la particule en même temps ( la vitesse de la particule est supposée proche de la vitesse de la lumière ) et si oui, ce circuit fabriquera un STOP avec un retard de  $1\mu s$ .

#### 4.6. PERFORMANCE DES CHAMBRES

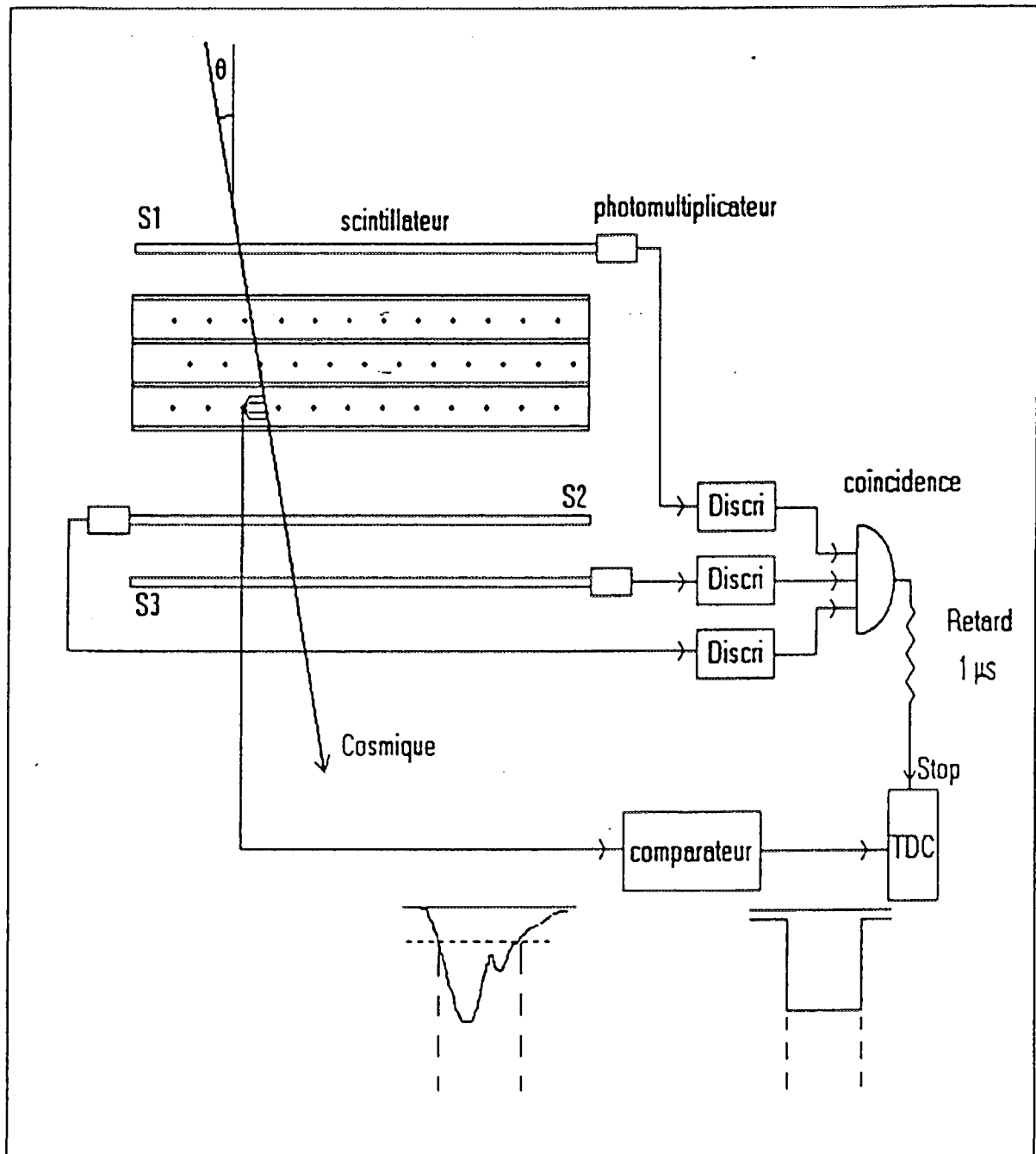


FIG. 4.8 - Schéma du dispositif d'acquisition

Les quantités lues sont traitées en ligne par un mini-programme de "monitoring" qui nous fournit des histogrammes de contrôle. Leur visualisation nous permet d'avoir un premier diagnostic sur la qualité de la chambre en question. Typiquement, les quantités qui nous intéressent sont : le spectre des temps de dérive et le nombre de coups "en-temps" enregistrés sur chaque fil. Le spectre des temps de dérive doit être plat (figure 4.9), une éventuelle pente traduira, soit un mélange de gaz incorrect (les chambres mises sous gaz depuis trop peu de temps), soit une mauvaise alimentation des strips. Et la carte des fils (figure 4.10) ayant répondu nous donne directement les fils morts, ou bruyants... La forme arrondie de la distribution de cette carte reflète l'acceptance géométrique des scintillateurs utilisés pour fabriquer le déclenchement. Nous avons délibérément choisi un plan dont la distribution des fils ayant donné des coups montre des problèmes pour mieux faire ressortir l'utilité de ce genre de distribution.

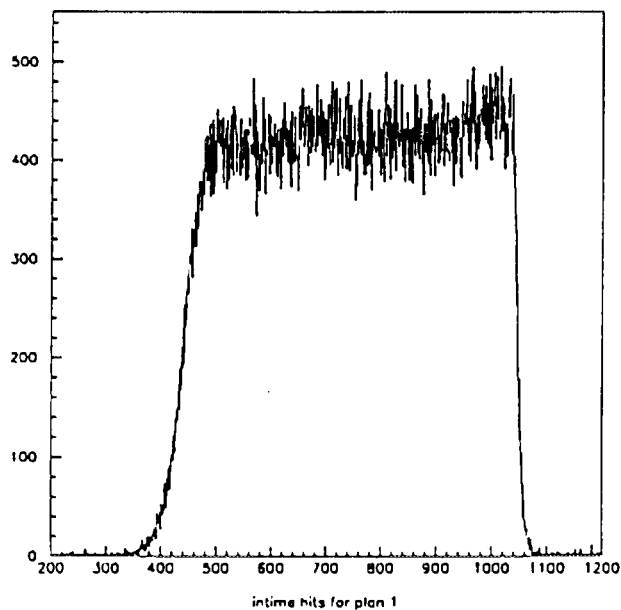


FIG. 4.9 - *Le spectre typique des temps de dérive*

### 4.6.3 Le plateau en tension

La figure 4.11 montre comment évolue le taux de signaux dans les chambres traversées par des cosmiques en fonction de la haute tension, pour une valeur de seuil fixée à  $7.5 \mu A$  (valeur utilisée dans l'expérience).

## 4.6. PERFORMANCE DES CHAMBRES

---

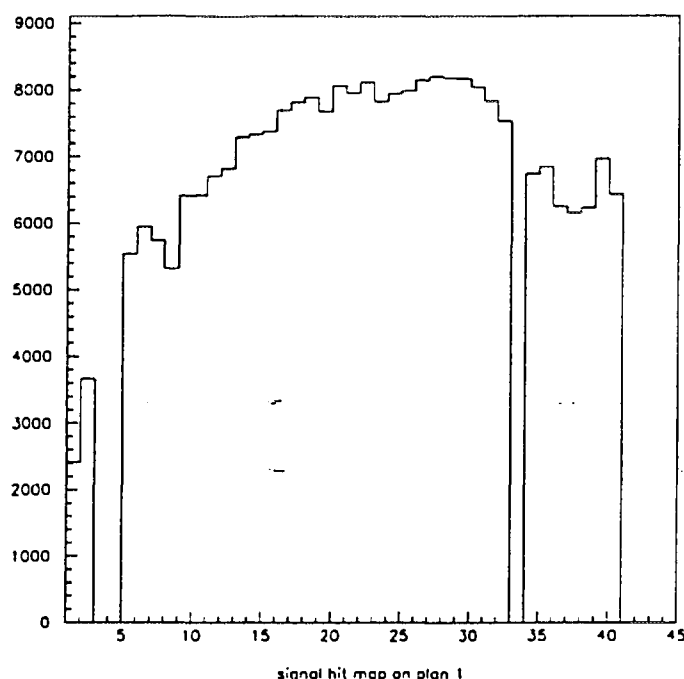


FIG. 4.10 - Exemple de carte de fils montrant des problèmes sur certaines voies.

On voit un plateau de 200 V de large. La tension de fonctionnement nominale a été fixée à +1750 V.

### 4.6.4 L'étude de l'inefficacité induite par les supports de fils

Le dispositif expérimental est le même que celui décrit précédemment, avec quelques légères modifications :

- Le banc test est composé de quatre chambres, la quatrième ( la plus haute ) est décalée de  $\sim 5$  cm par rapport aux trois autres pour que les zones inefficaces de cette chambre ne soient pas alignées avec les zones inefficaces des autres chambres.
- Les scintillateurs ont été placés pour sélectionner des particules traversant les chambres au voisinage des supports de fils.

Nous avons enregistré des cosmiques avec les conditions de fonctionnement des chambres suivantes :

- Haute tension de la cathode : - 3200 V

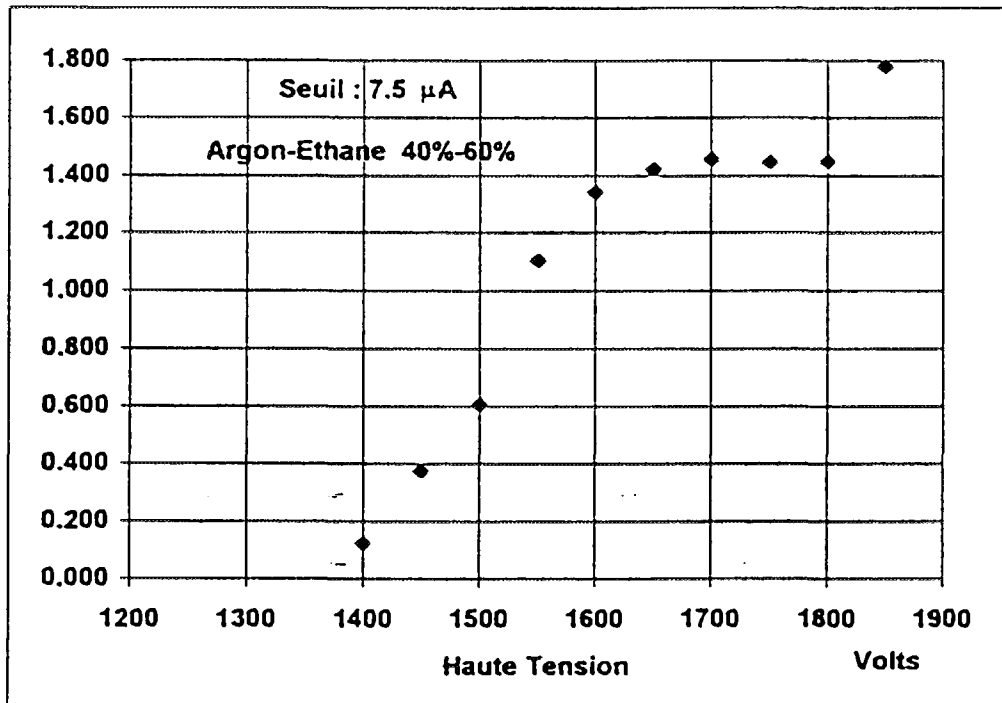


FIG. 4.11 - Le plateau en tension pour un seuil de  $7.5 \mu A$  ( valeur nominale de NO-MAD ). L'échelle verticale est arbitraire.

- Haute tension de l'anode : 1750 V
- Seuil du discriminateur : 7.5 mV

## Perte d'efficacité due aux fils de nylon versus barrettes

Initialement, les fils de lecture étaient maintenus entre deux fils de nylon. Suite au problème de flèche ( voir 4.3.3 ), nous avons envisagé d'autres possibilités : barrettes en G10 ou plots individuels pour chaque fil. Nous avons étudié l'influence de ces différentes solutions sur l'inefficacité créée par l'introduction de la matière dans la chambre. Pour ce faire, nous avons superposé quatre chambres sur notre banc test. La dernière chambre ( la chambre 4 ) est équipée de trois plans dont les fils sont maintenus en place soit par des barrettes en G10 ( de 3 ou 5 mm de large ), soit par des fils de nylons, soit par des plots en G10.

Pour estimer la perte des coups ( qui est probablement causée par les charges électrostatiques accumulées autour de ces "supports" de fils ), les traces sont reconstruites dans les trois chambres inférieures et extrapolées ensuite dans chacun des plans de la chambre 4. L'efficacité est définie comme étant le rapport du nombre de coups "vus" dans la route de 4 mm autour de la trace extrapolée et le nombre de coups attendus. La distribution est montrée sur la figure 4.6.4 pour les solutions "fil de nylon" et

## 4.7. ALIGNEMENT DES CHAMBRES

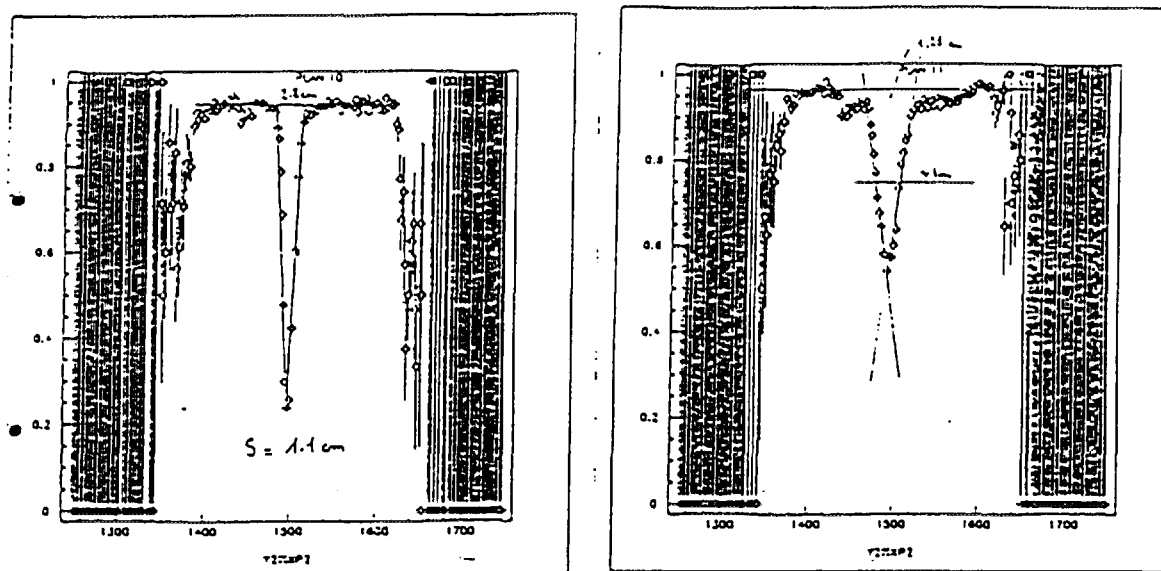


FIG. 4.12 - La zone morte autour du fil de nylon ( à gauche ) et de la barrette de 5mm ( à droite )

“barrette”. La zone morte créée autour de ces supports a une largeur équivalente à 1.3 cm ( fil de nylon ) et de 1.1 cm ( barrette de 5mm ). Compte tenu de la surface de la chambre, cette zone morte équivaut à une perte d’efficacité globale sur toute la surface active de 1.5 % ( pour 3 fils de nylon ) et 1.2 % ( pour 3 barrettes )

Les deux pertes étant similaires, la solution “barrette” ( de largeur 3 mm ) fut adoptée. La solution “plots” n’a pas été retenue non plus car la zone inefficace est aussi grande qu’avec les barrettes et sa mise en œuvre est très délicate.

## 4.7 Alignement des chambres

Le but du travail d’alignement est de déterminer de manière absolue ( dans un repère unique ) la position des divers fils signaux ainsi que la forme qu’ils prennent sous l’influence du champ électrique. On utilise pour ce faire des particules traversant les chambres. Leur trajectoire est ajustée par une droite ( ou une hélice en présence de champ magnétique ). L’alignement s’obtient en optimisant ces ajustement. Les résidus obtenus après alignement donneront une mesure directe de la résolution spatiale.

Je décrirai tout d’abord l’alignement que j’ai effectué sur le banc de test de Saclay. Puis je donnerai le résultat de l’alignement des chambres dans le détecteur NOMAD.

### 4.7.1 Étude à Saclay avec cosmiques

Cette étude concerne seulement les traces qui sont faiblement inclinées. Soit  $\theta$  l'angle entre la trajectoire de la particule avec la normale à la cellule de dérive, nous ne sélectionnons que des événements où  $\theta \in [-5^\circ, +5^\circ]$ . L'alignement à angles avec les cosmiques n'a pas été abordé par manque de statistique.

#### Principe

Les trois grandes inconnues du problème de l'alignement sont :

- La position réelle des fils : elle est mal connue, et ce pour trois raisons :
  1. Elle est mesurée pendant la phase de construction mais elle n'est précise qu'à  $200\ \mu\text{m}$  près, ( à comparer avec la résolution de  $200\ \mu\text{m}$  qu'on cherche à atteindre ).
  2. De plus, ces positions peuvent présenter un décalage systématique d'un plan par rapport à l'autre car quand on ferme un gap, les deux panneaux peuvent glisser l'un par rapport à l'autre. L'erreur est typiquement de quelques fractions de mm.
  3. Et finalement, le fil peut ne pas être droit mais avoir une forme en première approximation proche d'une chaînette ( voir 4.3.3 ).
- La valeur de la vitesse de dérive qui peut différer de sa valeur nominale du fait d'une combinaison de plusieurs effets possibles : mélange de gaz incorrect, contamination d'azote [66], variation des tensions de fonctionnement... Plus généralement, il s'agit de déterminer la relation qui lie distance au fil et temps de dérive, puisque cette relation n'est plus linéaire près du fil d'anode et du fil de cathode.
- Mauvaise connaissance de l'origine du temps utilisée.

Ces trois inconnues sont modélisées de la manière suivante :

1. La forme du fil est approximée par une droite affine par morceaux ( voir la figure 1 ). On minimise l'écart par rapport à la position théorique au milieu de chaque segment.
2. L'ajustement de la vitesse passe par deux étapes successives. La première étape consiste à déterminer la vitesse dans la zone de dérive linéaire ( i.e, loin des fils de lecture et loin des fils de champ ). Si la procédure d'ajustement converge, on passe à la deuxième étape où il s'agit de paramétriser les zones non-linéaires.
3. On permet que l'origine "supposée" du temps puisse varier autour de sa valeur nominale.



## 4.7. ALIGNEMENT DES CHAMBRES

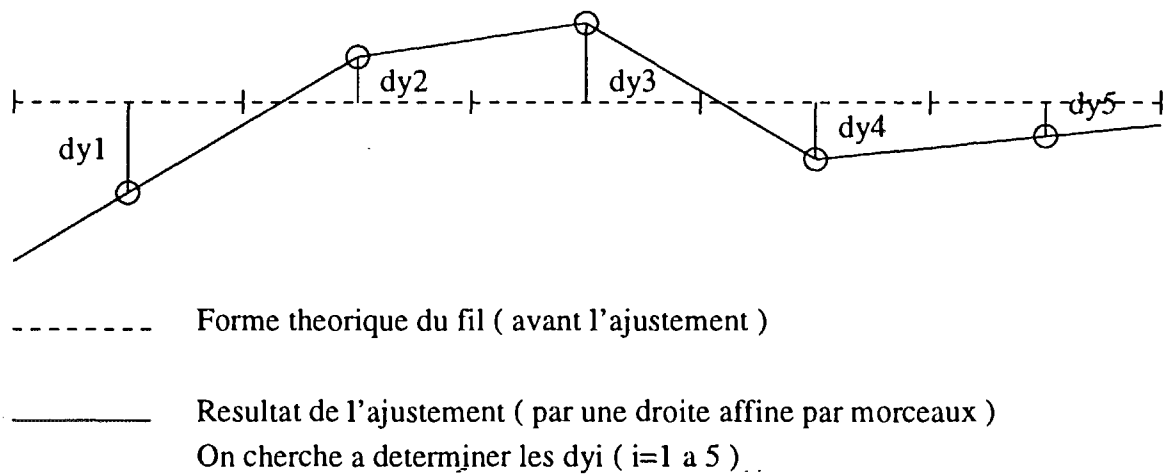


FIG. 4.13 - Paramétrisation de la forme du fil

### Procédure d'ajustement

#### Première étape : ajustement du temps, de la position des fils et de la vitesse de dérive dans la zone linéaire

La zone linéaire correspond à l'intervalle de temps  $[180 - 480]$  ns. Deux différentes approches ont été envisagées. La première consiste à ajuster une vitesse de dérive par plan. L'explication physique est que si les fuites de gaz sont suffisamment violentes, la composition gazeuse peut varier, ce qui entraînera une diminution ou une augmentation de la vitesse de dérive. Si cet effet est négligeable, on peut alors admettre que la vitesse de dérive est la même pour tous les plans.

L'ajustement est paramétrisé par :

1. Un écart en temps  $t_{0i}$  pour chaque plan.
2. Normalement, il faut cinq positions pour chaque fil  $w$ , mais comme le scintillateur ( de largeur de l'ordre de 30 cm ) ne couvre qu'une petite zone en Y, on aura besoin d'une seule inconnue  $dy_w$  pour l'écart en position par rapport à la valeur théorique  $y_w$ .
3. Les écarts de vitesse  $dv_i$  par rapport à la vitesse théorique  $v_d$  (  $v_d = 50$  mm /  $\mu s$  ). Mettre une seule vitesse pour les 12 plans en est un cas particulier où  $dv_i = dv_i$  allant de 1 à 12.

Ce qui correspond à un nombre d'inconnues à déterminer égal à :

$$\begin{aligned} 12 \text{ ( plans ) } \times 1 \text{ ( } t_0 \text{ ) } &= 12 \\ 12 \text{ ( plans ) } \times 1 \text{ ( } dv \text{ ) } &= 12 \\ 12 \text{ ( plans ) } \times 44 \text{ ( } dy \text{ ) } &= 528 \end{aligned}$$

Cela fait au total 552 inconnues ( 12 vitesses ) ou 541 ( une seule vitesse ).

L'alignement est un processus itératif. Le point de départ est fourni par les valeurs théoriques (  $v_d$  ) ou mesurées (  $t_0, y_w$  ). À chaque itération, nous construisons un  $\chi^2$  d'ajustement pour chaque plan  $z$  qui s'écrit dans le cas général ( 12 vitesses de dérive ) comme :

$$\chi_i^2 = \sum_w \sum_h \frac{(\text{résidu}_{w,h} - dy_{w,h} - dv_i t_{w,h} s_{w,h} - t_{0,i} v_{d,i} s_{w,h})^2}{\sigma_i^2}$$

La somme porte sur tous les coups (  $h$  ) enregistrés sur tous les fils (  $w$  ) de ce plan. Le résidu est défini comme  $\text{position}_{\text{hit}} - \text{position}_{\text{trace}}$ ,  $t$  est le temps de dérive et  $s$  le "signe" de la distance de dérive (  $\pm 1$  pour gauche/droite par rapport au fil touché ). La minimisation de ces 12  $\chi^2$  donnera la valeur de ces inconnues qu'on pourra injecter dans la prochaine itération. La convergence est atteinte typiquement après 5 à 6 itérations. On peut alors passer à la deuxième étape.

### Phase 2 : paramétrisation de la non-linéarité de la relation temps-distance

Les coupures sur le temps sont ensuite relâchées pour pouvoir paramétriser les zones non-linéaires par un polynôme de degré 6, sachant que la convergence a été déjà atteinte pour les positions et la vitesse dans la zone linéaire.

### Résultats

L'ajustement gaussien du résidu de la trace (  $\text{position}_{\text{hit}} - \text{position}_{\text{trace}}$  ) est montré sur la figure 4.14 ( cas 552 d'inconnus ), après l'alignement. La résolution trouvée est  $\sim 190 \mu\text{m}$ . On a réutilisé ce même jeu de paramètres pour reconstruire un autre lot d'événements qui ont été enregistrés une dizaine de jours plus tard, afin de vérifier la stabilité de la solution obtenue. On obtient encore une résolution de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$ .

On a aussi vérifié que la solution trouvée est raisonnable : par exemple, que la vitesse trouvée après l'ajustement ne diffère pas trop de la valeur théorique, car, le problème étant sous-contraint, la convergence pourrait être obtenue sans que les valeurs de la solution aient un sens physique.

On a aussi trouvé que les deux méthodes pour déterminer la vitesse donnent des résultats comparables en terme de résolution. La figure 4.15 ( à gauche ) montre la

## 4.7. ALIGNEMENT DES CHAMBRES

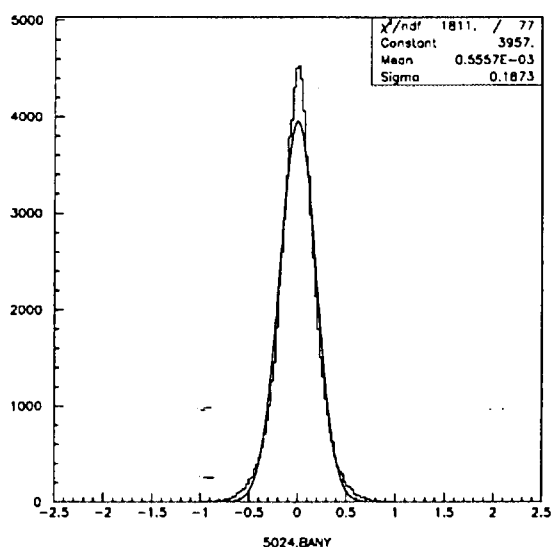


FIG. 4.14 - Le résidu après l'ajustement des paramètres.

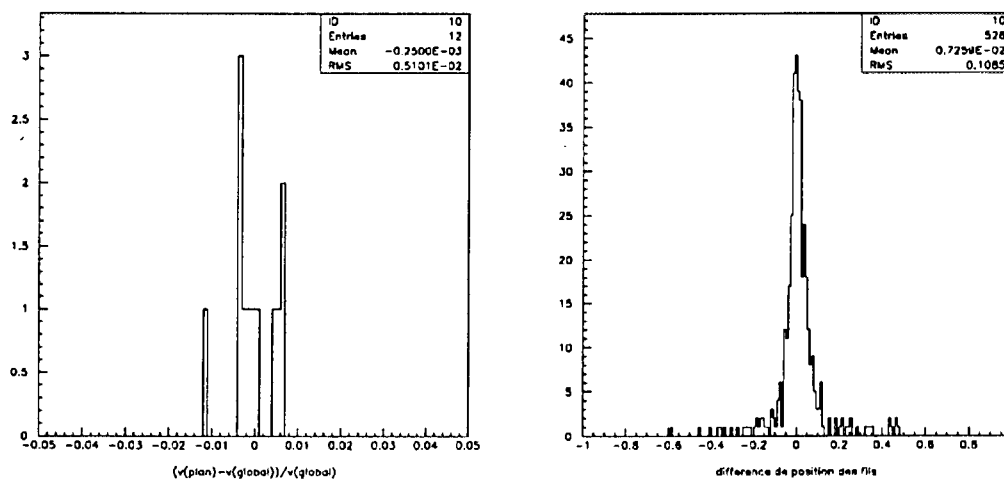


FIG. 4.15 - Comparaison des deux méthodes en terme de convergence vers le même minimum. La position est donnée en mm, et la vitesse en mm/ $\mu$ s

différence entre les paramètres obtenus par l'ajustement à 12 vitesses et celui à une seule vitesse. La vitesse moyenne obtenue dans le premier cas est de 51.57 mm/ $\mu$ s, à comparer avec la vitesse de l'ajustement global qui est de 51.59 mm/ $\mu$ s, la différence montrant une dispersion ( $\sigma$ ) de l'ordre de 0.5%, compatible avec les erreurs fournies

par l'ajustement. Sur la même figure 4.15 (à droite) est représentée la différence des positions des fils obtenues dans les deux cas. La queue de la courbe correspond aux fils qui n'ont pas beaucoup de coups. On a un bon accord entre les deux méthodes.

Cette méthode a été appliquée ensuite aux données réelles prises au CERN ( Juin-Juillet 1994 ). La résolution obtenue est de  $290\text{ }\mu\text{m}$ , tous angles confondus. Nous rappelons que nous avons sélectionné des traces à faible angle dans cette étude, ce qui explique que la résolution trouvée (  $190\text{ }\mu\text{m}$  ) est meilleure.

Parallèlement, le groupe de Paris a développé une autre méthode d'alignement. Elle est basée aussi sur la minimisation du  $\chi^2$ , mais la paramétrisation choisie est différente : la forme du fil est modélisée par un polynôme de deuxième degré et la relation temps-distance est découpée selon des intervalles de temps de 20 ns. La figure 4.16 compare les deux méthodes, pour la position des fils. La courbe en continu est l'ajustement polynôminal et celle en pointillée est notre paramétrisation en droite affine par morceaux : les deux méthodes donnent des résultats similaires.

#### 4.7. ALIGNEMENT DES CHAMBRES

PLANE124

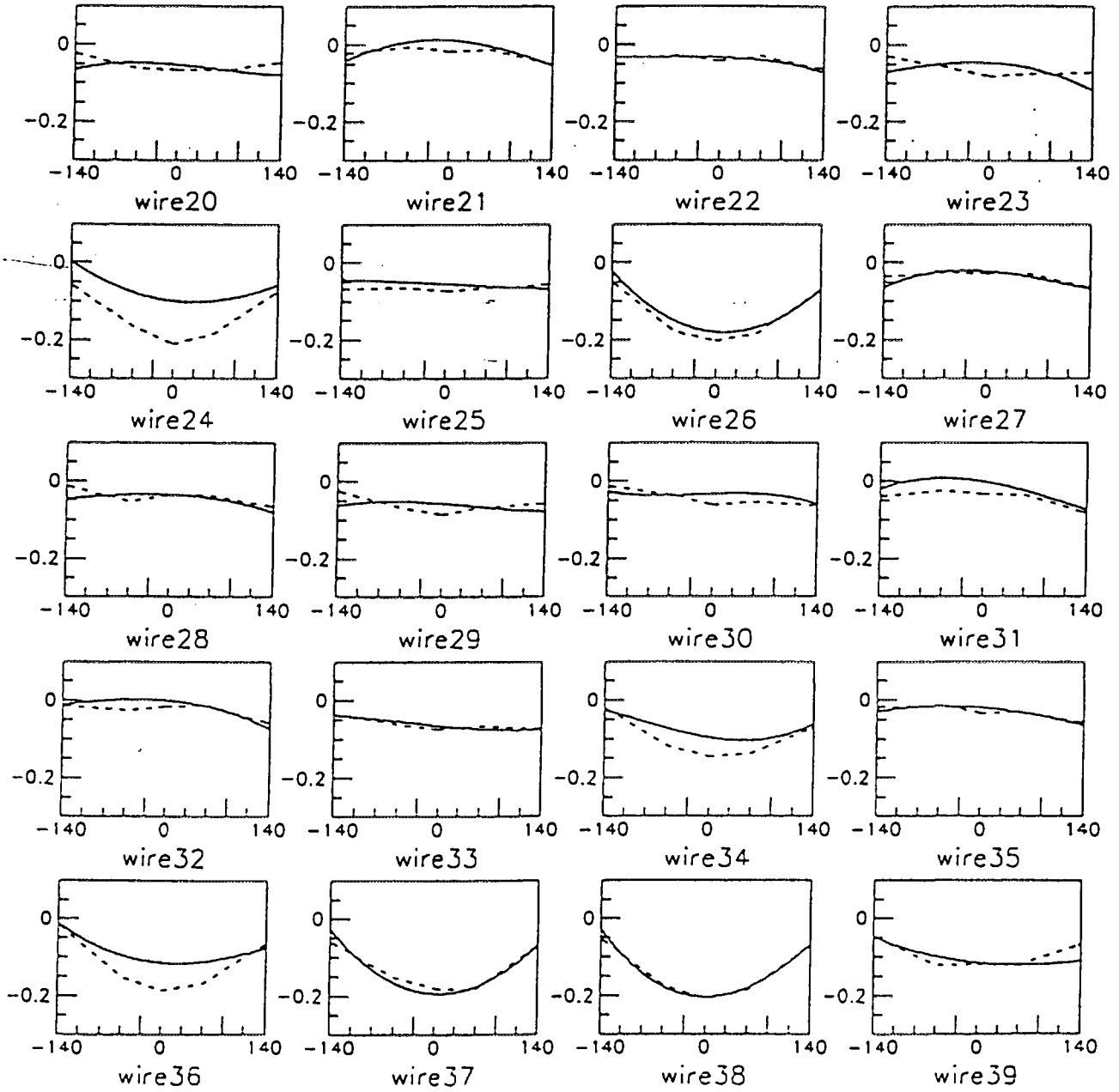


FIG. 4.16 - Compararaison des résultats concernant la position des fils, obtenus par deux paramétrisations différentes : droite affine par morceaux ( courbe en pointillé ) ou polynôme ( courbe en continu ).

### 4.7.2 L'alignement dans NOMAD

#### Le programme d'alignement

C'est le groupe de Paris qui est responsable de l'alignement de NOMAD. La seule différence avec la procédure décrite précédemment ( 4.7.1 ) vient de la paramétrisation des fils. Les fils étant maintenant collés aux barettes, la géométrie des fils est décrite simplement par 4 segments de droite : on ajuste la position des 5 points de colle.

Après l'alignement, la résolution en position obtenue pour des traces à faible angle est :

1. **Résolution selon Y** qui est la direction de la déflexion par  $\vec{B}$  :  $\sigma_Y = 180\mu\text{m}$  ( voir la figure 4.17 ).

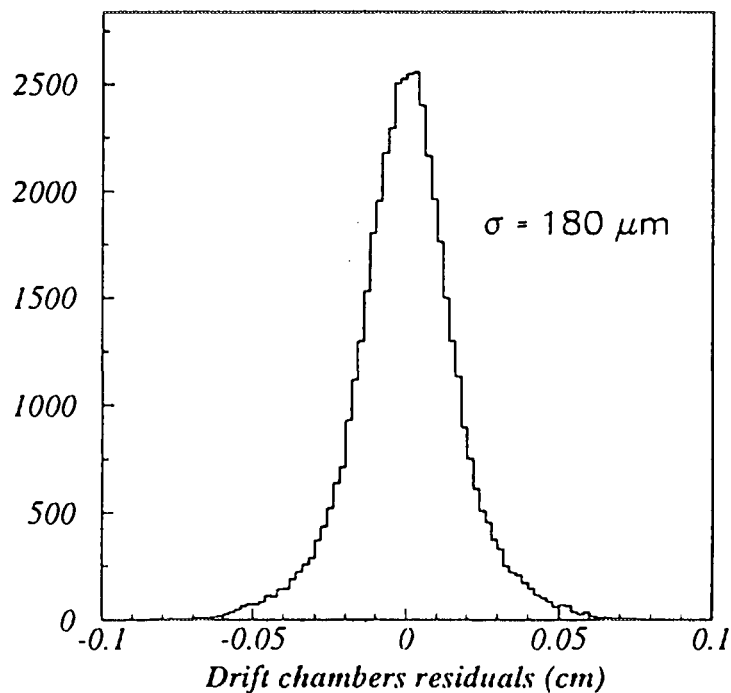


FIG. 4.17 - Résolution des chambres avec des traces à faible angle.

## 4.7. ALIGNEMENT DES CHAMBRES

2. **Résolution selon X**, c'est-à-dire selon la direction du champ  $\vec{B}$  :  $\sigma_X = 2\text{mm}$ .

$\sigma_X$  est plus mauvaise que  $\sigma_Y$  car X est relié aux mesures par :

$$X \sim (U - V) / (2 \sin 5^\circ)$$

avec U et V les positions des coups dans les deux plans inclinés : c'est le facteur  $1/\sin 5^\circ$  qui dégrade la précision en X.

### La résolution à angle.

Nous prenons actuellement des données avec des muons cosmiques pour améliorer la statistique des événements à angle. En effet, pour des angles  $\theta$  élevés, on s'attend à une modification de la relation temps-distance et à une détérioration de la résolution. Les derniers développements concernant la relation temps-distance utilisent un modèle différent de celui de Sauli ([65]). En gros, on considère qu'à l'intérieur d'un cercle de rayon R centré sur le fil de lecture, la dérive des électrons est radiale et avec une vitesse ( $v_1$ ) de 10% inférieure à la vitesse moyenne (car d'après la courbe 4.7, comme on était déjà sur le plateau de dérive, toute augmentation de champ électrique va faire baisser la vitesse). Au delà, ils dérivent normalement. Dans ce schéma et pour une trace inclinée, le premier électron est celui qui dérive parallèlement aux plans de strips (avec la vitesse moyenne  $v_2$ ). Au point de tangence au cercle en question avec une droite parallèle à la trace, l'électron dérivera jusqu'au fil en suivant le rayon du cercle (voir la figure 4.18). La valeur de R qui ajuste le mieux les données est de 4 mm.

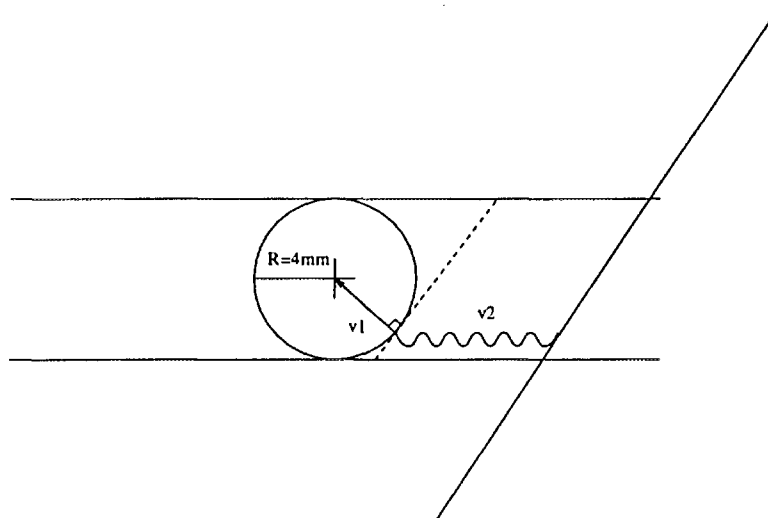


FIG. 4.18 - Modèle de dérive pour des traces inclinées.

Les résultats préliminaires montrent une dégradation de la résolution au fur et à mesure que l'angle augmente. Pour des traces de  $45^\circ$ , elle est de l'ordre de  $600\ \mu\text{m}$ . On peut comprendre aisément ce résultat car dans ce modèle, le premier électron qui déclenche le signal sur le fil d'anode sera celui qui passe près du bord. Les non-linéarités ( voir la figure 4.4 ) du champ électrique se reflétant alors par des non-linéarités dans la dérive, les fluctuations sur la position du premier électron, les défauts d'alignement mécanique des bandes de cathodes... contribuent à un élargissement de la résolution.

### 4.7.3 L'efficacité des fils

Après l'alignement, on-peut calculer en utilisant les muons reconstruits, l'efficacité de chaque fil en faisant le rapport  $\frac{\text{nombre de signaux vus}}{\text{nombre de signaux attendus}}$ .

La figure 4.19 montre le résultat pour un module quelconque. Les inefficacités observées en bordure des plans à  $\pm 5^\circ$  ( pl-1 et pl-3 ) résultent de la présence de la zone morte due à l'angle stéréo.

Globalement, on obtient une efficacité qui est typiquement de 98%, la moitié de cette inefficacité étant due ( voir le sous chapitre 4.6.4 ) à la présence des barrettes. On peut donc dire que nos chambres sont efficaces sur tout l'espace de dérive.



#### 4.7. ALIGNEMENT DES CHAMBRES

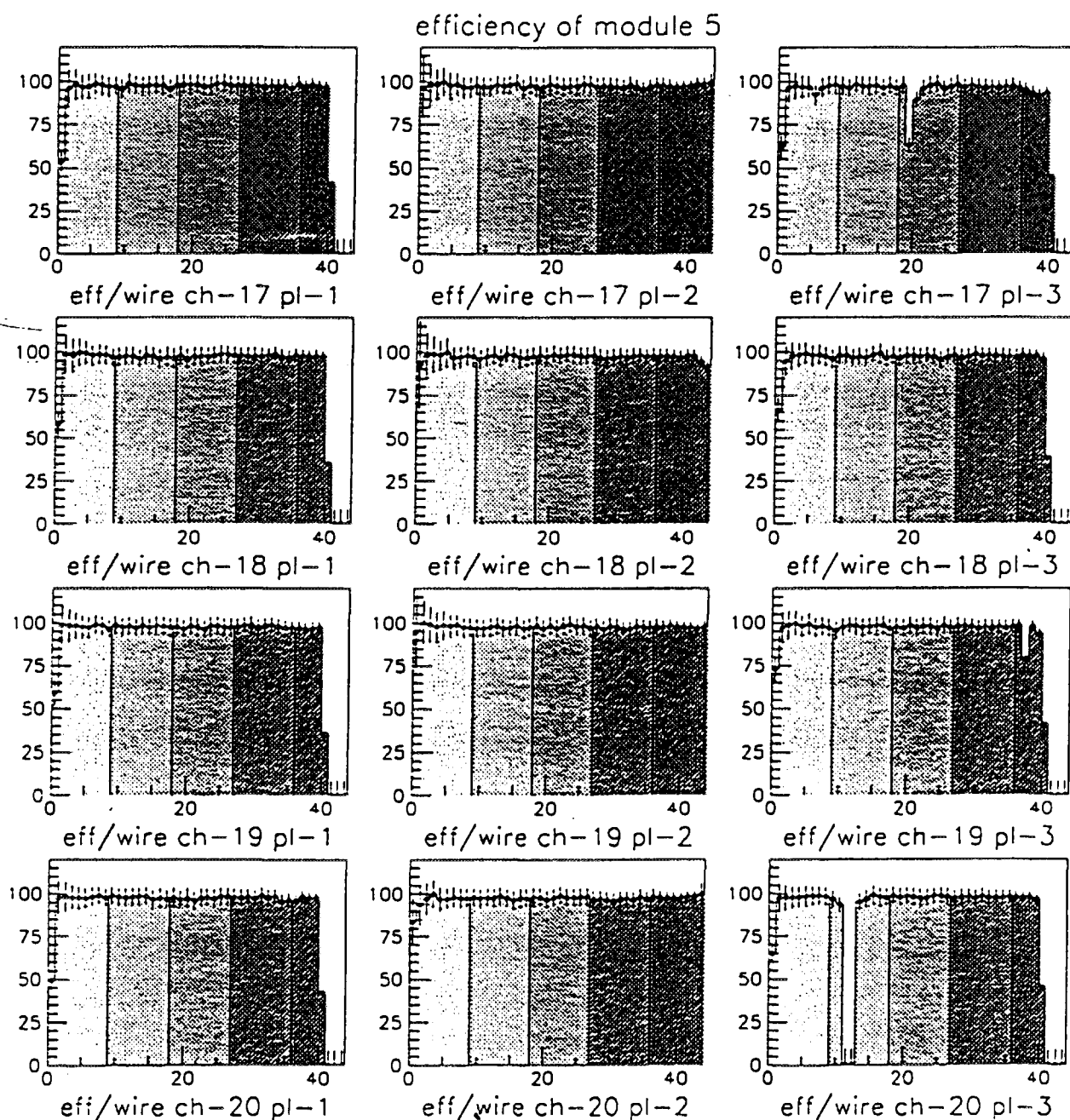


FIG. 4.19 - Efficacité des fils. Les 5 zones correspondent aux 5 bandes de strips. Le trou dans le dernier plot correspond aux fils morts.

## 4.8 Conclusion

Actuellement ( Février 1996 ), nous avons terminé la construction des chambres. Le détecteur est complet depuis Août 1995 et prêt pour une nouvelle période de prise de données qui va démarrer en Avril 1996.

En parallèle, nous tentons d'améliorer la résolution pour les traces à angle. Il nous faut aussi comprendre les rebonds du signal à angle  $\theta$  élevé qui nous donnent de "faux" coups, d'où de "fausses" traces. Or l'ajout d'une trace fantôme à l'événement risque de le faire passer à tort comme un candidat d'oscillation ( voir le chapitre 7 ).

De la résolution spatiale de nos chambres, nous pouvons déduire une résolution en impulsion ( il s'agit d'une mesure indirecte à partir des paramètres de la matrice de variance-covariance de l'ajustement des traces ) :

$$(\sigma_p/p) \approx \frac{a}{\sqrt{L}} \oplus \frac{bp}{\sqrt{L^3}}$$

avec  $p$  ( GeV/c ) : l'impulsion de la particule et  $L$  ( en m ) est la longueur de la trajectoire.

- Le premier terme traduit les effets de la diffusion multiple. En effet, l'erreur commise sur le rayon de courbure d'une particule chargée qui passe dans un milieu de longueur de radiation  $X_0$  est donnée par [67]:

$$\partial \left( \frac{1}{R} \right) \propto \frac{1}{LP} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

ou bien :

$$\frac{\partial P}{P} = \frac{\partial R^{-1}}{R^{-1}} \propto \frac{1}{L} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

- Le deuxième va dépendre directement de la résolution intrinsèque des coups dans la chambre. La dépendance en  $\sqrt{L^3}$  est le produit de deux termes : un terme en  $L^2$  qui est proportionnel à la flèche de la trajectoire, convolué avec un terme en  $N \times \sqrt{L}$ , où  $N$  est le nombre de points mesurés, qui donne la précision de la mesure.

La résolution expérimentale obtenue après l'alignement ( 200  $\mu\text{m}$  impliquant  $b = 8.10^{-3}$  ) est conforme à ce qui a été utilisée dans la proposition de NOMAD et est illustrée sur la figure 4.20 (  $a \sim 0.05$  ). On a vérifié que la dégradation de la résolution pour des traces à angle n'affectait pas le nombre d'événements de bruit de fond dans la recherche d'oscillation [68].

## 4.8. CONCLUSION

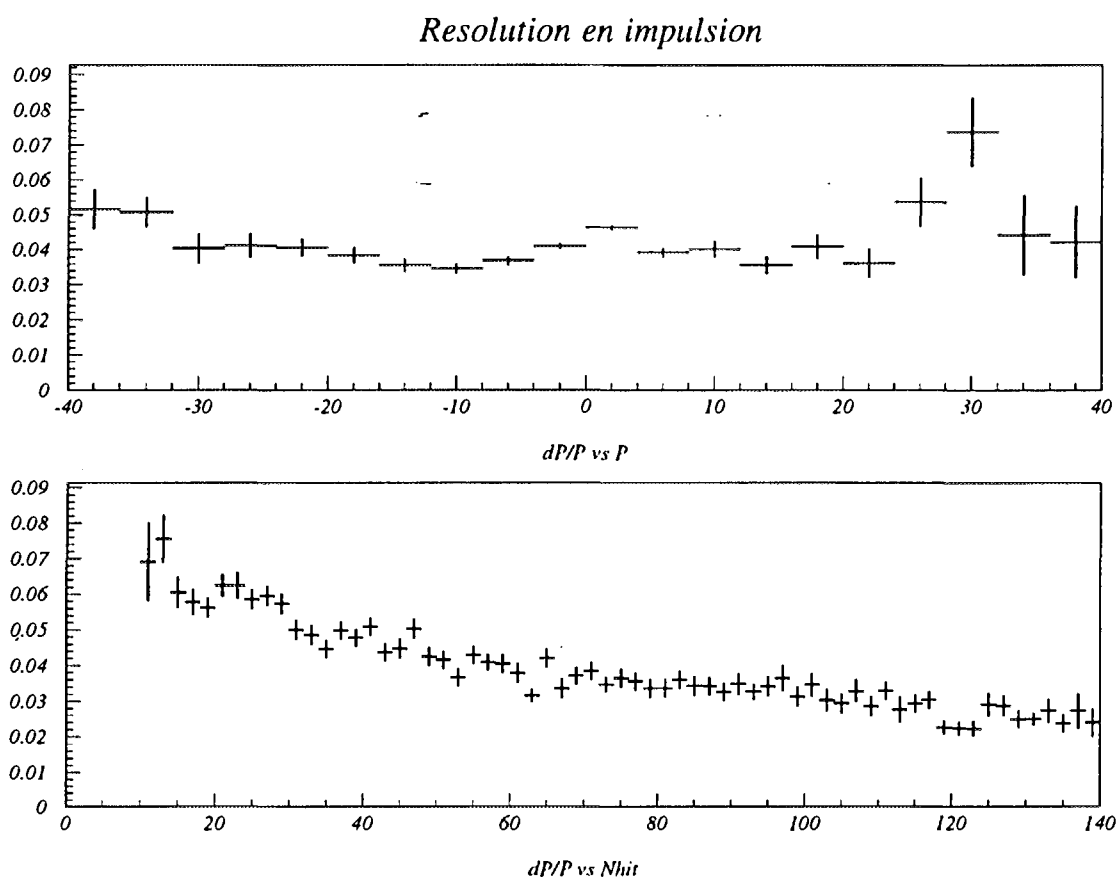


FIG. 4.20 -  $\sigma_p / p$  en fonction de l'impulsion et du nombre de coups sur la trace  
( données de Juillet-Août 1995 )

---

## Chapitre 5

# IDENTIFICATION DES MUONS

Dans ce chapitre, nous allons aborder le premier élément de notre analyse qui est l'identification des muons.

À l'époque où j'ai commencé cette analyse, le programme officiel n'était pas très bien adapté à l'expérience NOMAD. Il m'a paru plus simple de réécrire un programme de reconstruction et d'identification qui répond mieux à mes besoins et aux analyses dans NOMAD.

De plus, pour vérifier l'efficacité de mon programme, j'ai été amenée à élaborer une interface graphique.

Le plan de ce chapitre s'organise comme suit :

Nous commencerons par un rappel de la géométrie du détecteur à muons, afin de faciliter la discussion.

Nous décrirons ensuite les deux étapes du programme d'identification des muons. La première consiste à reconstruire des segments de traces à partir des informations "brutes" dans le détecteur à muons. Cette étape comporte en autres la calibration des données et la mise au point d'une méthode de reconnaissance et d'ajustement de traces. Finalement, l'association des informations venant des chambres à dérive et du détecteur à muons va nous permettre de décider s'il s'agit ou non d'un muon.

À ce niveau, nous aurons à choisir entre deux stratégies d'identification possibles. En effet, en fonction du type d'analyse, on sera amené à avoir deux points de vue opposés sur ce problème d'identification. Pour des études de charm ( qui est le sujet de cette thèse ), il est important d'être sûr que la particule identifiée comme un muon a une probabilité proche de 1 d'être un muon, car on ne veut pas être trop contaminé par les bruits de fond. Par contre, pour les études d'oscillation, certains canaux ( $\tau \rightarrow \pi$  ou  $\tau \rightarrow 3\pi$ ) se caractérisent par la présence d'un système hadronique sans lepton chargé associé. Il faut alors rejeter tout événement ayant une particule dont la proba-

| MODULE | X( cm ) | Y( cm ) | Z( cm ) |
|--------|---------|---------|---------|
| 0      | -172.5  | -135.0  | 963.2   |
| 1      | 172.5   | -135.0  | 1001.2  |
| 2      | -172.5  | 0.0     | 1200.2  |
| 3      | 172.5   | 0.0     | 1238.2  |
| 4      | 0.0     | 363.0   | 982.2   |

TAB. 5.1 - *Coordonnées de l'origine des cinq modules*

bilité d'être un muon est non nulle. Autrement dit, on se servira du détecteur à muons comme d'un veto ( voir le sous-chapitre 5.5 ).

Nous terminerons ce chapitre par quelques chiffres sur la performance du programme d'identification ainsi qu'un résumé de ses principales caractéristiques.

## 5.1 Géométrie du détecteur à muons

Le détecteur à muons est composé de deux stations séparées par un mur de Fer de 80 cm d'épaisseur ( voir la figure 5.4 ). La station qui est placée devant le mur de Fer ( station Une ) est composée de 3 modules, ( numérotés 0,1 et 4 ) celle se trouvant derrière ( station Deux ) est composée de 2 modules ( numérotés 2 et 3 ). Le tableau 5.1 donne les coordonnées du centre des 5 modules dans le repère de NOMAD.

Un module est un assemblage de deux chambres distantes de 76 cm.

Chacune des chambres a une surface utile de  $3.75 \text{ m} \times 5.55 \text{ m}$ , et est formée de deux plans de mesure en X et deux plans de mesure en Y.

## 5.2 Le programme de reconstruction dans le détecteur à muons

Nous décrirons dans ce sous-chapitre notre choix de l'algorithme de reconstruction de traces qui servira de point de départ à notre programme d'identification de muons. Sauf mention contraire, notre convention quant au choix des unités dans toute la suite sera :

1. Longueur : en cm

## 5.2. LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION DANS LE DÉTECTEUR À MUONS

---

2. Énergie : en GeV

3. Temps : en ns

### 5.2.1 Calibration des données

Les informations brutes dont nous disposons pour chaque événement dans les chambres à muons sont :

- Le temps TDC ( Time to Digital Converter :  $t_{TDC}$  ) : il est relatif à un stop commun fabriqué à partir du signal de déclenchement retardé d'environ  $4 \mu s$
- La localisation "électronique" du coup enregistré donnée par le numéro de module et de canal TDC

Pour être utilisable par le programme de reconstruction, ces informations doivent être décodées et converties correctement en un temps de dérive et une coordonnée géométrique (  $u$  ,  $z$  ). Sauf mention contraire, nous désignerons désormais  $u$  comme la coordonnée générique de  $x$  ou  $y$  :

#### 1. Obtention du temps de dérive à partir du temps lu sur les TDC :

$$t_D = T_0 + TOF - t_{TDC}$$

- $T_0$  est "l'origine" du temps de l'événement, fourni par le déclencheur.
- TOF ( Time Of Flight ) : c'est le temps qui s'écoule entre le moment où le détecteur enregistre le passage de la particule et celui où elle traverse le scintillateur de déclenchement, corrigé de l'atténuation dans le scintillateur. La correction due au TOF est de l'ordre de quelques dizaines de ns.

Pour les données réelles, les constantes de calibration peuvent varier d'une période de "run" à une autre et leur détermination a fait l'objet d'études systématiques menées avec soin par le groupe de MUONS.

La figure 5.1 montre la distribution en temps des coups dans le détecteur à muons, pour les données réelles et simulées. Les cellules de dérive font 7.5 cm de demi-taille, ce qui correspond à un temps maximal de dérive de l'ordre de  $7.5/v_D \sim 1440$  ns.

- #### 2. Conversion du temps de dérive en distance de dérive :
- la relation temps-distance ( voir figure 5.2 ) est rendue complexe par l'existence du collimateur entourant le fil ( voir figure 5.3 ). Selon qu'une trace passe à l'intérieur ou à l'extérieur du collimateur, nous aurons les relations suivantes, de type Sauli [69] :

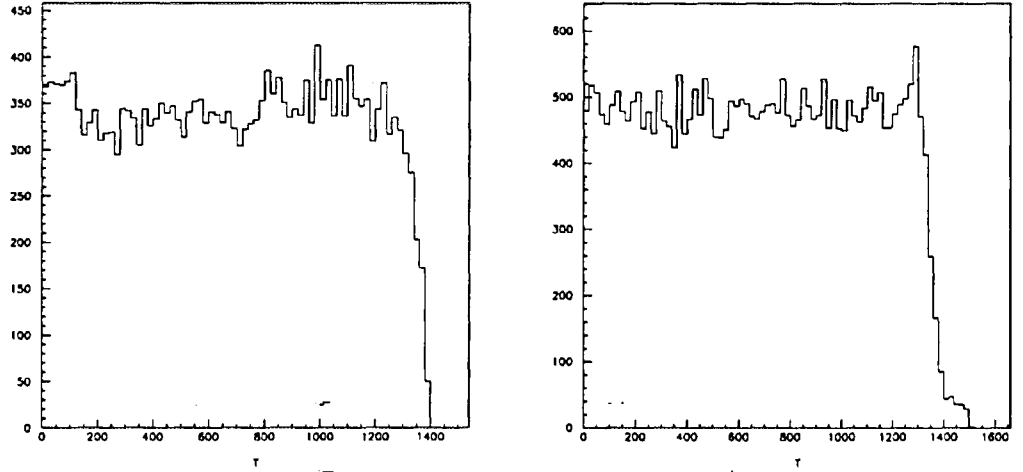


FIG. 5.1 - Spectre du temps de dérive dans les chambres à muons ( a ) Données réelles ( b ) Données simulées

- à l'intérieur du collimateur, les électrons dérivent radialement :

$$d = \frac{v_D}{\cos\theta} t_D \quad \text{pour} \quad 0 \leq t_D \leq \frac{R}{v_D}$$

- à l'extérieur du collimateur, la dérive est d'abord parallèle à l'axe z, puis radiale jusqu'au fil de lecture :

$$d = v_D t_D + R \left( \frac{1}{\cos\theta} - 1 \right) \quad \text{pour} \quad t_D \geq \frac{R}{v_D} \quad (5.1)$$

- $v_D$  : vitesse de dérive  $\simeq 0.0052 \text{ cm ns}^{-1}$
- $\theta$  : l'angle de la trace par rapport à la normale à la cellule de dérive
- $R$  : le rayon "effectif" du collimateur ( il ne s'agit que d'une correction en moyenne ) est de 6 mm, valable pour des angles plus petits que  $60^\circ$

### 3. Conversion du numéro de canal et de module de TDC en un numéro de fil, plan et module touchés. Les coordonnées dans le référentiel de NOMAD s'en déduisent.

Notre programme extrait les constantes de calibration et les paramètres géométriques via l'appel à la base de données de NOMAD au début de chaque "run".

À ce stade, comme il est impossible de lever l'ambiguïté gauche-droite, nous avons décidé de dédoubler la liste des coups. La décision sur le "bon/mauvais" signe

## 5.2. LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION DANS LE DÉTECTEUR À MUONS

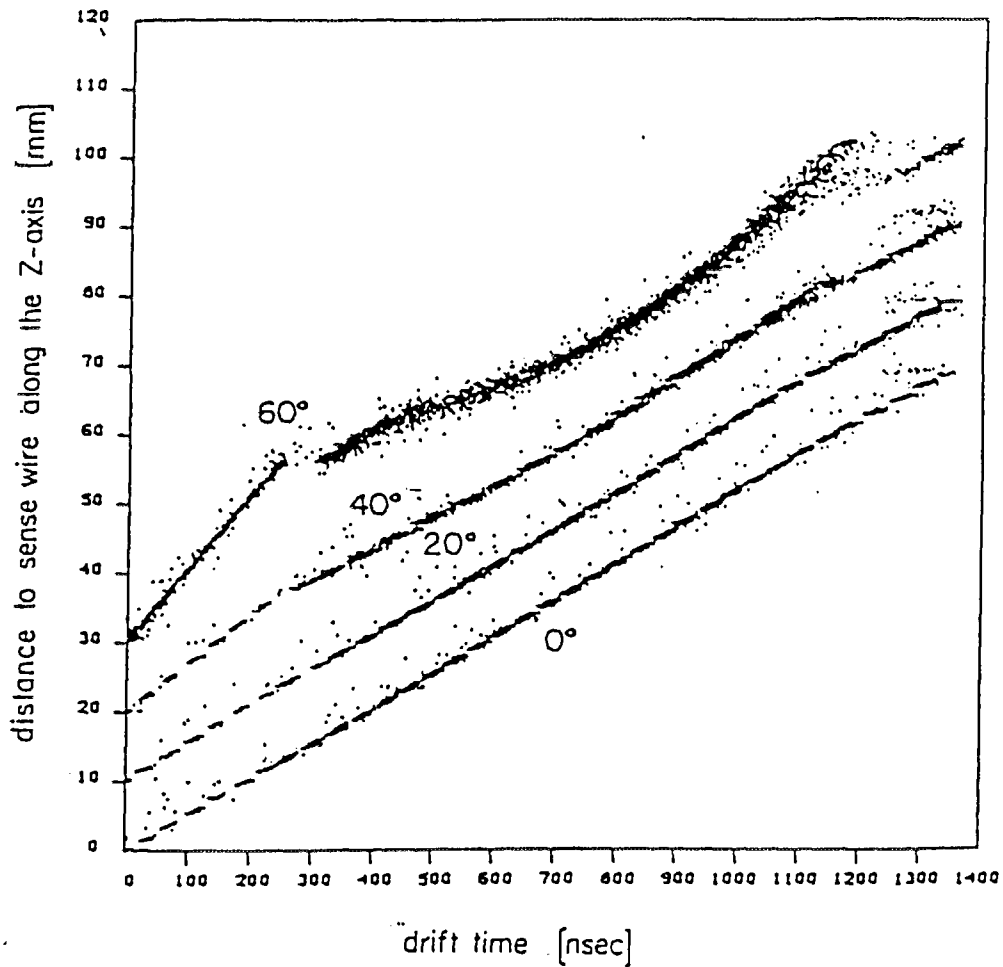


FIG. 5.2 - Distance de dérive versus temps de dérive pour différents angles. Pour plus de clarté, les courbes sont décalées successivement de 10 cm. Ces mesures sont effectuées dans un faisceau test [69]

interviendra pendant la phase de reconstruction et/ou d'association de traces entre les chambres à dérive et le détecteur à muons pour des cas difficiles, par exemple, particules qui passent trop près du fil, événement à haute densité de coups ( bruit, delta-rays induits par des muons, gerbe hadronique débouchant derrière le mur de fer séparant les deux stations ou à la sortie de la bobine ). Finalement, la structure des données "calibrées" se présente sous forme de liste chaînée dont chaque élément représente une mesure "espace-temps".



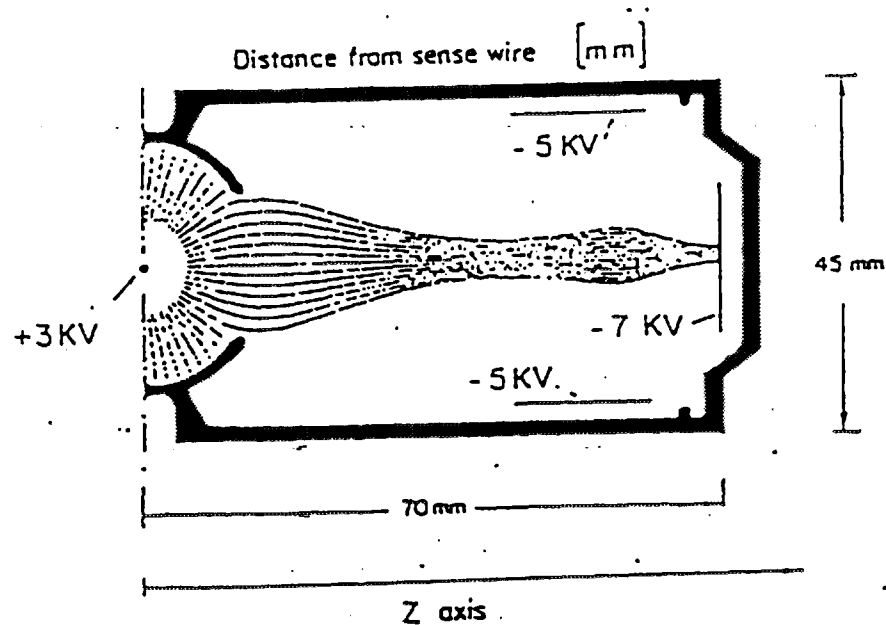


FIG. 5.3 - Les lignes de champs dans une demi-cellule de dérive [69]. Les électrons dérivent presque linéairement grâce aux trois électrodes supplémentaires. Le collimateur de 26 mm de diamètre est l'électrode circulaire centrale qu'on a mise électriquement à la masse. Il a comme fonction d'empêcher l'arrivée des électrons produits tardivement et qui risquent d'allonger d'une manière considérable l'impulsion électrique induite sur le fil de lecture.

### 5.2.2 Algorithme de reconstruction de TUPs ( Track mUon Projection )

Comme les plans de tubes sont orthogonaux entre eux, une trace de muon donnera des mesures dans deux projections indépendantes, il est donc plus simple de commencer par construire des segments de trace "projetée" ( qu'on appelle TUP dans le jargon de NOMAD ). Compte tenu de l'agencement des modules au sein du détecteur de muons, nous cherchons les TUPS dans trois configurations standard :

1. TUP dont les hits appartiennent aux modules 0 et 1 ( première station )
2. TUP dont les hits appartiennent aux modules 2 et 3 ( deuxième station )
3. TUP dont les hits appartiennent au module 4 ( première station )

La possibilité d'avoir des TUPS dans la zone commune des modules 0 et 1 ( resp. 2 et 3 ) est un des avantages de notre programme ( MMUO ) par rapport au programme initialement utilisé dans NOMAD, qui ne construit des TUP que module par

## 5.2. LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION DANS LE DÉTECTEUR À MUONS

module. La raison en est que ce dernier a été écrit par la collaboration UA1 pour laquelle les modules étaient disposés autour de l'axe du faisceau  $p\bar{p}$ , donc sans zones communes possibles. D'après les données simulées, les traces qui passent dans la zone commune présentent  $\sim 10\%$  de la totalité.

C'est un chiffre qui est peut-être modeste, mais important pour la pureté de l'identification des muons. En effet, si on avait dédoublé le TUP, comme le faisceau est en moyenne centré sur la zone où les modules se superposent, on risquerait de fabriquer de faux muons à partir de ces 2 TUPs qui appartiennent à la même particule mais qui sont, en apparence indépendants ( car ils ne partagent pas les même coups ).

### Reconnaissance de traces et ajustement incrémental

Le problème de reconnaissance de traces dans les chambres à muons est à la fois simple et délicat. Il est simple car comme ces chambres se trouvent en dehors du volume magnétique, la trajectoire des particules est tout simplement une droite dont la projection sur chaque coordonnée  $u$  peut être paramétrisée dans le référentiel de NOMAD par  $u = az + b$ . C'est une équation à deux degrés de liberté, nous aurons donc besoin d'au moins trois coups pour la contraindre. Cette contrainte induit une perte de  $\simeq 5.1\%$  des TUPs qui ont moins de trois coups à cause des zones insensibles ( parois entre deux tubes de dérive ) et de l'inefficacité du volume sensible (  $\simeq 1\%$  ). D'autre part, dans  $\simeq 80\%$  des cas, le muon traverse au plus quatre plans dans chaque projection. Nous n'avons ainsi qu'un seul coup supplémentaire pour confirmer sa trajectoire. D'où la difficulté d'avoir une bonne efficacité de reconstruction de la "bonne" trace tout en minimisant le nombre de traces "fantômes".

#### Amorce de trace

Une amorce de trace est constituée de trois coups  $(u_i, z_i)$  alignés dans trois différents plans de mesure. La qualité d'alignement est déterminée par le  $\chi^2$  de l'ajustement de droite :

$$\chi^2 = \frac{(u_1(z_2 - z_3) + u_2(z_3 - z_1) + u_3(z_1 - z_2))^2}{2 \times (z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 - z_1z_2 - z_2z_3 - z_3z_1)}$$

Ces trois coups seront considérés comme alignés si :  $\chi^2 < (10\sigma_{\text{hit}})^2$ , où  $\sigma_{\text{hit}}$  est la résolution de la chambre. Cette résolution est de  $400\ \mu\text{m}$  pour les données simulées ( résolution obtenue par la collaboration UA1 ) et  $1.4\ \text{mm}$  pour les données réelles comme nous montre la figure 5.6.

Pour expliquer cette différence entre les données réelles et les données simulées, nous pouvons faire le raisonnement suivant. Supposons que les contributions à la dégradation de la résolution se somment quadratiquement ( hypothèse correcte si les

erreurs sont gaussiennes et indépendantes ), il faut avoir une erreur supplémentaire de  $\sqrt{1400^2 - 400^2} \sim 1340 \mu\text{m}$ . Une des sources d'erreur possibles peut provenir du fait que nous ne pouvons pas corriger le temps de propagation du signal dans le fil car les deux coordonnées de mesure sont disconnectées. La vitesse de propagation est de 15 cm/ns, l'erreur maximale sur le temps sera de  $360 / (2 \times 15) = 12$  ns pour les fils courts (  $L = 360$  cm ), et de 17 ns pour les fils longs (  $L = 517.5$  cm ). Il faut diviser la longueur par deux car la lecture des fils sensibles se fait des deux côtés des chambres. Traduite en distance de dérive, l'erreur commise sur la détermination de la position peut varier jusqu'à  $900 \mu\text{m}$ . La contribution de cette erreur est de  $900 \times 2 / \sqrt{12} = 520 \mu\text{m}$ . S'ajoutant à ceci, il peut y avoir des problèmes d'alignement ou de fluctuation de vitesse de dérive qui peuvent expliquer les  $1340 \mu\text{m}$  observés.

### Collection de coups autour de l'amorce $u = az + b$

Une fois l'amorce obtenue, on cherche des coups dans une route de largeur de trois sigma autour de la trajectoire et on ne gardera que celui qui est le plus proche. L'expression de sigma tient compte de la précision intrinsèque du détecteur et de celle de la trajectoire :

$$\sigma^2 = \sqrt{\sigma_{\text{hit}}^2 + \sigma_{\text{route}}^2}$$

où l'erreur sur la détermination de la route est donnée par l'expression suivante :

$$\sigma_{\text{route}}^2 = \text{Var}(a) \times z^2 + \text{Var}(b) + 2 \times \text{Covar}(a,b) \times z$$

Cette coupure à trois sigma a un sens, car si on ne considère que les TUPs à 4 coups ( qui sont majoritaires, ils représentent 64% des TUPs que potentiellement on peut reconstruire ), dans seulement moins de 1% des cas, nous ne pouvons pas accrocher le quatrième coup.

En ce qui concerne l'estimateur des paramètres de la trajectoire, nous avons choisi le filtre de Kalman ( qui est aussi utilisé pour la reconstruction dans les chambres à dérive ), et ce malgré toutes les difficultés de son implémentation, car nous aurons besoin d'un estimateur incrémental pour le muon VETO ( voir la partie 5.5 ). En effet, le filtre de Kalman permet une procédure de recherche de trace itérative, autrement dit, la trajectoire est modifiée par les équations incrémentales de Kalman chaque fois qu'on accepte une nouvelle mesure. Dans le prochain sous-chapitre, nous allons passer rapidement en revue ses aspects principaux. Une explication plus complète peut se trouver dans la référence [71].

## 5.2. LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION DANS LE DÉTECTEUR À MUONS

---

### Filtre de Kalman

Le filtre de Kalman est un algorithme utilisé à l'origine pour analyser le comportement des systèmes dynamiques ( ceux qui évoluent sous des contraintes extérieures stochastiques comme par exemple la trajectoire des fusées ou missiles balistiques ), discrétisés en temps (  $t_k$  ). Ils sont régis par deux équations :

- Équation d'évolution :

$$\begin{aligned} x_k &= \underbrace{f_{k-1}(x_{k-1})}_{\text{évolution déterministe}} + \underbrace{w_{k-1}}_{\text{bruit stochastique inhérent au processus}} \quad (5.2) \\ &= F_{k-1} x_{k-1,t} + w_{k-1} \end{aligned}$$

- Équation de mesure :

$$\begin{aligned} m_k &= \underbrace{h_k(x_k)}_{\text{mesure déterministe}} + \underbrace{\varepsilon_k}_{\text{bruit stochastique de mesure}} \quad (5.3) \\ &= H_k x_{k,t} + \varepsilon_k \end{aligned}$$

où F et H sont l'approximation linéaire de f et h.

Pour le lancement d'un missile, le bruit de l'équation 5.2 est par exemple la turbulence et le bruit de l'équation 5.3 l'incertitude de mesure. La partie déterministe de l'équation 5.2 contient les équations de mouvement sous l'action des lois physiques naturelles convoluées avec un terme de contrôle imposé par le système de guidage. On suppose que ces bruits sont décorrelés, leur valeur moyenne est nulle et leur matrice de covariance est connue et "finie".

Pour le cas de l'ajustement de traces, le bruit de l'équation 5.2 englobe les effets induits par des processus physiques comme la diffusion multiple, la perte d'énergie ... et celui de l'équation 5.3 représente les erreurs de mesure. Et l'équation d'évolution sera le modèle de la trace ( hélice, droite ... ).

La détermination du vecteur d'état  $u_k$  à partir des mesures  $m_i$  ( i allant de 1 à j ) s'effectue en trois opérations :

- Prédiction (  $j < k$  ) de  $x_k$  se basant sur toutes les informations accumulées dans les  $m_j$
- Filtrage (  $j = k$  ) : analyse du système à l'instant présent
- Smoothing (  $j > k$  ) : réévaluation des paramètres en utilisant de nouvelles informations

Si on l'applique au problème de l'ajustement des paramètres de la trajectoire des particules, il a été prouvé que le filtre de Kalman est une méthode optimale [70]. Quand on compare la performance de différentes méthodes, les méthodes classiques ( Global Minimum Least Square avec inversion de matrice complète ou par bande ) optimisées et le filtre de Kalman demandent à peu près le même temps de calcul. Mais le filtre de Kalman sera plus rapide si on ignore le smoothing. Il offre en plus l'avantage de procéder à la reconnaissance de traces et au filtrage simultanément. Son inconvénient majeur reste la problématique de l'initialisation des matrices de covariance car un mauvais choix peut provoquer une divergence dans la procédure d'ajustement.

Dans le cas précis de la reconstruction dans le détecteur à muons, le vecteur de paramètres  $x_k$  sera ( a, b ). Sa matrice de covariance  $C$  est initialisée à

$$\begin{aligned} C[i][j] &= 0 \quad \text{si } i \neq j \\ &= 10^8 \quad \text{si } i = j, (i, j) \in 1, 2 \end{aligned}$$

La formulation mathématique générale est donnée dans la référence [70]. Nous nous limitons ici à exposer son implémentation numérique.

Chaque fois que nous pouvons ajouter une nouvelle mesure  $k$  à la trace, nous recalculons :

– La matrice de covariance :

$$C_{ij,k} = C_{ij,k-1} - \frac{C_{i\alpha,k-1} H_{\alpha,k-1} C_{j\beta,k-1} H_{\beta,k-1}}{H_{k-1}^T C_{k-1} H_{k-1} + \sigma^2}$$

– Le vecteur de paramètre :

$$x_{i,k} = x_{i,k-1} + \frac{C_{i\alpha,k-1} H_{\alpha,k-1} * (m_k - x_{k-1} * H_{k-1})}{H_{k-1}^T C_{k-1} H_{k-1} + \sigma^2}$$

– Le  $\chi^2$  du fit :

$$\chi_k^2 = \chi_{k-1}^2 + \frac{(m_k - x_{k-1} * H_{k-1})^2}{H_{k-1}^T C_{k-1} H_{k-1} + \sigma^2}$$

avec :

–  $i, j, \alpha, \beta \in 0, 1$

–  $m_k$  est l'équation de mesure ( équation 5.3 ) :

$m_k$  = coordonnée du fil touché + distance de dérive ( signée ).

## 5.2. LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION DANS LE DÉTECTEUR À MUONS

---

On linéarise  $m_k$  pour obtenir  $H_k$  :

$$\begin{aligned} H_k = H &= \frac{\partial m_k}{\partial u_k} = \frac{\partial a z_k + b}{\partial u_k} \\ &= \begin{pmatrix} z - z_0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

où  $z_0$  est la coordonnée du plan de référence du fit. Il est choisi comme étant le milieu du mur de fer séparant les deux stations.

L'ajustement des paramètres de la trace obtenue de manière incrémentale permet d'avoir une estimation de l'angle de la trace à chaque plan de mesure. Ainsi, nous avons pu utiliser immédiatement la relation temps-distance avec la correction angulaire 5.1 au lieu d'attendre l'inversion de la matrice de minimisation du  $\chi^2$  final comme dans les méthodes classiques d'ajustement de traces par inversion de la matrice de  $\chi^2$  globale.

Les segments de traces reconstruits sont ensuite classés selon le nombre de coups décroissants. Parmi ceux ayant le même nombre de coups, le classement se fait par le  $\chi^2$  croissant. On passe alors à l'étape finale de la reconstruction :

### Nettoyage de la liste des TUPs et étiquetage des ambiguïtés

Cette étape comporte deux phases :

1. Détermination des "bons" TUPs : nous commençons par détruire tous les TUPs qui sont identiques ( c'est-à-dire qui ont la même longueur et qui partagent exactement les mêmes coups ), et ceux qui empruntent plus de deux coups à un autre TUP plus long. Finalement, une coupure sur la pente maximale est appliquée.
2. Gestion des TUPs ambigus : nous considérons que deux TUPs sont ambigus s'ils ont au moins deux coups en commun. Compte tenu de la faiblesse des contraintes ( peu de coups, pas de correction pour la propagation dans les fils, problème d'alignement... ), nous acceptons qu'un TUP puisse être ambigu avec jusqu'à dix autres, au-delà, il sera détruit. On remarquera que c'est une relation symétrique mais pas transitive, ce qui rend le traitement un peu plus délicat. Nous leverons cette ambiguïté plus tard en demandant une association avec les traces des chambres à dérive.

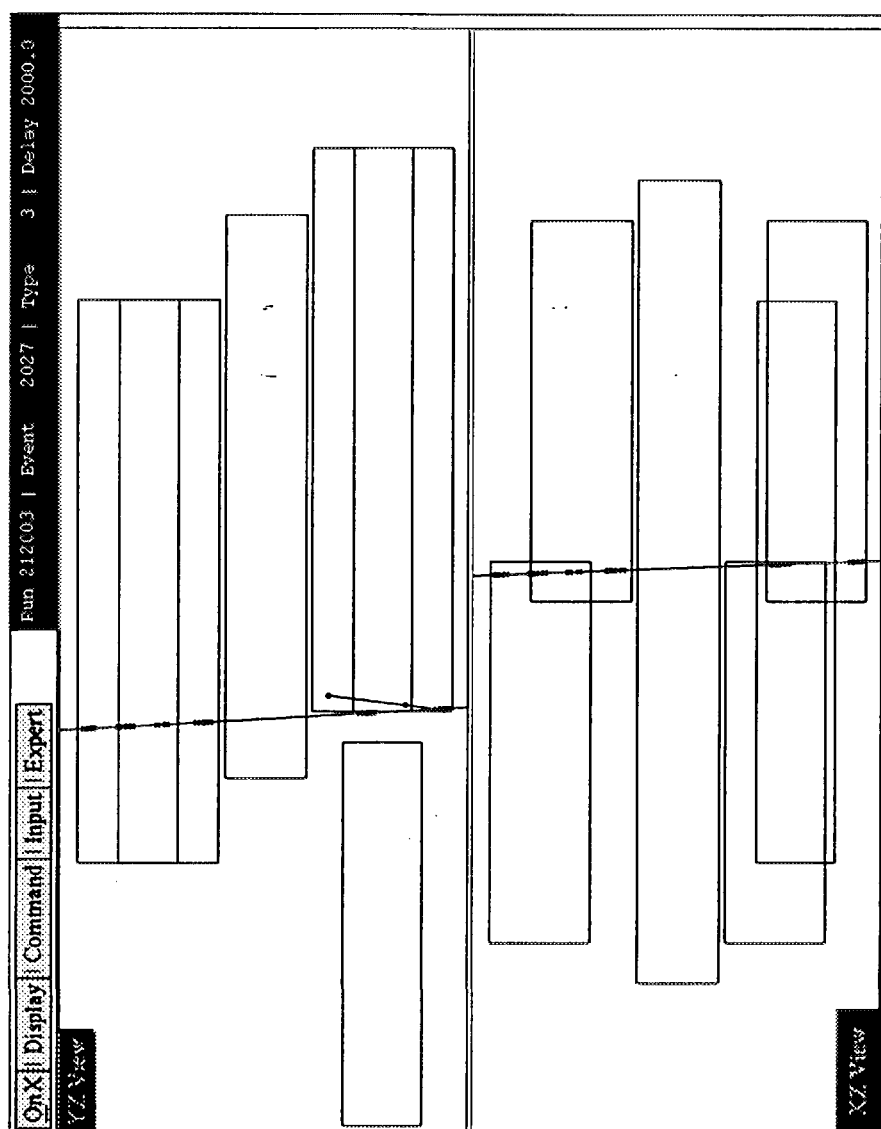


FIG. 5.4 - *L'interface graphique pour la reconstruction dans les chambres à muons. YZ est la vue de côté et XZ celle de dessus.*

## 5.2. LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION DANS LE DÉTECTEUR À MUONS

---

### 5.2.3 Interface graphique

Nous avons également développé une interface graphique basée sur le programme OnX [72]. Ses fonctions principales sont :

1. Dessiner le résultat de la reconstruction ( les traces projetées, les coups qui leur sont attribués et ceux qui ne sont pas utilisés ).
2. Donner des informations ( paramètres de la trace, nombre de coups, type de particule qui a générée cette trace ... ) sur la reconstruction.
3. Dessiner les vraies traces et coups qui leur sont associés dans le cas des événements Monte-Carlo.

Cette interface nous aide à avoir rapidement une appréciation globale sur la qualité de la reconstruction sans avoir besoin pour autant de rentrer dans les détails, en comparant tout simplement l'événement reconstruit avec celui simulé. La présentation de cette interface est montrée sur la figure ( 5.4 ) où on voit les segments de traces reconstruits, dessinés dans les deux vues YZ et XZ, superposés avec l'événement simulé ( la longue trace ). Le programme a reconstruit aussi une trace à partir des coups laissés par le rayon delta qu'a émis le muon. On note que l'ancien programme de reconstruction va construire le segment de trace en question en deux morceaux ( chacun dans un module ) car la trace passe dans la zone commune entre deux modules, ce qui risque de gêner voire fausser l'identification.

### 5.2.4 Résultats de la reconstruction dans le détecteur à muons

#### La précision de l'ajustement de trace

Nous avons histogrammé le résidu de la trace (  $u_{hit\ i} - u_{trace}$  ),  $i$  allant de un au nombre de coups, sur la figure 5.6, à la fois pour les données réelles et simulées. En toute rigueur, il aurait fallu calculer le résidu par rapport à la trace dont les paramètres ont été recalculés sans la contribution de  $i$ . Vu le faible nombre de coups dont nous disposons, nous avons préféré ne pas extraire le point et corriger directement la résolution sachant que pour un système de quatre points disposés dans une configuration spéciale montrée sur la figure 5.5, il existe une relation entre le  $\sigma_{résidu}$  et le  $\sigma_{hit}$  :

$$\sigma_{hit} = \sqrt{2}\sigma_{résidu}$$

Pour les données simulées, l'ajustement gaussien donne  $\sigma_{résidu} \sim 310 \mu m$ . Nous en déduisons que  $\sigma_{hit} \simeq 400 \mu m$ . Nous retrouvons bien la précision utilisée



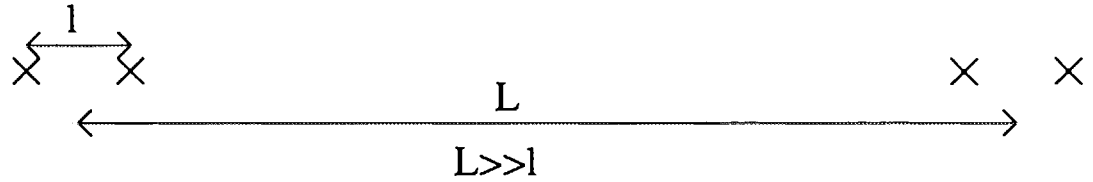


FIG. 5.5 - Disposition des coups dans le détecteur à muons.

par le programme de simulation, ce qui prouve que l'erreur donnée par notre programme de reconstruction reflète bien celle dont les données sont entachées. Pour les données réelles, nous trouvons un  $\sigma_{\text{hit}} \simeq 1.4$  mm, et ce pour des raisons que nous avons exposées précédemment. Selon toute évidence, la simulation dans le détecteur à muons est trop optimiste ( pas de simulation de la propagation le long des fils ... ).

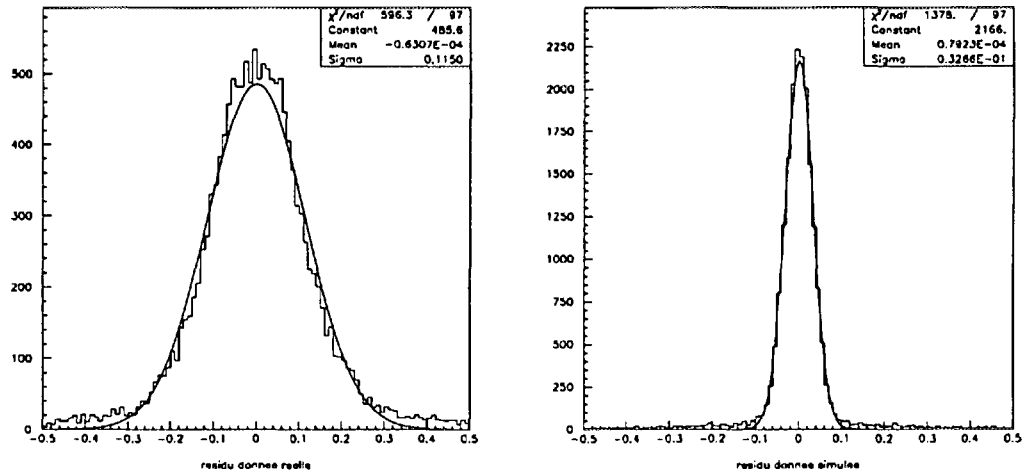


FIG. 5.6 - Residu du hit par rapport à la trace reconstruite. Les données sont à gauche et les données simulées sont à droite

### L'efficacité de la reconstruction

Si nous définissons cette efficacité comme :

$$\epsilon = \frac{\text{nombre de TUPs-MC qui sont reconstruits}}{\text{nombre de TUPs-MC qui ont plus de trois coups}}$$

### 5.3. LE PROGRAMME D'IDENTIFICATION DES MUONS

---

Avec un échantillon de 2000 événements  $\nu_\mu$  CC reconstruits avec MMUO, nous obtenons  $\epsilon \simeq 99.5\%$ . C'est une excellente efficacité mais elle est probablement sujette à caution car nos coupures sont relativement larges (  $10\sigma$  pour le critère d'alignement ) et le taux d'ambiguïté est assez élevé.

## 5.3 Le programme d'identification des muons

Nous avons développé deux stratégies d'identification de muons, en fonction des exigences de différents types d'analyse :

1. Identification des muons à partir des segments de traces dans le détecteur à muon. Le point faible de cette stratégie est qu'elle est tributaire du nombre de TUPs qu'on arrive à reconstruire. En contre partie, elle permet d'avoir une bonne pureté en muons, tout en gardant une bonne efficacité. Sa description fera l'objet du sous-chapitre 5.4.
2. On peut aussi signer le muon en comptant le nombre de coups qu'il a laissé dans les chambres à muons le long de sa trace extrapolée. Cette approche permet de s'affranchir des problèmes d'inefficacité ou de zone morte, mais la contamination risque d'être plus importante. Elle a une importance vitale pour les deux canaux de désintégration hadronique, où il faut à tout prix être certain de n'avoir sélectionné que des événements candidats exempts de toutes traces de leptons chargés. Nous détaillerons le développement de cette stratégie dans le sous-chapitre 5.5.

## 5.4 Identification des muons : association entre traces DC et TUPS

Les muons sont identifiés en combinant les informations venant de deux sous-détecteurs : DC et MUO. Notre algorithme d'identification de muons procède en trois étapes.

### 5.4.1 Sélection des Candidats Muons

Nous extrapolons toutes les traces reconstruites dans les chambres à dérive vers les deux stations des chambres à muons. Dans chaque vue (  $x, y$  ) croisée, nous pouvons calculer pour chaque TUP<sub>*i*</sub> qui y est présent, les quantités suivantes :

- la différence de distance ( à un  $z$  donné ) :  $du = u_{\text{trace extrapolée}} - u_{\text{TUP}_i}$
- la différence de pente :  $dsu = du/dz_{\text{trace extrapolée}} - du/dz_{\text{TUP}_i}$

- le  $\chi^2$  de cette association :

$$\chi_{\text{association}}^2 = \begin{pmatrix} du \\ dsu \end{pmatrix}^T ((C_e + C_t)^{-1}) \begin{pmatrix} du \\ dsu \end{pmatrix}$$

avec  $C_e, C_t$  qui sont respectivement la matrice de variance-covariance de l'extrapolateur et du TUP.

- La probabilité  $\chi^2$

En fonction de l'impulsion de la trace DC, nous lui associons le TUP qui a :

- $|dsu| < 0.4, |du| < 40$  cm si l'impulsion de la trace DC est inférieure à 4 GeV ( pour la première station ) et 6 GeV ( pour la deuxième station ). S'il y a plusieurs TUPs possibles, c'est celui le plus proche qui sera retenu.
- Pour des traces énergétiques, on gardera le TUP qui a le meilleur  $\chi^2$  d'association.

Nous sommes obligés de prendre un critère dépendant de l'impulsion car l'erreur donnée par l'extrapolateur devient trop grande pour des traces de faible énergie. En effet, le  $\chi^2$  obtenu sera excellent ( car la matrice de poids est "petite" ), et ce même pour une différence en pente et en distance considérable : on est dans le cas où l'extrapolateur ne peut rien prédire de correct.

Nous rejetons au chapitre d'analyse ( chapitre 6 ) l'étude de la contamination induite par des traces de faible énergie.

La détermination de la valeur de l'impulsion séparant les deux régimes sera expliquée dans la sous-chapitre 5.6.

Afin de réduire l'erreur de l'extrapolation vers la deuxième station, nous allons nous servir du résultat de l'association de traces dans la première station. En effet, comme la principale contribution aux erreurs sur la position et sur la pente provient de la diffusion multiple, et que cette erreur est, en première approximation, proportionnelle à la distance sur laquelle on extrapole, l'idée sera de diminuer cette distance afin de minimiser l'erreur. Sur la figure 5.7 sont montrées les différences entre la position et la pente prédites par l'extrapolateur et celles données par Géant pour des  $\mu$  de 10GeV, générés en début de cible ( les traces s'extrapolent entre la fin de la cible (  $z \sim 4$  m ) et le premier plan de la deuxième station (  $z \simeq 12$  m ) ).

Si nous utilisons conjointement la mesure donnée par l'extrapolateur (  $u_e$  et  $u'_e$  ) et celle donnée par la reconstruction dans le détecteur à muons (  $u_t$  et  $u'_t$  ), le point de départ pour l'extrapolateur est fourni par la combinaison des mesures indépendantes dont le principe est le suivant :

#### 5.4. IDENTIFICATION DES MUONS : ASSOCIATION ENTRE TRACES DC ET TUPS

---

Nous formons la quantité :  $\chi^2_{\text{combi}} = A_e^T C_e^{-1} A_e + A_t^T C_t^{-1} A_t$ , où  $A$  est le vecteur à 4 composantes ( $u - \tilde{u}$ ),  $u = x, y, x', y'$ , et  $\tilde{u}$  sont les inconnues correspondantes. Les  $\tilde{u}$  sont déterminés en minimisant  $\chi^2_{\text{combi}}$  :

$$\frac{\partial \chi^2_{\text{combi}}}{\partial \tilde{u}_i} = 0 \iff (C_{e,kj}^{-1} + C_{t,kj}^{-1}) \tilde{u}_j = C_{e,kj}^{-1} u_{e,j} + C_{t,kj}^{-1} u_{t,j} \quad (5.4)$$

et leur matrice de variance-covariance est l'inverse de la somme des deux matrices de poids de l'extrapolateur et du TUP. Nous remarquons aussi que l'équation 5.4 n'est rien d'autre que celle du filtrage du filtre de Kalman.

Sur la figure 5.8, nous montrons les mêmes distributions que celles de la figure 5.7 obtenues en extrapolant  $\tilde{u}$  vers la deuxième station (la distance entre les deux stations est  $\sim 1$  m). La largeur à mi-hauteur de la gaussienne est passée de 7.7 cm à 1.62 cm pour la coordonnée  $x$  et de 1.55 cm à 2.3 cm pour la coordonnée  $y$  : nous avons amélioré sensiblement la précision de l'extrapolateur.

Il est possible qu'à la fin de cette étape, deux traces de DC peuvent être en compétition pour un TUP. Nous passerons à l'étape suivante qui décidera celle à qui on va l'attribuer.

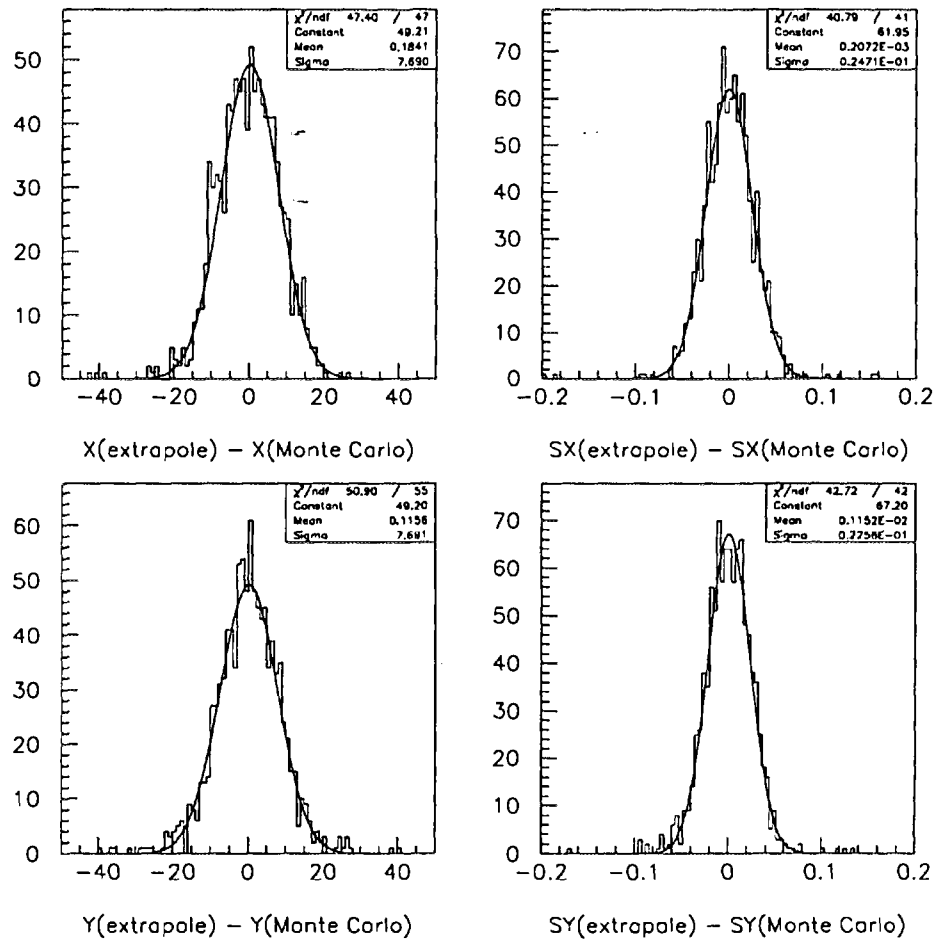


FIG. 5.7 - Comparaison de la position ( $x,y$ ) et de la pente ( $sx,sy$ ) entre la prédiction de l'extrapolateur et la simulation. La trace est extrapolée directement entre la cible et la deuxième station

## 5.4. IDENTIFICATION DES MUONS : ASSOCIATION ENTRE TRACES DC ET TUPS

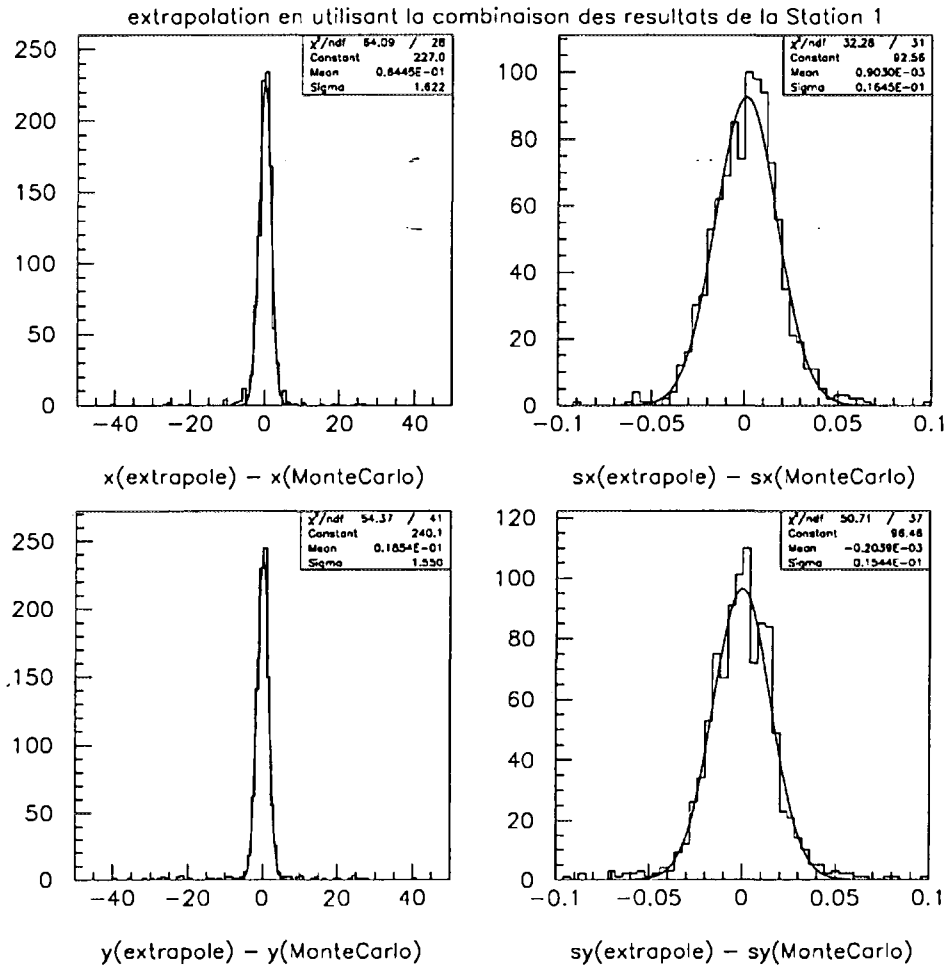


FIG. 5.8 - Comparaison de la position ( $x,y$ ) et de la pente ( $sx,sy$ ) entre la prédiction de l'extrapoleur et la simulation. La combinaison des mesures dans la première station permet de réduire les erreurs de l'extrapolation

### 5.4.2 Stratégie “d’arbitrage”

Nous commençons par examiner les projections manquantes pour chaque association DC-MUO candidate. Si elles correspondent au passage de la particule hors du volume sensible du détecteur, elles seront “excusées”. Dans le cas contraire, l’autre projection est déclarée “fortuite” et détruite. Nous interdisons aussi les associations “incompatibles”, c’est-à-dire, celles pour lesquelles les deux projections trouvées appartiennent à des modules différents.

En cas de conflit entre deux candidats muons pour le même TUP, la stratégie “d’arbitrage” que nous avons développée est relativement complexe. Grosso modo, s’ils sont suffisamment énergétiques ( $p_\mu > 4$  GeV pour la première station et  $p_\mu > 6$  GeV pour la deuxième), celui qui a le meilleur  $\chi^2$  l’emporte, sinon, le TUP revient à celui qui a la meilleure différence en distance.

### 5.4.3 Probabilité d’être un muon

Pour chaque station, nous calculons :

$$d = \sqrt{dx^2 + dy^2} \quad (5.5)$$

$$\chi^2 = \chi_x^2 + \chi_y^2 \quad (5.6)$$

Nous pouvons ajouter les contributions en x et y avec le même poids car c’est l’erreur de la diffusion multiple qui domine sur celle des mesures. De plus, la reconstruction est indépendante pour les deux projections dans les chambres à muon.

Un muon est défini comme étant un candidat muon ayant au moins une association dans chaque projection x et y. De plus, la combinaison des deux projections doit satisfaire à :

$$\begin{aligned} d &< 40 \quad \text{pour les traces de faible impulsion} \\ \chi^2 &< 13 \quad \text{pour les traces énergétiques} \end{aligned}$$

La coupure sur le  $\chi^2$  correspond à une coupure à trois  $\sigma$ . En effet, pour un  $\chi^2$  à n degrés de liberté, sa valeur moyenne sera égale à n, et sa variance à 2n. Le  $\chi^2$  que nous calculons a 4 degrés de libertés, la valeur de trois  $\sigma$  correspondra à  $3 \times \sqrt{2 \times 4} + 4 \simeq 13$ .

Il s’agit maintenant de valider cette coupure en  $\chi^2$ . En effet, rien ne nous garantit que le  $\chi^2$  donné par l’équation 5.6 suit bien une loi de Chi2 à quatre degrés de liberté. De plus, la limite entre traces de faible énergie-traces de grande énergie que nous avons mises à 4 et 6 GeV doit être justifiée aussi. Ces validations de la méthode l’ont l’objet de la partie 5.6.

## 5.5. IDENTIFICATION DES MUONS : ASSOCIATION ENTRE TRACES DC ET COUPS

### 5.5 Identification des muons : association entre traces DC et coups

Être en mesure d'utiliser le détecteur à muons comme un VETO de traces chargées est l'une des raisons qui nous a motivé à développer ce programme MMUO. Pour des études ne nécessitant pas de grande pureté dans la sélection, les avantages de cette approche sont multiples :

- Elle permet de s'affranchir des inefficacités du détecteur et/ou de la reconstruction.
- Comme nous avons vu dans la partie 5.2.2, une des causes possibles de la dégradation en résolution pour les données réelles pourra être due au fait qu'on ne peut pas corriger le temps de propagation, étant donné que la reconstruction se fait projection par projection. Or avec cette approche, il sera très facile d'incorporer cette correction grâce aux informations fournies par l'extrapolateur comme nous allons voir.

#### 5.5.1 Description de l'algorithme

Nous nous servons de l'extrapolation de la trace reconstruite dans les chambres à dérive pour avoir une estimation sur la localisation de la particule dans le détecteur à muons :

$$\begin{aligned}x &= a_x \times z + b_x \\y &= a_y \times z + b_y\end{aligned}$$

Les paramètres de la trace projetée ainsi que leurs matrices d'erreur associées sont données par l'extrapolateur. La correction du temps de propagation sur le fil est automatique grâce à la connaissance de la position de la trace dans la coordonnée complémentaire. Ces paramètres et la propagation d'erreurs sont ensuite recalculés par des équations de filtre de Kalman décrites dans la partie 5.2.2 chaque fois qu'on trouve une mesure "proche" de la trajectoire, ie, un coup tel que :

$$| u_{\text{coup}} - u_{\text{trace}} | < D$$

où  $D$  peut être fixe ou variable ( $D \propto \sigma$ ). Le calcul de  $\sigma$  est identique à celui utilisé pour la collection des coups autour de l'amorce ( voir 5.2.2 ).

Notons aussi que toute procédure d'ajustement de trace de type "inversion globale" sera inopérante ici, ce qui justifie "a posteriori" le choix du filtre de Kalman.



### 5.5.2 Exemple

À titre d'illustration, nous montrons sur la figure 5.9 un événement candidat de l'oscillation dans le canal  $\tau$  en  $\pi$  ( c'est-à-dire, qui satisfait aux coupures de sélection de ce canal. Ce candidat est en fait un événement bruit de fond où le muon n'a pas été identifié par MMUO car il ne laisse pas suffisamment de coups dans le détecteur à muons, d'où pas assez de TUPs reconstruits : l'identification par TUPs ne peut pas fonctionner. L'identification par les coups ( D fixe et vaut 20 cm ) trouve :

- En X : 0 coup ( Station 1 ), et 2 coups ( Station 2 )
- En Y : 1 coup ( Station 1 ), et 2 coups ( Station 2 )

et permet de rejeter cet événement.

Les triangles dessinés représentent la prédiction de l'extrapolateur. Les petits ronds dans les chambres à muons sont les coups que nous avons pu associer à la trace.

## 5.5. IDENTIFICATION DES MUONS : ASSOCIATION ENTRE TRACES DC ET COUPS

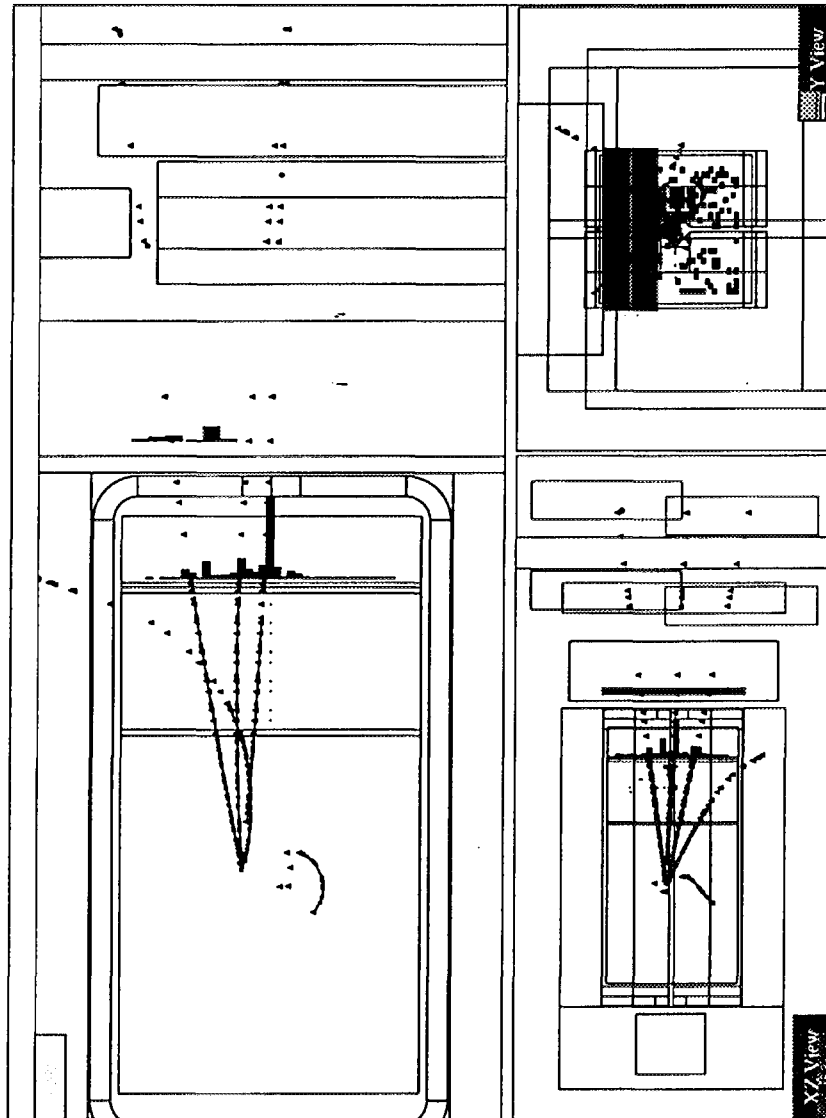


FIG. 5.9 - Exemple de faux candidat à l'oscillation  $\tau \rightarrow \pi$ , car il est impossible d'identifier le muon sortant par toute autre méthode d'identification que celle se basant sur les coups.

## 5.6 Étude avec des muons du flat-top

Afin d'optimiser les paramètres de l'algorithme d'identification, nous avons entrepris l'étude des muons du flat-top ( voir la définition au paragraphe 3.2 ). Cette étude porte sur un échantillon de 12.733 triggers  $V T_1 T_2$ . Pour éliminer toutes sortes de particules parasites ( car nous voulons être sûr de n'avoir que des muons ), nous demandons de ne garder que les événements avec une seule trace construite dans les chambres à dérive et que celle-ci soit suffisamment énergétique pour atteindre la première station. L'échantillon finale comporte 9864 événements.

La figure 5.10 montre le spectre en énergie de ces muons. L'énergie moyenne de ces muons est de l'ordre d'une dizaine de GeV, et on a suffisamment de statistique à faible impulsion.

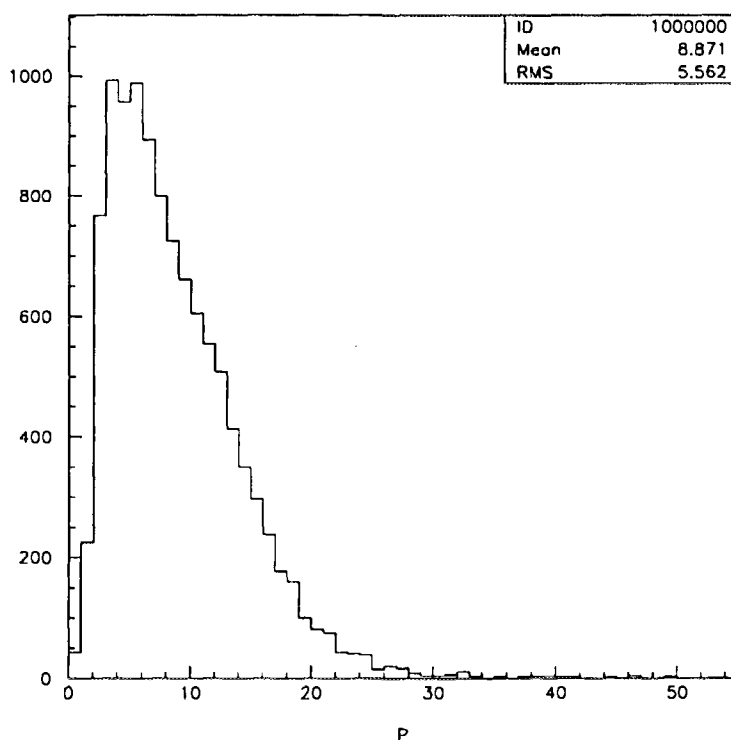


FIG. 5.10 - Distribution en énergie ( GeV ) des muons du flat-top.

Cette étude avec des muons du flat-top a révélé deux principaux problèmes :

- Un décentrage des distributions en  $y$  ( position :  $dy$  et pente :  $dsy$  )

## 5.6. ÉTUDE AVEC DES MUONS DU FLAT-TOP

---

- Une sur-estimation de l'erreur de l'extrapolateur, entraînant une mauvaise distribution du "pull"<sup>1</sup> et une distorsion du  $\chi^2_{\text{association}}$ .

### Décentrage des distributions pour la projection y ( dy et dsy )

La figure 5.11 montre les distributions en dy et dsy en fonction de l'impulsion pour la première station. La courbe en continu montre un léger décentrage, et ce à la fois pour dy et dsy. Par contre, pour la projection x ( voir la figure 5.12 ), les distributions équivalentes sont à peu près centrées et plates.

Pour corriger ce décentrage, nous partons de l'expression qui donne l'erreur sur la position :  $\Delta y \propto \Delta \phi$ . Sa variation infinitésimale s'écrit :

$$d\bar{y} \propto \frac{1}{\cos^2 \phi} d\phi$$

en utilisant  $dz \propto R \cos \phi d\phi$  et  $R \propto P \cos \lambda$ , nous arrivons à la correction suivante :

$$\begin{aligned} \text{corr} &= A \frac{q}{(P - 0.5) \cos \lambda} \frac{1}{\cos^3 \phi} \\ dy &\rightarrow dy - \text{corr} \times (Z - 683) \\ dsy &\rightarrow dsy - \text{corr} \end{aligned}$$

où :

- A est un facteur multiplicatif, que nous avons déterminé expérimentalement comme étant égal à 0.02.
- q est la charge de la trace.
- $\lambda$  et  $\phi$  sont les angles de l'hélice.
- on retranche à l'impulsion 0.5 qui est la perte d'énergie moyenne des muons avant de sortir du volume magnétique.
- 683 est la coordonnée en z du milieu de la bobine qui ferme le champ magnétique.

Cette correction est basée sur l'hypothèse sous-jacente qui stipule que le décentrage des distributions sera dû à une mauvaise paramétrisation de la carte de champ magnétique. En d'autres termes, la particule sort du champ plus tôt ou plus tard que ce que prévoit l'extrapolateur.

---

1. résidu normalisé à l'erreur

Le résultat de ces corrections est montré par les courbes en pointillé de la figure 5.11. Nous voyons que la valeur moyenne de ces distributions est compatible avec zéro dans la barre d'erreur. Nous remarquons aussi qu'à faibles impulsions, la correction ne fonctionne pas très bien.

## 5.6. ÉTUDE AVEC DES MUONS DU FLAT-TOP

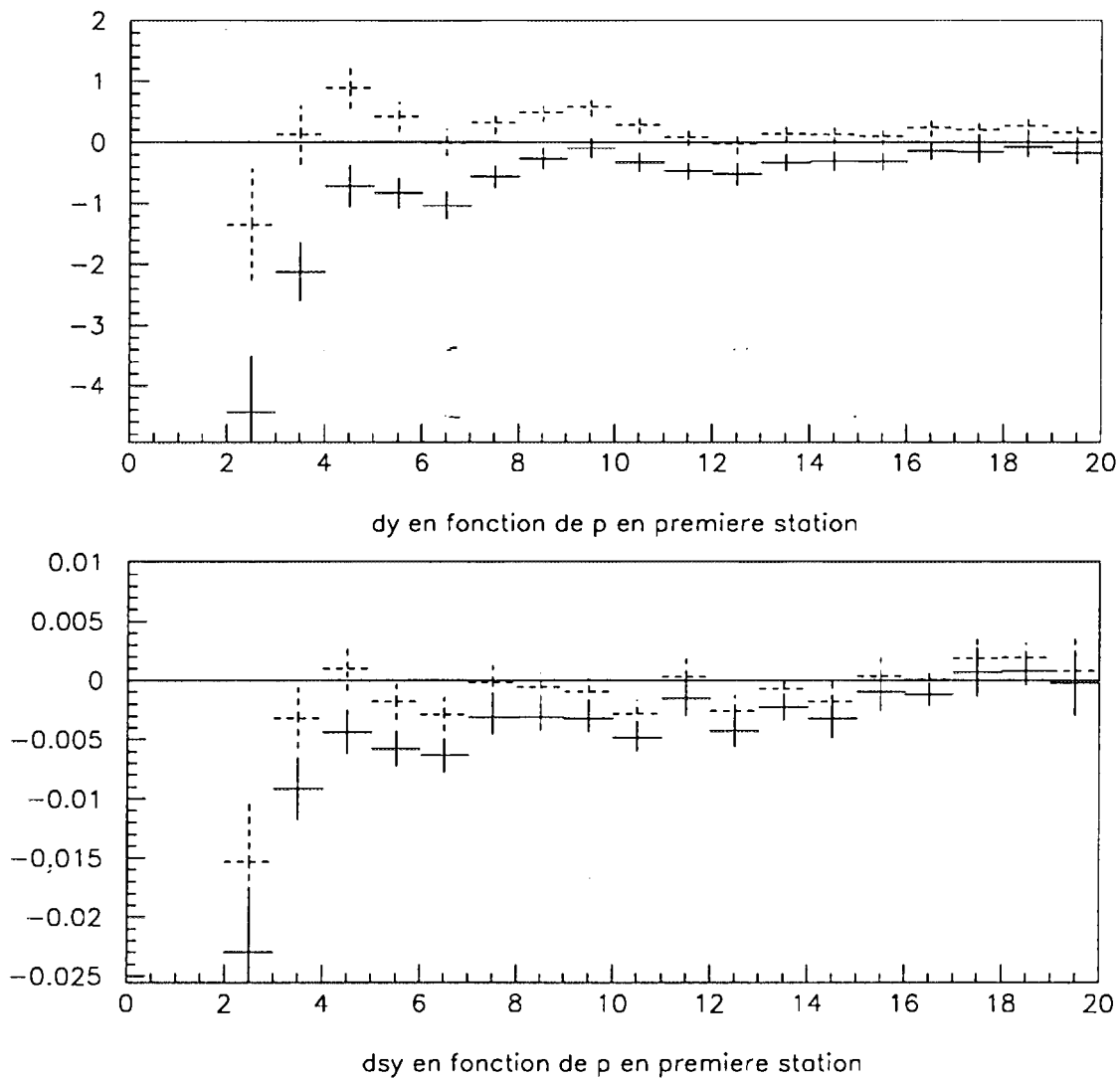


FIG. 5.11 - Distributions de  $dy$  et  $dsy$  en fonction de l'énergie : avant la correction, ces distributions sont dessinées en continu, et après la correction, elles sont en pointillés

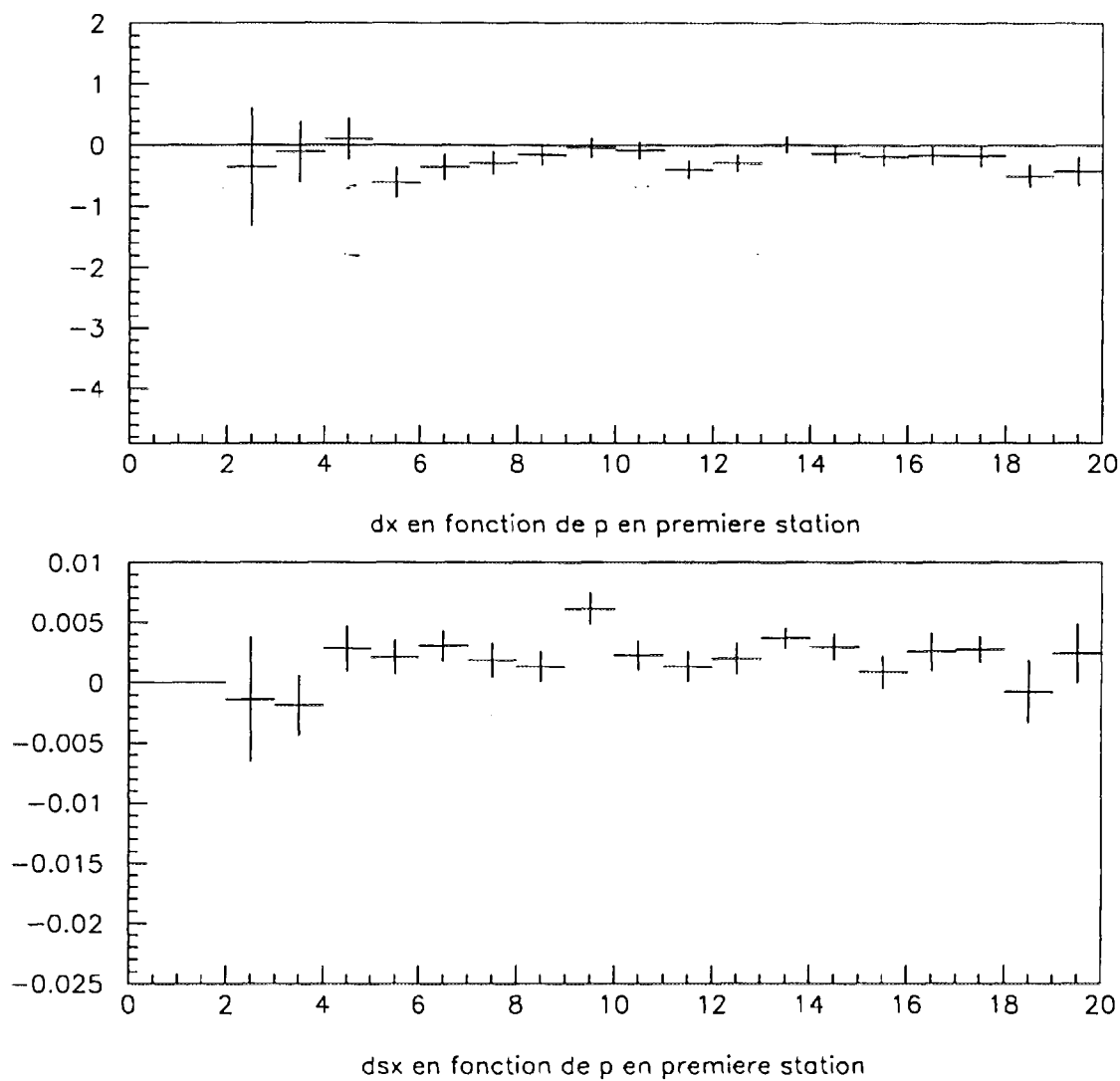


FIG. 5.12 - Distributions de  $dx$  et  $dsx$  en fonction de l'énergie : ces distributions ne sont pas décentrées

## 5.6. ÉTUDE AVEC DES MUONS DU FLAT-TOP

---

### 5.6.1 Étude des pulls

Nous définissons, pour chaque variable  $du = dx, dy, dx', dy'$ , le pull par :

$$\text{pull} = \frac{du}{\sqrt{\sigma_{e,u}^2 + \sigma_{t,u}^2}} \quad (5.7)$$

L'indice e désigne l'extrapolateur et l'indice t le TUP.

D'après la figure 5.13 qui montre les pulls pour les quatre "du" dans la première station, l'erreur sur la position est à peu près correcte, tandis que celle sur la pente est sous-estimée. Nous arrivons à la même conclusion en ce qui concerne la deuxième station. Comme l'ajustement gaussien donne un sigma de l'ordre de 1.27, nous décidons de normaliser les erreurs sur la pente par un facteur égal à 1.6 ( $= 1.27 \times 1.27$ ). La figure 5.14 montre les pulls sur les pente après la normalisation : nous obtenons bien des distributions qui s'approchent d'une loi normale, centrée à 0 et de largeur 1.

### 5.6.2 Résultat obtenu : distribution du $\chi^2$

Nous montrons sur la figure 5.15 les distributions de  $\chi^2$  et de sa probabilité de  $\chi^2$  avant et après avoir appliqué les corrections sur le décentrage et sur l'erreur de la pente. La valeur moyenne est à 3.7 (au lieu de 4) et la largeur est de 2.8 ( $\simeq \sqrt{8}$ ). Nos distributions de  $\chi^2$  sont donc satisfaisantes, ce qui justifie le sens de la coupure à  $3\sigma$  annoncée.



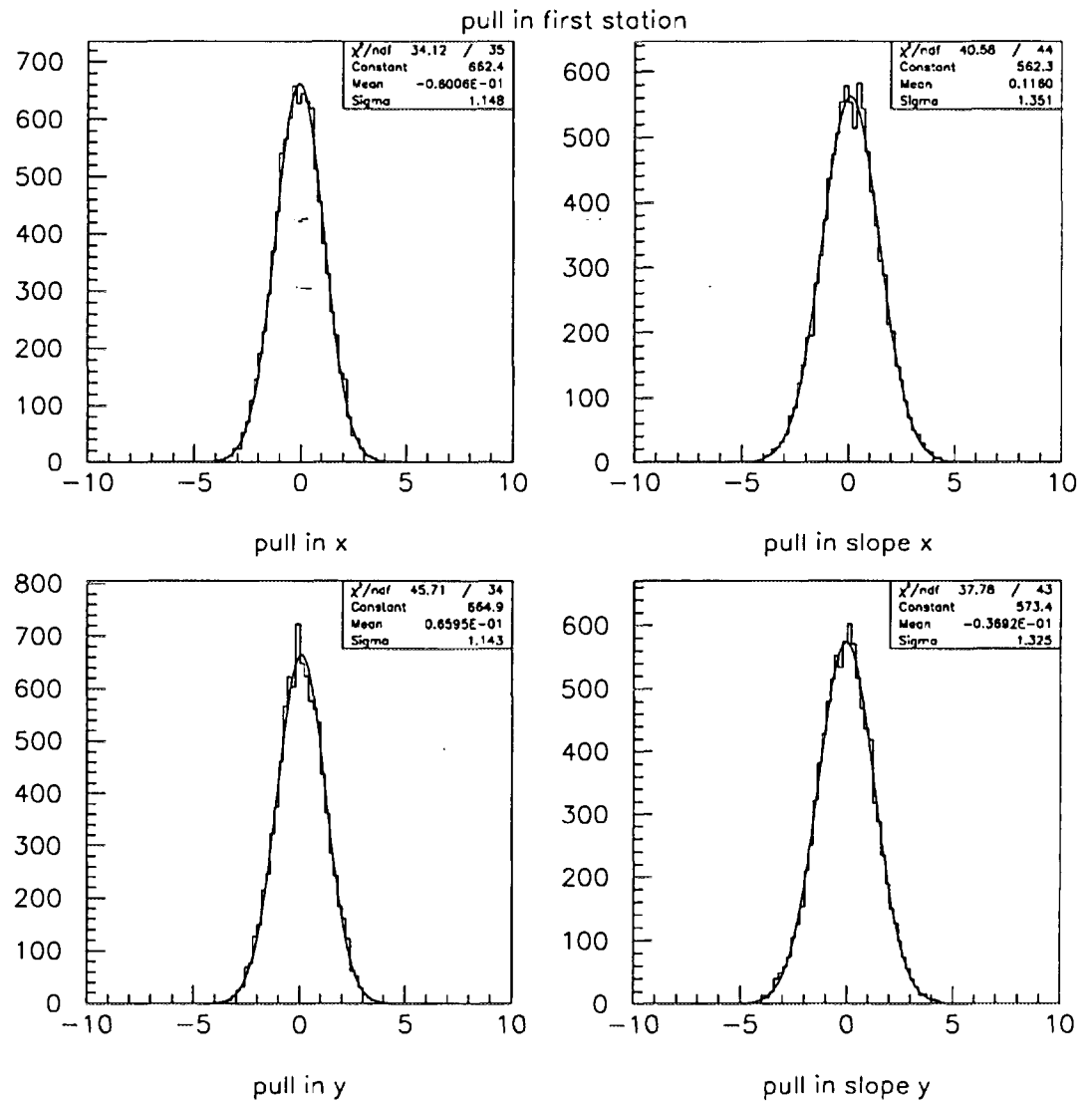


FIG. 5.13 - Pull en  $dx$ ,  $dsx$ ,  $dy$ ,  $dsy$  pour la première station. Les courbes sont recentrées grâce au facteur correctif de l'équation 5.7, mais l'erreur sur les pentes est sous-estimée

## 5.6. ÉTUDE AVEC DES MUONS DU FLAT-TOP

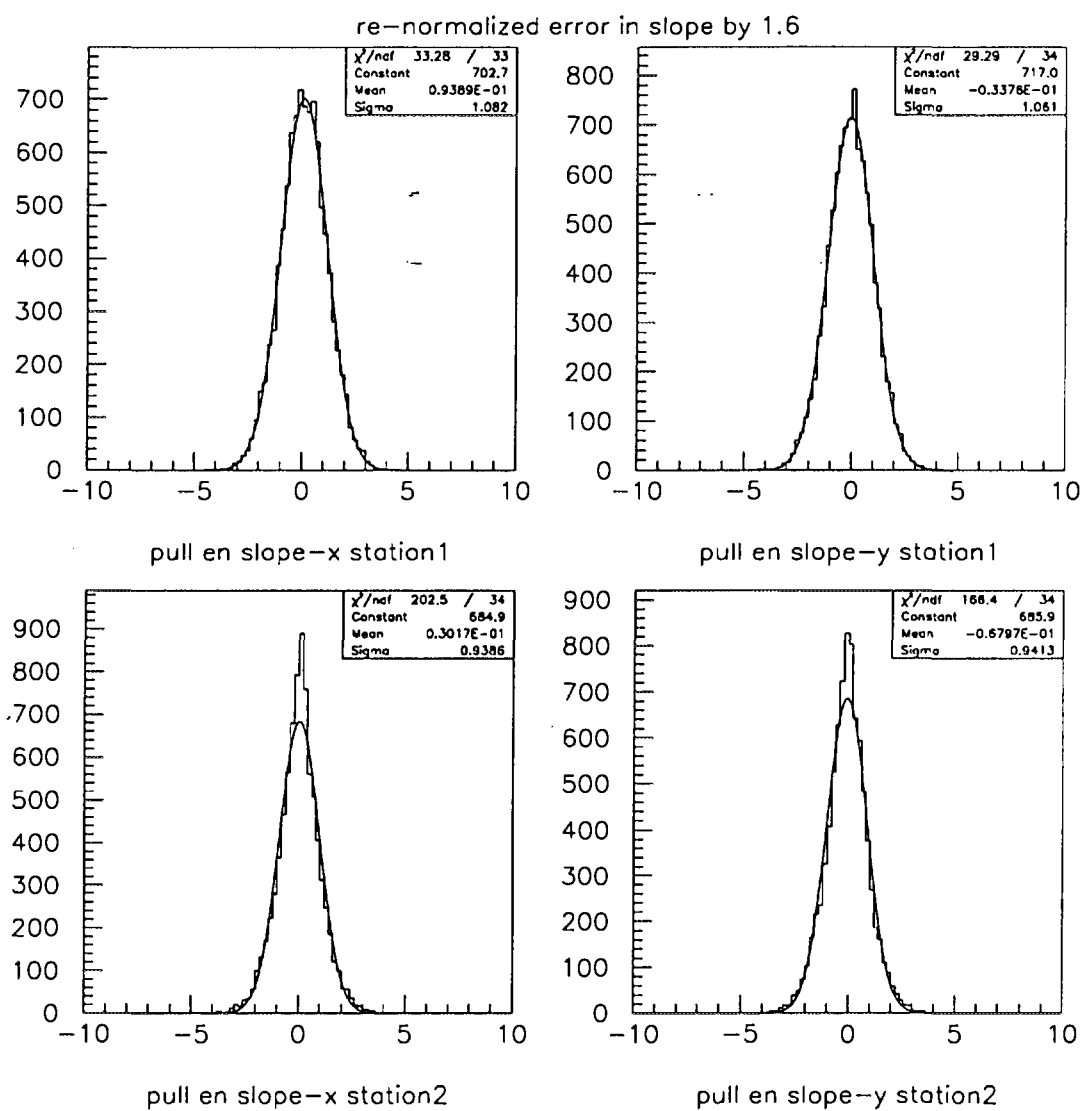


FIG. 5.14 - Pull pour la pente après normalisation des erreurs par 1.6

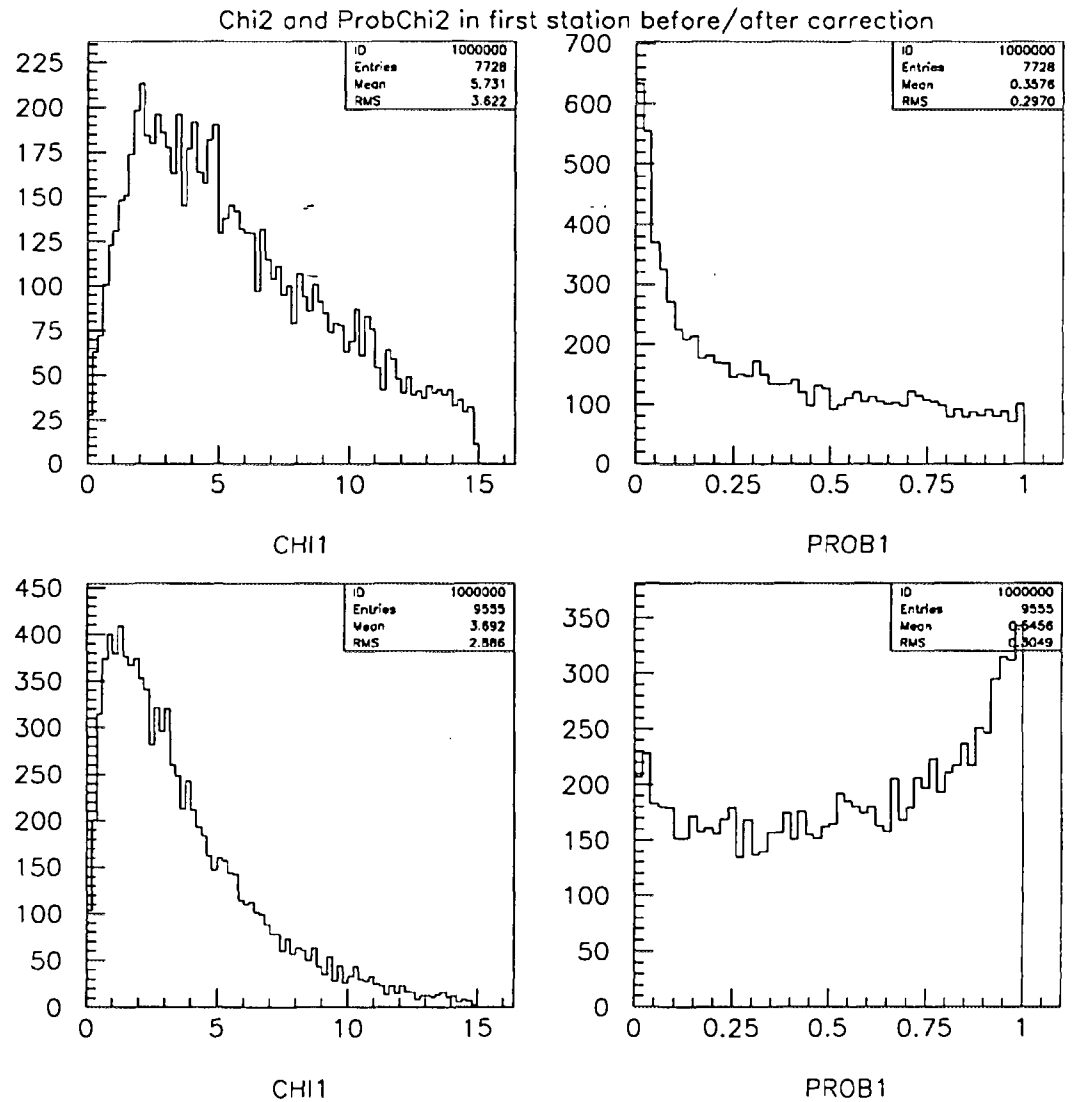


FIG. 5.15 - Distribution de  $\chi^2$  et de la probabilité de  $\chi^2$ , pour la première station, avant et après l'application des corrections

### 5.7 Résultats du programme d'identification de muons

#### 5.7.1 Efficacité d'identification de muons par l'association avec les TUPs

##### Données Monte Carlo

Nous définissons l'efficacité comme étant le rapport entre le nombre de muons primaires reconnus comme muons primaires et le nombre de muons reconstruits, extrapolables et accrochés au vertex primaire.

Cette efficacité se dégrade à basse impulsion comme nous montre la courbe 5.16, ce qui est probablement dû aux critères d'association qui sont trop sévères en comparaison avec l'erreur donnée par l'extrapolateur.

Notons que cette efficacité est sous-estimée car elle intègre aussi les inefficacités intrinsèques ( pertes des coups, d'où l'impossibilité de reconstruire le TUP correspondant ) du détecteur à muon.

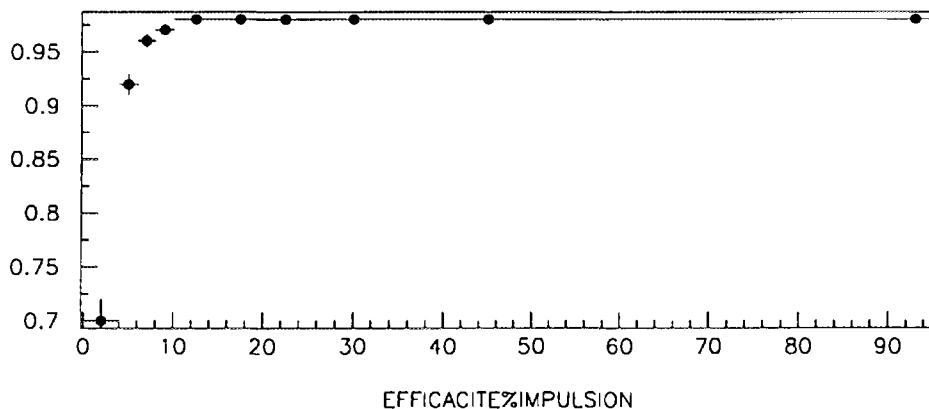


FIG. 5.16 - Variation de l'efficacité d'identification de muons primaires en fonction de l'impulsion ( données simulées  $\nu_\mu$  CC ). Pour des muons d'énergie plus grande que 5 GeV, elle est à peu près constante, et vaut 98 %

### Muons du flat-top

Nous montrons sur la figure 5.17 l'efficacité déterminée à partir des muons du flat-top que nous avons utilisés pour faire notre précédente étude à propos des critères d'association de traces. Sauf le dernier point ( à faible statistique ) qui est un peu bas, la courbe est en très bon accord avec celle obtenue avec les événements  $\nu_\mu$  CC ( figure 5.16 ). Ce résultat nous permet d'affirmer que notre programme de simulation reproduit bien le comportement des muons et que les performances de notre programme d'identification sont similaires dans ces deux cas, ce qui donnera un sens quand nous voudrons utiliser les données simulées pour normaliser nos sélections de données comme nous allons voir dans le chapitre 6.

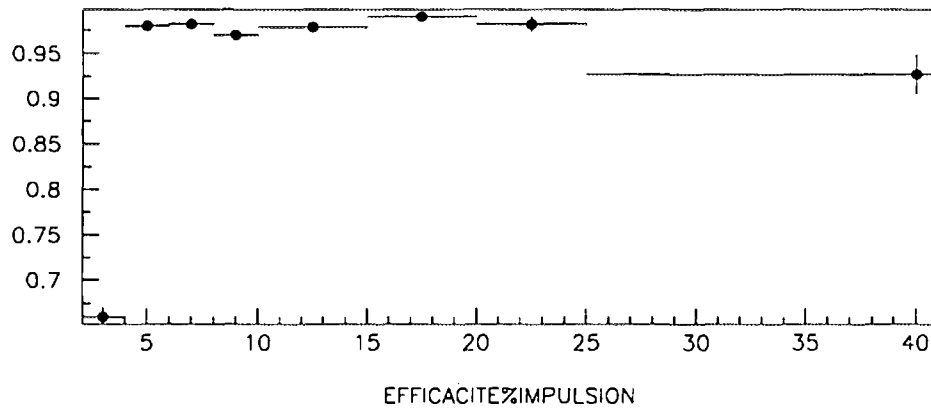


FIG. 5.17 - Variation de l'efficacité d'identification de muons primaires en fonction de l'impulsion ( muons venant du flat-top ). Pour des muons d'énergie plus grande que 5GeV, elle est à peu près constante, et vaut 98 % sauf le dernier point qui vaut  $( 92.7 \pm 2.2 )$  %.

### 5.7.2 Comparaison des distributions en impulsion entre les données réelles et simulées

Nous montrons sur la figure 5.18 la distribution en impulsion signée ( impulsion  $\times$  charge ) des muons à la fois pour des données simulées ( la courbe dessinée en continu ) et réelles ( celle présentée par les petits ronds ). Nous voyons que notre Monte Carlo donne des résultats compatibles avec les données réelles reconstruites.

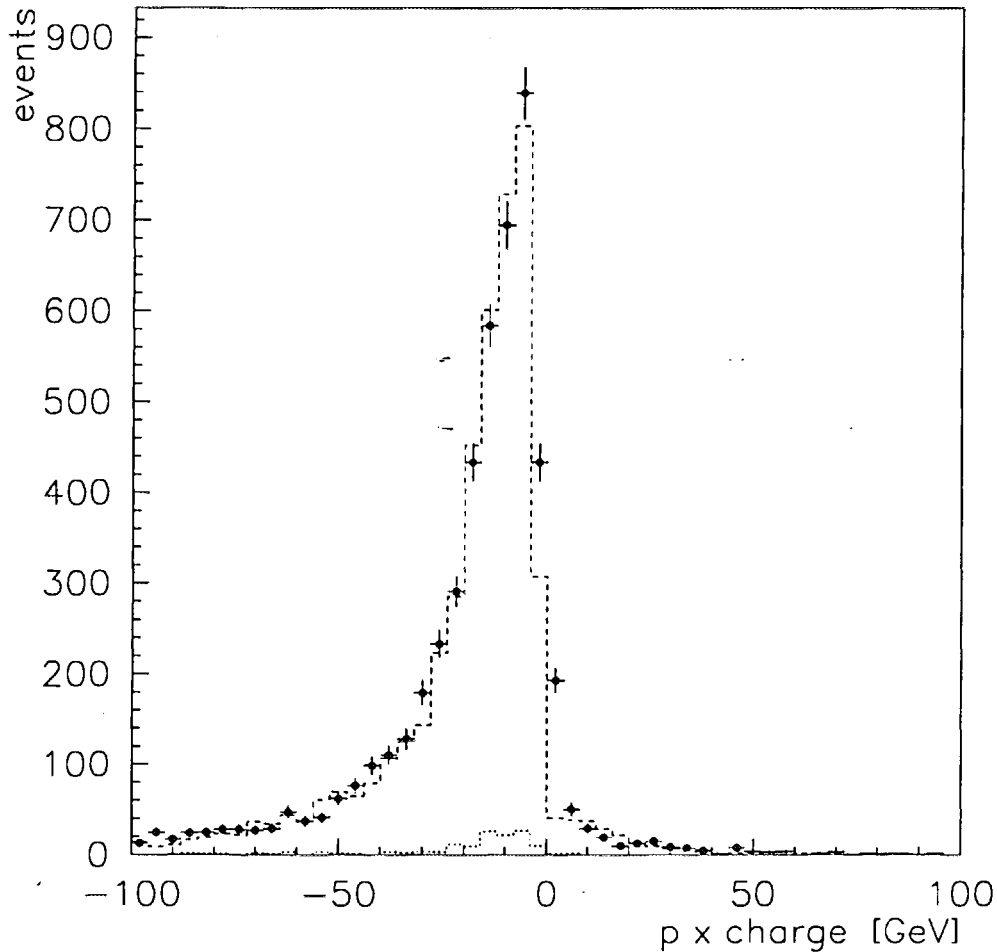


FIG. 5.18 - *Le spectre en énergie des muons, pour des données simulées ( en continue ) et pour les données réelles ( en rond )*

## 5.8 Conclusion

Mon programme est utilisé par les divers groupes de physique de NOMAD et ses performances se révèlent satisfaisantes. Dans les chapitres suivants, on va voir comment l'utiliser pour les analyses. Tout d'abord, j'ai appliqué mon programme de reconstruction et d'identification de muons à l'analyse de dimuons dans NOMAD ( chapitre 6 ). Une étude préliminaire du canal muonique de l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  à laquelle j'ai participé et qui utilise ce programme est aussi présentée ( chapitre 7 ).

---

## Chapitre 6

# LE SIGNAL DIMUONIQUE

*Si le réel en soi refuse de nous dire ce qu'il est, ou comment il est, du moins consent-il à nous faire savoir, dans une certaine mesure, ce qu'il n'est pas.*

B. d'Espagnat

Dans ce chapitre, nous allons présenter nos critères de sélection de candidats dimuons. Nous parlerons ensuite de la méthode de soustraction des bruits de fond. Finalement, nous donnerons le résultat de la mesure de la section efficace  $\sigma_{2\mu}/\sigma_{1\mu}$ , à comparer avec celui obtenu par d'autres collaborations. Ce résultat permet d'estimer notre compréhension du détecteur et de juger de la qualité de nos programmes de reconstruction et d'identification des particules.

### 6.1 Le déclenchement et l'acquisition de données

#### 6.1.1 Le déclenchement

Le but du système de déclenchement est de sélectionner les différents types d'événements selon le type de l'étude. On est amené à définir trois principaux types de déclenchement.

1.  $\overline{V}T_1T_2$  : on demande une coïncidence entre les deux plans de scintillateurs  $T_1$  et  $T_2$  : on s'assure que le signal qui y est enregistré n'est pas induit par une particule chargée (principalement des muons) du faisceau incident. On utilise ce déclenchement si on veut avoir des événements résultant d'une interaction de neutrinos dans la région de la cible active.

2.  $\overline{V}_8FCAL$  : ce déclenchement garde les événements qui déposent au moins 3 MIP<sup>1</sup> dans le FCAL. Il est à noter que la cible constituée par le FCAL induit 10 fois plus d'interactions que la cible active. Cette sélection est particulièrement utile pour les études du charm et des leptons neutres lourds ( Neutral Heavy Lepton ).
3.  $\overline{V}ECAL$  : est actif quand l'énergie déposée dans le ECAL dépasse 700 MeV ( dépôt d'énergie équivalent à plus d'un MIP du ECAL ). Ce déclenchement permet de recueillir des interactions de neutrino dans le verre au plomb.

### 6.1.2 Acquisition

La lecture des événements se fait à la fin de chaque déversement de 6 ms. Pour minimiser le temps mort pendant l'acquisition, on a choisi la solution simple qui consiste à placer les informations provenant de chaque sous détecteur dans une mémoire tampon rapide située dans les cartes de numérisation et qui peut garder les coups digitisés de 256 événements.

## 6.2 Sélection des événements

L'analyse présentée dans cette thèse est basée sur les données accumulées pendant les six semaines de faisceau de la période Juillet-Août 1995, et qui sont déclenchées par la coïncidence  $\overline{V}T_1T_2$ .

Nous ne pouvons pas utiliser les données qui correspondent au déclenchement de  $\overline{V}_8FCAL$ , car le FCAL n'a pas encore été totalement intégré dans le programme de reconstruction.

La statistique enregistrée pour ce déclenchement était de  $1.7 \times 10^6$  événements, et ce pour les  $3.0 \times 10^{18}$  p.o.t délivrés par la machine. À partir de ces déclenchements, nous allons appliquer deux autres sélections, OFF-LINE cette fois-ci.

### 6.2.1 Premier filtrage

Ce filtrage consiste à rejeter tous les événements qui n'ont de toute évidence rien à voir avec une interaction de neutrino dans la cible. Nous avons voulu faire une sélection la moins sévère possible, les critères utilisés ne sont donc pas très contraignants :

1. La coordonnée Z du vertex primaire reconstruit doit être supérieure à 80 cm ( la coordonnée minimale en Z de la cible étant  $Z_{min} \simeq 112$  cm )

---

1. Minimum Ionizing Particle



## 6.2. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

---

2. Au moins deux traces sont associées au vertex primaire.
3. Le TRD, le PRS et le ECAL enregistrent “quelques” informations ( ie, les banques de données brutes ne sont pas vides ).

Une fois passé ce filtrage, il nous reste  $\sim 1.4 \times 10^5$  déclenchements qui sont des événements candidats d'interaction de neutrino dans la cible.

Nous remarquons qu'une interaction d'une particule secondaire produite par un neutrino ayant interagi dans la bobine en amont passe aussi ce filtrage.

En réalité, le nombre de “vraies” interactions est plus faible, car ce filtrage utilisait une version de programme de reconstruction qui n'était pas encore au point. Le problème essentiel qu'on rencontrait alors était une association malencontreuse de traces pour former le vertex. La figure 6.1 montre un exemple typique d'événement qui passait ce filtrage et qui, “visuellement”, ne peut pas résulter d'une interaction dans la cible.

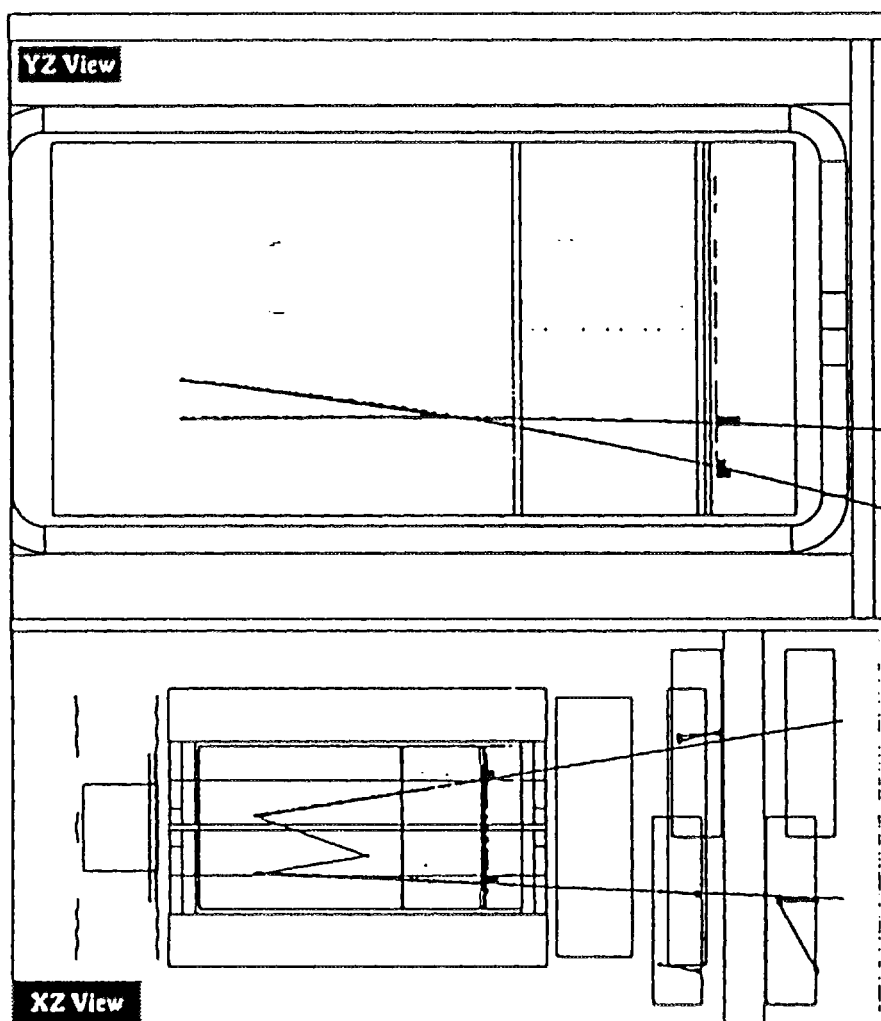


FIG. 6.1 - Exemple de "faux" événement d'interaction neutrino-cible dû à une mauvaise paramétrisation dans la reconstruction du vertex

## 6.2. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

---

### 6.2.2 Deuxième filtrage

Disposant d'un programme de reconstruction de traces et de recherche de vertex plus performant, nous avons décidé de refaire la reconstruction des données de Juillet-Août 1995. Deux choix sont possibles : soit nous partons des  $1.7 \times 10^6$  déclenchements, soit nous ré-utilisons le résultat du premier filtrage ( c'est-à-dire démarrer cette nouvelle reconstruction à partir des  $1.4 \times 10^5$  déclenchements ). Vu le peu de temps qui nous reste, nous avons opté pour le deuxième choix, sachant que le premier filtrage risque de nous biaiser un peu dans nos facteurs de normalisation. Comme le programme de reconstruction a changé, certaines des coupures du premier filtrage seront réappliquées.

Pour notre analyse, nous voulons avoir une bonne efficacité de reconstruction et d'identification. Pour cela, nous ne garderons dans notre analyse que des événements ( parmi ceux ayant passé le premier filtrage ) qui satisfont en plus aux coupures suivantes :

1. **Coupure fiducielle** : cette coupure sert à assurer que l'événement est bien contenu dans la cible. En particulier, elle demande que le vertex primaire reconstruit soit situé dans la zone fiducielle du détecteur. Cette zone est limitée en X et en Y pour éliminer les événements où le muon primaire peut s'échapper du détecteur par les côtés. La limitation en Z est due au nombre de contraintes nécessaires au modèle d'ajustement des traces et à la limite "physique" de la cible.

En effet, la trajectoire des particules est modélisée à l'aide de six paramètres dont cinq relatifs au modèle d'hélice ( X, Y,  $1/R$ ,  $\tan \lambda$  et  $\phi$  ) et le sixième est  $t_0$  qui a été introduit pour pouvoir tenir compte des variations de "l'origine" du temps donné par les deux plans de déclenchement. Ainsi, pour contraindre l'ajustement et pour faciliter la recherche de traces, nous aurons besoin d'une dizaine de points de mesure. Par conséquent, le vertex ne doit pas être au-delà de l'avant dernier module, ce qui justifie la valeur de  $Z_{\max}$  ( 360 cm ).

La figure 6.2 montre la distribution en Z des vertex primaires reconstruits. Nous observons un pic à  $Z \sim 112$  cm qui est précisément le Z du premier plan de mesure. Or dans l'algorithme de reconstruction du vertex, l'estimation initiale du vertex primaire est donnée par la position du premier coup de la trace la plus en amont, autrement dit, les événements qui correspondent à ce pic sont soit des interactions dans la bobine de la face entrante, soit des superpositions avec un muon cosmique. La coupure choisie pour  $Z_{\min}$  est de 115 cm qui est le Z du deuxième plan de mesure. Nous observons aussi une accumulation d'événements dont le vertex primaire a une coordonnée Z négatif. Cette accumulation correspond à des interactions de neutrinos dans le FCAL qui n'ont pas été

rejetées par le premier filtrage utilisant une ancienne version du programme de reconstruction.

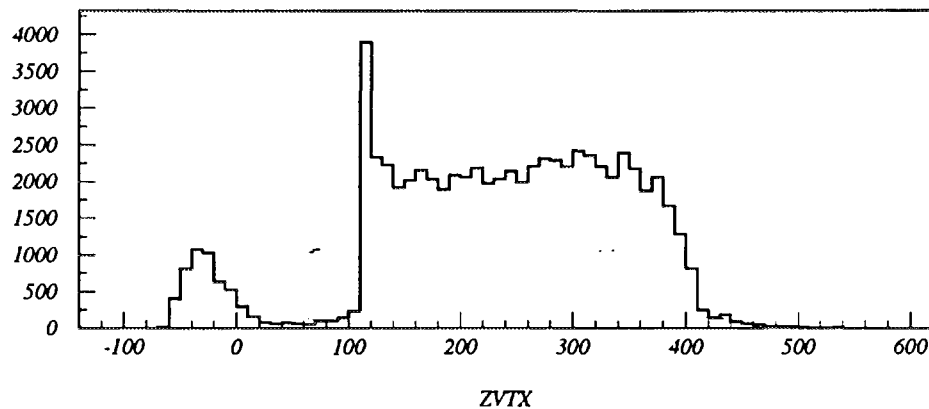


FIG. 6.2 - *Distribution du Z des vertex primaires ( données réelles )*

En résumé, cette zone fiducielle est délimitée par :

- $|X|, |Y| \leq 120$  cm.
- $Z \leq 360$  cm et  $Z \geq 115$  cm.

La figure 6.3 montre la précision sur la position des vertex primaires reconstruits pour des données simulées ayant passé la coupure fiducielle.

2. **Coupure sur la densité de coups dans les chambres à muons :** le nombre de coups maximal autorisé dans les chambres à muons pour démarrer la reconstruction est fixé à 200, afin d'éviter les événements qui sont trop bruyants ( pénétration des gerbes hadroniques, bruits électroniques ... ) et de limiter la combinatoire dans le programme de reconstruction. De plus, cette coupure aide à ne pas dégrader la qualité d'identification des muons, et à minimiser les associations fortuites.
3. **Coupure sur le nombre de traces reconstruites :** nous ne gardons que des événements ayant au moins deux traces. C'est une coupure minimale pour assurer qu'on a probablement une interaction de neutrinos. De plus, elle permet de reconstruire un vertex contraint.

## 6.2. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

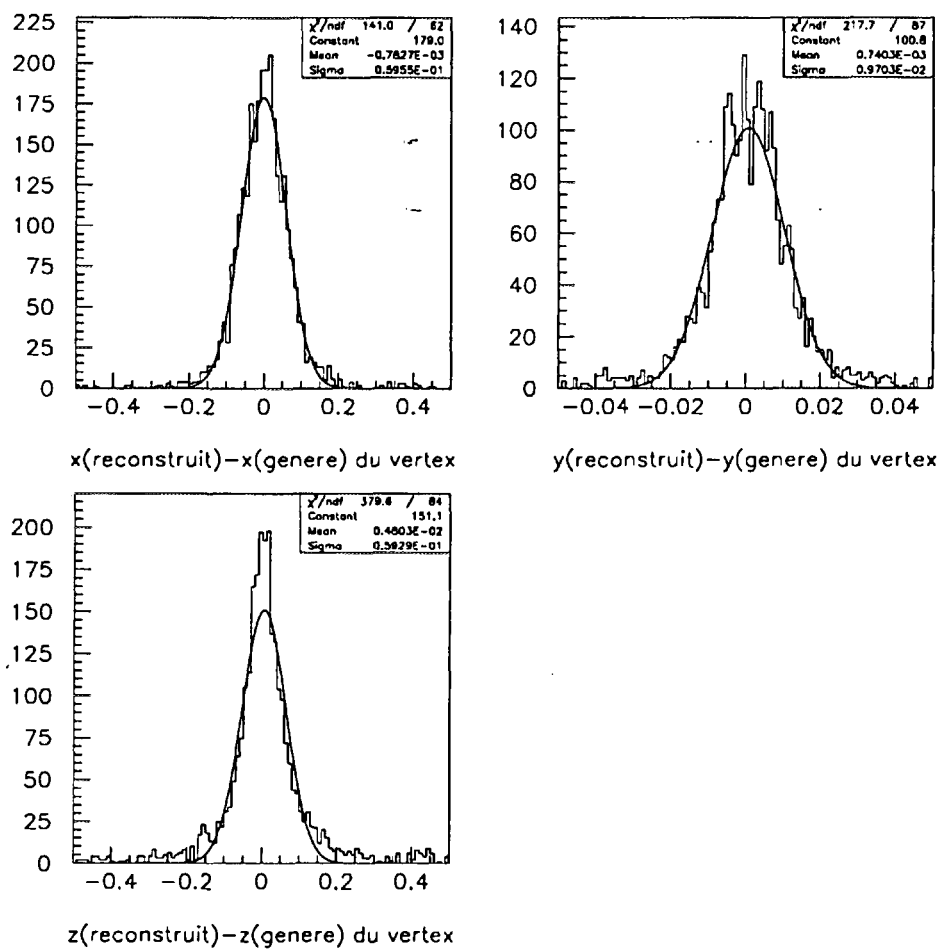


FIG. 6.3 - Comparaison entre la position du vertex primaire généré et celle trouvée par notre programme de reconstruction. L'unité est le cm. Les résolutions obtenues sont :  $\sigma_X = 600 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_Y = 100 \mu\text{m}$  et  $\sigma_Z = 600 \mu\text{m}$ .

## 4. Coupure sur certains paramètres du programme de reconstruction :

- Nous rappelons que pour pendant la période où les données utilisées ici sont prises, notre détecteur n'était pas encore complet. La cible active comportait seulement 32 chambres réparties en 8 modules ( au lieu de 11 ), placées entre  $Z = 112.7$  cm et  $z = 406$  cm, plus 5 chambres intercalées avec les TRD pour aider la recherche de traces et une chambre supplémentaire à  $Z = 20.4$  cm qui servait de veto. La coupure sur le nombre de coups maximal dans cette chambre VETO est égale à 100 afin de rejeter des interactions dans le FCAL qui ont une haute multiplicité de traces.
- Le nombre total de coups "en-temps" dans les chambres à dérive ne doit pas dépasser 3 000, pour ne pas gêner la reconstruction.
- La densité des coups dans chaque plan ( nombre de coups/nombre de fils qui ont donné un signal ) ne doit pas dépasser 13.

Notons que la dernière coupure est l'une des coupures préalablement appliquées dans le premier filtrage. Nous remarquons qu'elle élimine quand même une petite fraction des événements (  $\sim 5.3$  % ), et ce à cause du changement dans le code de vertex et de reconstruction.

Dans toute la suite, nous nous référons à cet ensemble de coupures sous le nom de "coupures standards".

Le tableau 6.1 donne le détail des effets de ces coupures sur les données réelles.

| coupures                   | nombre d'événements<br>gardés ( et le pourcentage )<br>( coupures séparées ) | nombre d'événements<br>gardés<br>( coupures successives ) |
|----------------------------|------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|
| la statistique initiale    |                                                                              | 128 102                                                   |
| $ X  \leq 120$ cm          | 101 714 ( 79.4 % )                                                           | 101 714                                                   |
| $ Y  \leq 120$ cm          | 108 542 ( 84.7 % )                                                           | 84 963                                                    |
| $Z \geq 115$ cm            | 109 438 ( 85.4 % )                                                           | 70 453                                                    |
| $Z \leq 360$ cm            | 101 368 ( 79.1 % )                                                           | 59 551                                                    |
| nombre de coups $\leq 200$ | 128 006 ( 99.9 % )                                                           | 59 508                                                    |
| nombre de traces $\geq 2$  | 121 245 ( 94.6 % )                                                           | 58 928                                                    |
| la statistique finale      |                                                                              | 58 928                                                    |

TAB. 6.1 - Le décompte des événements après coupure.

## 6.2. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

Nous avons reconstitué un échantillon d'une centaine d'événements qui ne satisfont pas à ces "coupures standards" et nous les avons visualisés à l'aide de l'interface graphique du programme de reconstruction. Le but est de vérifier qu'il n'y a pas de biais dans notre sélection. Par exemple, nous avons vu dans le tableau 6.1 que la coupure fiducielle a été extrêmement sévère, car elle élimine presque la moitié de la statistique. On peut alors poser la question de savoir s'il n'y a pas une erreur de sélection due par exemple à une mauvaise détermination et/ou définition du vertex primaire. La visualisation de ces événements nous a permis d'y apporter une réponse et de conclure que nos "coupures standards" sont correctes.

À partir de ces 58 928 événements, nous avons sélectionné trois lots de candidats de muons, dimuons et trimuons. Un candidat n-muons ( $n = 1, 2$  ou  $3$ ) est défini comme un événement où on a reconnu  $n$  muons qui sont tous associés au vertex primaire. De plus, ces muons doivent laisser au moins 5 coups (sur les 15 possibles) dans les 5 chambres à dérive de la région de TRD (qui est située entre la fin de la cible et l'entrée du PRS).

Le tableau 6.2 résume le résultat de cette sélection.

| 1 muon  |         | 2 muons       |               |               | 3 muons             |                     |
|---------|---------|---------------|---------------|---------------|---------------------|---------------------|
| 32 697  |         | 293           |               |               | 3                   |                     |
| $\mu^+$ | $\mu^-$ | $\mu^- \mu^+$ | $\mu^- \mu^-$ | $\mu^+ \mu^+$ | $\mu^- \mu^- \mu^+$ | $\mu^- \mu^+ \mu^+$ |
| 915     | 31.782  | 217           | 76            | 0             | 1                   | 2                   |

TAB. 6.2 - Le nombre d'événements dans chaque lot expérimental de muon(s).

Le but de cette analyse est la mesure du rapport des sections efficaces :

$$\sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^+ \mu^- X) / \sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^- X)$$

où les  $\mu^-$  sont produits dans des interactions à courant chargé des neutrinos avec le nucléon, et les  $\mu^+$  proviennent de la désintégration semileptonique d'un hadron à temps de vie très court, en pratique, il s'agit de hadron charmé (comme par exemple, le  $D^\pm$  dont le  $c\tau$  vaut  $317 \mu\text{m}$ ). Le numérateur de ce rapport représente la production "directe" de dimuons. Puisque dans la plupart des cas, la résolution en position de notre détecteur à traces ( $\sigma_y \sim 200 \mu\text{m}$  et  $\sigma_x \sim 2 \text{ mm}$ ) ne permet pas de "voir" la désintégration de la particule charmée, les deux muons sont reconstruits dans le vertex primaire. De plus, l'algorithme de reconstruction de vertex n'a pas été conçu dans l'optique de séparer les traces. Et de toute façon, comme le bruit et le signal ont le même comportement en ce qui concerne le paramètre d'impact, nous n'avons pas cherché à enrichir notre lot de candidats de dimuons par une étude d'optimisation de

paramètres de reconstruction de vertex. Le dénominateur correspond à la section efficace des  $\nu_\mu$  CC. Nous allons tout d'abord déterminer le nombre d'événements  $\nu_\mu$  CC ( et par la même occasion, le nombre d'événement  $\bar{\nu}_\mu$  ) dans notre lot expérimental. Puis, nous passerons à l'évaluation du nombre de dimuons "directs".

### 6.3 Étude des événements à courant chargé ( CC ) $\nu_\mu$ et $\bar{\nu}_\mu$

Le nombre réel de  $\nu_\mu$  CC dans notre volume fiduciel ( défini par la coupure fiducielle de nos "coupures standards" ) qui correspondent à cet échantillon de "1 muon" ( 915  $\mu^+$  et 31 782  $\mu^-$  ) est donné par l'expression :

$$N( \nu_\mu \text{ CC } ) = \frac{1}{\epsilon(\text{MC}, \mu^-)} \times ( N(\text{Candidats } \mu^-) - N(\text{Bruits } \mu^-) )$$

où :

1.  $\epsilon(\text{MC}, \mu^-)$  est l'efficacité d'identification d'un événement  $\nu_\mu$  CC dans la catégorie  $1\mu^-$  ( après "coupures standards" ).
2.  $N(\text{Bruits } \mu^-)$  est le nombre d'événements de bruit de cette catégorie. Il s'agit pour la plupart d'entre eux, de hadrons de grande impulsion qui simulent le muon ou de muons venant de désintégrations de hadrons dans des événements sans muon ( des interactions à courant neutre ( NC ) principalement ). Une très faible partie du bruit peut provenir des  $\bar{\nu}_\mu$  CC où on s'est trompé dans le signe du muon leptonique.

Nous aurons une formule analogue pour déterminer le nombre de  $\bar{\nu}_\mu$  CC :

$$N( \bar{\nu}_\mu \text{ CC } ) = \frac{1}{\epsilon(\text{MC}, \mu^+)} \times ( N(\text{Candidats } \mu^+) - N(\text{Bruits } \mu^+) )$$

Dans ce cas, les composantes du bruit seront les mêmes que pour un événement  $\nu_\mu$  CC ( hadrons, désintégrations, problème de signe ), mais la source de ces bruits ( saveurs de neutrinos et/ou types d'interaction ) pourra être différente ( voir la suite ).

Pour estimer ces chiffres, nous avons utilisé des données simulées.

#### 6.3.1 Étude des $\nu_\mu$ CC Monte Carlo ( MC )

Nous disposons de deux lots de données simulées :

– 51 031  $\nu_\mu$  CC



### 6.3. ÉTUDE DES ÉVÉNEMENTS À COURANT CHARGÉ ( CC ) $\nu_\mu$ ET $\bar{\nu}_\mu$

– 10 781  $\nu_\mu$  NC

Par manque de temps, il ne nous a pas été possible d'obtenir une statistique plus importante d'événements simulés. Pour les mêmes raisons, nous ne disposons pas d'événements Monte Carlo pour les interactions de  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e$  ou  $\bar{\nu}_e$ . La contamination estimée en muons venant des interactions de  $\nu_e$  et de  $\bar{\nu}_e$  est de toute façon inférieure à un événement ( du fait de la composition en saveurs de neutrinos de notre faisceau ). En ce qui concerne les  $\bar{\nu}_\mu$ , nous transposerons les résultats des deux lots simulés ci-dessus.

| $\nu_\mu$ CC<br>51 031 | Après "coupures standards" |         |               |               |               |                     |                     |
|------------------------|----------------------------|---------|---------------|---------------|---------------|---------------------|---------------------|
|                        | 25 428                     |         |               |               |               |                     |                     |
|                        | 1 muon                     |         | 2 muons       |               |               | 3 muons             |                     |
|                        | 21 209                     |         | 229           |               |               | 8                   |                     |
|                        | $\mu^-$                    | $\mu^+$ | $\mu^- \mu^+$ | $\mu^- \mu^-$ | $\mu^+ \mu^+$ | $\mu^- \mu^- \mu^+$ | $\mu^- \mu^+ \mu^+$ |
|                        | 21 143                     | 66      | 158           | 69            | 2             | 6                   | 2                   |
| $\nu_\mu$ NC<br>10.781 | Après "coupures standards" |         |               |               |               |                     |                     |
|                        | 5 327                      |         |               |               |               |                     |                     |
|                        | 40                         |         | 2             |               |               | 0                   |                     |
|                        | $\mu^-$                    | $\mu^+$ | $\mu^- \mu^+$ | $\mu^- \mu^-$ | $\mu^+ \mu^+$ | $\mu^- \mu^- \mu^+$ | $\mu^- \mu^+ \mu^+$ |
|                        | 21                         | 19      | 2             | 0             | 0             | 0                   | 0                   |

TAB. 6.3 - Données simulées : classification de chaque lot de muon(s) après sélection.

Ces données ont été générées avec la cible complète ( 11 modules de chambres à dérive et sur une surface fiducielle de  $2.8 \times 2.8 \text{ m}^2$ , ce qui correspond à une masse totale de 3.085 tonnes ). Après avoir appliqué les "coupures standards", nous avons sélectionné des événements n-muons comme avec les données réelles. Le résultat est montré dans le tableau 6.3.

À l'aide du tableau 6.3, nous pouvons calculer :

- L'efficacité d'identifier l'événement  $\nu_\mu$  CC dans la catégorie 1  $\mu^-$  :

$$\epsilon(\text{MC}, \mu^-) = \frac{21143}{25428} = (83.2 \pm 0.2)\%$$

Sachant que la contamination des muons primaires dans le lot 1  $\mu^-$  n'est que de 41 événements, nous pouvons assimiler  $\epsilon(\text{MC}, \mu^-)$  à l'efficacité d'identifier le muon

primaire (  $\epsilon(\text{MC}, \mu^- \text{ primaire})$  ), pour pouvoir la décomposer en fonction de différentes causes de perte d'efficacité ( tableau 6.4 ), et ce pour la discussion qui va suivre.

| Cause de perte de muons primaires | Nombre de muons restant |
|-----------------------------------|-------------------------|
| Nombre de muons initial           | 25 428                  |
| Reconstruction                    | 25 130                  |
| Association au vertex primaire    | 24 026                  |
| Muon "identifiable"               | 22 016                  |
| Reconnu comme muon                | 21 335                  |

TAB. 6.4 - Décompte des causes provoquant une inefficacité dans l'identification du muon primaire. La perte importante est occasionnée par l'acceptance géométrique du détecteur à muons et les traces à faible impulsion ( muon "identifiable" ). Les coupures sont appliquées séquentiellement.

On voit que les inefficacités d'identification du muon primaire proviennent en partie de problèmes de reconstruction et surtout de connexion du muon au vertex primaire :  $\epsilon_{\text{vertex}} = (95.6 \pm 0.1) \%$ , du fait qu'une fraction des muons n'atteint pas les chambres à muons à cause de leur angle d'émission et/ou de leur trop faible énergie (  $\epsilon_{\text{acceptance}} = (91.6 \pm 0.2) \%$  ), et finalement de l'efficacité d'identification de muon proprement dite :  $\epsilon_{\text{identification}} = (96.9 \pm 0.1) \%$  ( cette efficacité est compatible avec celle obtenue avec les muons du flat-top, compte tenu des différences des deux spectres en énergie ).

En ce qui concerne l'efficacité d'identifier un événement  $\bar{\nu}_\mu$  CC dans la catégorie 1  $\mu^+$ , seul le facteur  $\epsilon_{\text{acceptance}}$  pourrait être différent. En effet, on s'attend à des différences dans les spectres en impulsion des  $\mu^+$  (  $\bar{\nu}_\mu$  CC ) et des  $\mu^-$  (  $\nu_\mu$  CC ) car les sections efficaces  $\sigma(\nu_\mu)$  et  $\sigma(\bar{\nu}_\mu)$  ont des comportements différents en  $y_b$  ( défini comme  $y_b = 1 - E_\mu/E_\nu$  ) :  $\sigma(\bar{\nu}_\mu)$  étant plus piqué à  $y_b = 0$  que  $\sigma(\nu_\mu)$ , les  $\mu^+$  seront plus énergiques et par conséquent, atteignent plus facilement les chambres à muons que les  $\mu^-$ . Pour être conservatif, nous choisissons de remplacer  $\epsilon_{\text{acceptance}}$  par  $\epsilon'_{\text{acceptance}} = (95 \pm 5) \%$ , ce qui nous donne :

$$\epsilon(\text{MC}, \mu^+) = (86.7 \pm 4.6) \%$$

Ce nombre devra être affiné dès que nous disposerons de données simulées en  $\bar{\nu}_\mu$  CC.

• **Les contaminations en bruits**, composées de :

1.  $\mu^\pm$  faussement identifiés dans les événements  $\nu_\mu$  NC, avec une fraction égale à :

$$f(\text{NC}, \mu^-) = 21/5327 = (0.39 \pm 0.09) \%$$

### 6.3. ÉTUDE DES ÉVÉNEMENTS À COURANT CHARGÉ ( CC ) $\nu_\mu$ ET $\bar{\nu}_\mu$

---

$$f(\text{NC}, \mu^+) = 19/5327 = (0.36 \pm 0.08)\%$$

2.  $\mu^+$  identifiés dans des  $\nu_\mu$  CC : ce sont essentiellement des hadrons chargés. La fraction de  $\mu^+$  trouvée dans des  $\nu_\mu$  CC ( c'est-à-dire, bruit pour des  $\bar{\nu}_\mu$  CC ) est égale à :

$$f(\text{CC}) = 66/25428 = (0.26 \pm 0.03)\%$$

3. Notons par ailleurs que le passage de la catégorie  $\mu^-$  à la catégorie  $\mu^+$  et vice versa du fait d'une mauvaise estimation du signe est extrêmement faible. Ainsi, parmi les 66 particules reconnues comme un  $\mu^+$  dans le lot Monte Carlo de  $\nu_\mu$  CC, 2 sont des  $\mu^-$ . Et parmi les 21 143 particules reconnues comme  $\mu^-$ , seule une devrait avoir une charge positive. Ce taux d'erreur appliqué aux données réelles ( 915  $\mu^+$  et 31 782  $\mu^-$  ) ne les corrigerait que de quelques unités, ce qui est négligeable devant leur fluctuation statistique.

#### 6.3.2 Détermination du nombre d'événements de $\nu_\mu$ CC et de $\bar{\nu}_\mu$ CC

Pour notre calcul de bruit de fond, nous allons utiliser le fait que la proportion des composantes du faisceau autres que le  $\nu_\mu$  est très faible. Nous rappelons que notre faisceau est constitué de 4 saveurs dont les flux sont dans le rapport suivant :

$$\nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : \nu_e : \bar{\nu}_e \sim 1 : 0.06 : 0.007 : 0.002$$

Ainsi, en ce qui concerne les  $\nu_\mu$  CC, la seule source de bruit de fond qui est significative provient des  $\mu^-$  trouvés dans les événements  $\nu_\mu$  NC. Le nombre  $N(\nu_\mu \text{ CC})$  sera donné par :

$$N(\nu_\mu \text{ CC}) = (N(\mu^-) - f(\text{NC}, \mu^-)N(\nu_\mu \text{ NC}))/\epsilon(\text{MC}, \mu^-)$$

avec :

$$\begin{aligned} \frac{N(\nu_\mu \text{ NC})}{N(\nu_\mu \text{ CC})} &= \frac{\sigma^{\text{NC}}(\nu_\mu)}{\sigma^{\text{CC}}(\nu_\mu)} \\ &= 0.32 \text{ (valeur obtenue en prenant } \sin^2 \theta_W \text{ égal à } 0.22 \text{ ) [77].} \end{aligned}$$

Après résolution, le bruit estimé est de 48 événements et :

$$N(\nu_\mu \text{ CC}) = 38165 \pm 214 \pm 108$$

La première erreur est liée à la statistique de notre lot expérimental, la deuxième est due à la statistique des événements simulés  $\nu_\mu$  CC.

En ce qui concerne les  $\bar{\nu}_\mu$  CC, les sources de bruit de fond appréciables sont :

- les événements  $1 \mu^+$  venant des  $\nu_\mu$  CC :

$$\begin{aligned} N_1 &= f(\text{CC}) \times N(\nu_\mu \text{CC}) \\ &= 99 \pm 12 \text{ événements} \end{aligned}$$

- les événements  $1 \mu^+$  venant des  $\nu_\mu$  NC :

$$\begin{aligned} N_2 &= f(\text{NC}, \mu^+) \times N(\nu_\mu \text{NC}) \\ &= 0.32 \times f(\text{NC}, \mu^+) \times N(\nu_\mu \text{CC}) \\ &= 44 \pm 10 \text{ événements} \end{aligned}$$

Les autres contaminations sont négligeables.

Le nombre de  $\bar{\nu}_\mu$  CC est donc égal à :

$$\begin{aligned} N(\bar{\nu}_\mu \text{CC}) &= (N(\mu^+) - N_1 - N_2) / \epsilon(\text{MC}, \mu^+) \\ &= 884 \pm 35 \pm 50 \end{aligned}$$

où comme ci-dessus, la première erreur est liée à la statistique des données réelles, la deuxième à la statistique des données simulées ainsi qu'à l'erreur systématique mise sur  $\epsilon(\text{MC}, \mu^+)$ .

Notons pour terminer qu'à ce stade, des défauts d'adéquation entre données simulées et données réelles en ce qui concerne l'efficacité d'identification des muons n'ont pas été pris en compte.

**Rapport  $(\bar{\nu}_\mu \text{CC}) / (\nu_\mu \text{CC})$**

Dans le cas où le Monte Carlo ne reproduirait pas les données, par exemple à cause d'une perte supplémentaire d'événements réels due à des problèmes de connexion au vertex primaire, il y aurait lieu de corriger les deux nombres  $N(\nu_\mu \text{CC})$  et  $N(\bar{\nu}_\mu \text{CC})$  de ces effets. Dans la mesure où ces effets ne dépendent pas de la charge du muon, le rapport  $(\bar{\nu}_\mu \text{CC}) / (\nu_\mu \text{CC})$  n'en est pas affecté, et vaut alors :

$$R_{\text{Exp.}} = \frac{884 \pm 61}{38165 \pm 240} = (2.3 \pm 0.2)\%$$

Le Monte Carlo de faisceau utilisé dans l'expérience prédit un rapport  $R_{\text{MC}}$  de l'ordre de 3 %, valeur obtenue en négligeant la correction due aux différences dans le spectre en énergie entre la composante  $\nu_\mu$  et la composante  $\bar{\nu}_\mu$  et les incertitudes qui peuvent être importantes concernant les contenus en saveurs. Nous voyons que le rapport trouvé  $R_{\text{Exp.}}$  est compatible avec la prédiction du Monte Carlo de faisceau  $R_{\text{MC}}$ .

### 6.3. ÉTUDE DES ÉVÉNEMENTS À COURANT CHARGÉ ( CC ) $\nu_\mu$ ET $\bar{\nu}_\mu$

---

#### Contrôles supplémentaires

Un autre exercice consiste à déterminer le nombre total d'interactions de neutrino contenues dans notre lot de départ depuis les  $N(\nu_\mu \text{CC})$  et  $N(\bar{\nu}_\mu \text{CC})$  en leur ajoutant les courants neutres correspondants et les composantes d'interactions des  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$  ( $\nu_e/\nu_\mu = 7 \cdot 10^{-3}$  et  $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu = 0.07$  d'après le Monte Carlo du faisceau) :

$$N_{\text{tot}} = 1.007 \times 1.32 \times N(\nu_\mu \text{CC}) + 1.07 \times 1.36 \times N(\bar{\nu}_\mu \text{CC})$$

où nous avons utilisé le fait que :

$$\frac{N(\bar{\nu}_\ell \text{NC})}{N(\bar{\nu}_\ell \text{CC})} = 0.36 [77]$$

où:  $\ell = \mu, e$

Nous obtenons :  $N_{\text{tot}} = 52\,017 \pm 330$  événements dans les coupures standards, alors que nous observons 58 928. La différence peut s'expliquer, soit par une efficacité d'identification de muon plus faible dans les données réelles que dans le Monte Carlo, soit par la présence dans le lot expérimental d'événements qui ne sont pas des interactions de neutrinos dans la cible, ou encore par une combinaison des deux. En fait, seule une visualisation des événements pourrait apporter une réponse à la deuxième explication. Après avoir visualisé quelques événements, une des sources possibles de contamination a pu être identifiée : il s'agit des paires  $e^+e^-$  de conversion. La mesure précise de cette contamination demandera plus de travail.

Quoiqu'il en soit, la comparaison de ces nombres nous permet d'affirmer que l'efficacité réelle d'identification ( $\epsilon(\text{Exp}, \mu^\pm)$ ) ne peut être trop différente de celle évaluée à partir du Monte Carlo. En effet, soient  $\alpha_\pm$  définis comme :

$$\epsilon(\text{Exp}, \mu^\pm) = \alpha_\pm \times \epsilon(\text{MC}, \mu^\pm)$$

$\alpha_\pm$  tiennent compte d'éventuelles différences de comportement entre le lot expérimental et le lot de Monte Carlo, que ce soit au niveau de la simulation ou de la reconstruction. Supposons maintenant que  $\alpha_- \sim \alpha_+ = \alpha$ , si la perte des événements (de 58 928 à 52 017) était due uniquement à une baisse en efficacité d'identification des muons, cette perte imposerait alors une limite inférieure sur  $\alpha$  qui serait égale à 0.87 : limite au-dessous de laquelle la valeur prédite pour  $N_{\text{tot}}$  serait plus grande que le nombre d'événements observés.

Un autre contrôle envisageable est de comparer le nombre  $N(\nu_\mu \text{CC})$  obtenu à celui prédit par le Monte Carlo de faisceau depuis les  $3 \cdot 10^{18}$  POT enregistrés. Malheureusement, les études en cours montrent que ce résultat peut varier notablement selon la version du Monte Carlo de faisceau utilisé. Un très gros effort est porté actuellement sur l'amélioration de la compréhension du faisceau de neutrinos, tant au

niveau simulation de la production de  $\pi$  et de  $K$  que par des mesures de flux in-situ dans le système de focalisation. Des mesures supplémentaires de sections efficaces de  $p + Be \rightarrow \pi, K$  seront prochainement réalisées au CERN ( projet SPY ). Il faudra donc attendre le résultat de ces études pour améliorer les prédictions de notre Monte Carlo de faisceau.

Pour terminer, nous montrons sur la figure 6.4 le spectre en impulsion des muons primaires dans des  $\nu_\mu$  CC : l'accord entre la simulation et les muons réels est satisfaisant, surtout à basse énergie où on risquerait d'avoir un biais en acceptance plus grand.

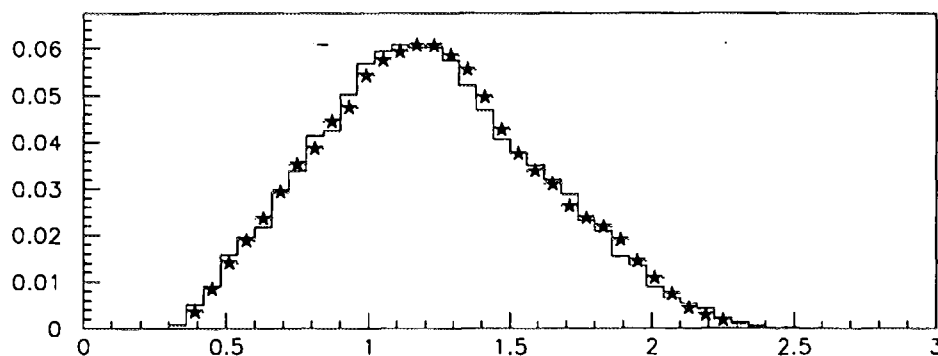


FIG. 6.4 - Le spectre du logarithme ( base 10 ) de l'impulsion en GeV des muons des  $\nu_\mu$  CC. La courbe en continu représente les données simulées et les étoiles, les données réelles. Les deux histogrammes sont renormalisés et d'intégrale égale à 1.

## 6.4 Étude des événements dimuons

Pour cette étude, nous disposons de trois lots de données ayant passé les "coupures standards" ( voir le tableau 6.5 )

La sélection repose uniquement sur l'identification de muons primaires par association entre traces des chambres à dérive et TUPs<sup>2</sup> et aucune autre coupure (  $p_{\min}$ , nombre de TUPs associés ... ) n'a été appliquée en dehors des "coupures standards". Il se trouve que l'impulsion minimale de ces muons est à 2 GeV, ce qui est la conséquence de la sélection naturelle car pour des questions de perte d'énergie ( dans le

2. TUP = segment de trace en projection, résultat de la reconstruction dans les chambres à muons, voir le paragraphe 5.2.2 pour plus de détails

## 6.4. ÉTUDE DES ÉVÉNEMENTS DIMUONS

| Données             | Coupsures<br>Standard | dont<br>signal | $\mu^- \mu^+$ | dont<br>signal | $\mu^- \mu^-$ | $\mu^+ \mu^+$ |
|---------------------|-----------------------|----------------|---------------|----------------|---------------|---------------|
| $\nu_\mu$ CC ( MC ) | 25 428                | 181            | 158           | 64             | 69            | 2             |
| Charme ( MC )       | 2 056                 | 2056           | 664           | 649            | 8             | 2             |
| Données réelles     | 58 928                |                | 217           |                | 76            | 0             |

TAB. 6.5 - Classification des événements pour les trois lots de données utilisées. Le signal est le dimuon  $\mu^- \mu^+$ , le  $\mu^-$  venant du vertex leptonique et le  $\mu^+$  de la désintégration de charme.

ECAL, HCAL ... ), le seuil pour que le muon puisse atteindre le détecteur à muons est aux environs de 2 GeV. Le lot de dimuons de  $\nu_\mu$  CC a été filtré à partir de 51.031  $\nu_\mu$  CC. Le lot baptisé charme ne contient que de vrais dimuons venant des désintégrations de particules charmées pour améliorer la statistique dans certaines études comme celle de l'efficacité d'identification de vrais dimuons ( $\epsilon(\text{MC}, \mu^- \mu^+)$ ) :

Sachant que le lot de dimuons pur comporte 649 vrais dimuons, nous en déduisons que  $\epsilon(\text{MC}, \mu^- \mu^+)$  vaut  $(31.5 \pm 0.7) \%$

On pourrait s'attendre naïvement à ce que  $\epsilon(\text{MC}, \mu^- \mu^+)$  soit du même ordre de grandeur que le carré de l'efficacité d'identification d'un seul muon ( $\sim 0.7$ ), or ce n'est pas le cas. La raison est la suivante : tout d'abord, le muon qui vient du charme est en général moins énergétique que le muon issu du courant leptonique. Or à faible impulsion, l'efficacité d'identification du muon s'effondre car celui-ci s'arrête avant d'atteindre les chambres à muons. Ensuite, cette efficacité est aussi faible à cause de l'acceptance géométrique du détecteur à muons. De fait, l'étude de ce lot de dimuons purs a permis de montrer que parmi les événements survivant aux "coupures standards", seulement moins que la moitié aura les deux muons qui peuvent atteindre les zones sensibles des chambres à muons, et par conséquent, seront susceptibles d'être identifiés.

Nous terminons par deux remarques importantes pour la suite :

1. Ces sélections comportent des candidats de dimuons de même signe. Or d'après le taux expérimental de production de dimuons de même signe ( voir le paragraphe 2.6.1 ), et compte tenu de notre statistique, nous pouvons dire que notre sélection expérimentale ne contient pas de signal direct de dimuons de même signe ( nous nous attendons à moins que 3 signaux à 95 % C.L ). Autrement dit, les événements avec deux muons de même signe sont des événements de bruit.
2. Le lot de dimuons expérimental ne comporte pas d'événements de dimuons  $\mu^+ \mu^+$ . Or, d'après la remarque précédente, ces  $\mu^+ \mu^+$ , s'ils existent, ne peuvent

être que du bruit de fond, ce qui nous permet de conclure à l'absence de signal appréciable de  $\mu^+\mu^-$  (signal d'anti-charme des  $\bar{\nu}_\mu$  CC), compte tenu du rapport signal/bruit observé dans la sélection Monte Carlo. Nous reviendrons sur cette remarque dans le paragraphe 6.5.1.

À titre d'illustration, nous montrons sur la figure 6.5 un événement de dimuon parmi ceux sélectionnés par notre programme.

### 6.4.1 Les sources possibles de bruit de fond

Quatre types de bruits de fond peuvent être présents dans notre échantillon de candidats dimuons. Dans l'ordre respectif de leur importance, nous avons :

1. Désintégration de Pions et de Kaons de la gerbe hadronique.
2. Faux muon simulé par un hadron (hadron "punchthrough")<sup>3</sup>
3. Comme nous nous intéressons à la production de particule charmée dans des événements de  $\nu_\mu$  CC, une source possible de bruit de fond sera des dimuons qui sont produits dans des interactions d'antineutrinos.
4. Des événements tri-muons, pour lesquels, nous n'avons pas reconstruit et/ou identifié le troisième muon.
5. Tri-dents (voir définition au paragraphe 2.6.1).

Les deux premiers types de bruits de fond sont les plus importants. Le troisième, d'après les précédentes remarques à propos des résultats de notre sélection et les deux derniers, d'après ce qui a été dit au paragraphe 2.6.1, sont négligeables à notre niveau de statistique.

Nous consacrerons la prochaine partie à la description de notre méthode d'extraction du signal et de réjection des bruits de fond et nous y présenterons aussi les résultats obtenus.

---

3. il s'agit de hadron à grande impulsion et qui a traversé tout le détecteur. Il peut laisser dans les chambres à muons une signature identique à celle d'un muon.



#### 6.4. ÉTUDE DES ÉVÉNEMENTS DIMUONS

---

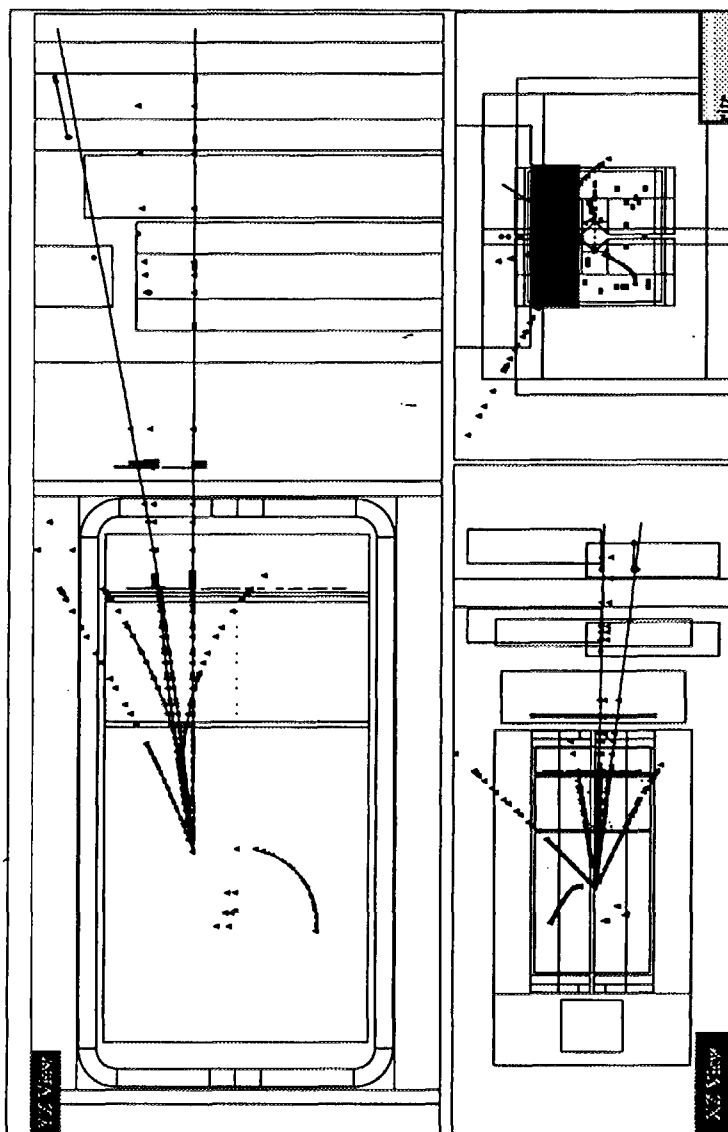


FIG. 6.5 - Événement candidat de dimuon. Les triangles montrent la prédiction de l'extrapolateur et les lignes continues représentent le résultat de la reconstruction dans la cible et son extrapolation jusqu'aux chambres à muons.

### 6.4.2 Extraction du signal de dimuons "directs"

Comme, d'après le Monte Carlo, nos sources de bruit proviennent principalement de la désintégration de hadrons, la méthode d'extraction du signal de charme utilisée va reposer sur le rapport  $\mathcal{R}(P)$  du nombre de hadrons ( pions et kaons ) chargés positivement et de hadrons chargés négativement en fonction de l'impulsion :  $\mathcal{R}(P) = h^+(P)/h^-(P)$ , obtenu depuis des  $\nu_\mu$  CC ( MC ); la distribution de ce rapport  $\mathcal{R}(P)$  est montrée sur la figure 6.6. La valeur moyenne de  $\mathcal{R}(P)$  est notée  $\overline{\mathcal{R}}$  et vaut 1.5, obtenue en tenant compte du spectre et en pondérant chaque hadron par  $1/p$  ( la probabilité de désintégration va comme  $1/p$  ).

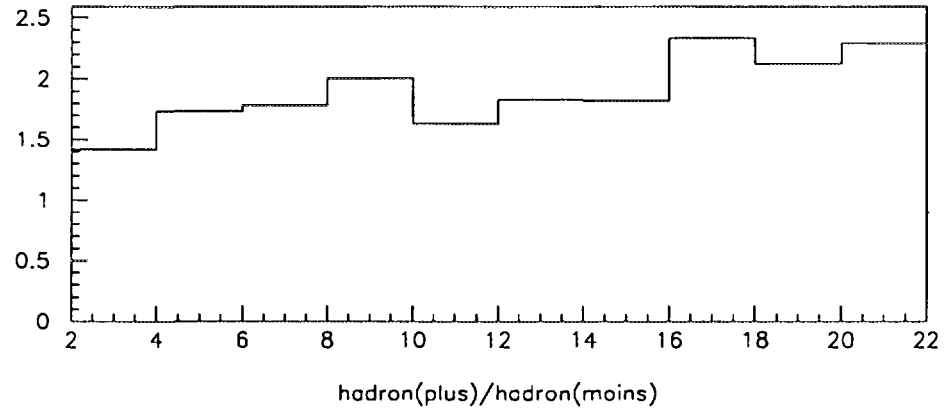


FIG. 6.6 - Rapport entre les nombres de hadrons chargés positivement et ceux chargés négativement en fonction de l'impulsion ( en GeV ) pour les données simulées. Le dernier bin est un bin "overflow", il représente toutes les entrées ayant une impulsion plus grande que 20 GeV.

On fera l'hypothèse que le rapport des  $\mu^+$  du bruit présent dans les événements  $\mu^-\mu^+$  à celui des  $\mu^-$  du bruit présent dans les événements  $\mu^-\mu^-$  est égal à  $\overline{\mathcal{R}}$ . Les dimuons "bruits" dans le lot  $\mu^-\mu^+$  seront au nombre de :

$$N_B = \overline{\mathcal{R}} n(\mu^-\mu^-)$$

Nous pouvons appliquer cette méthode aux deux lots de Monte Carlo disponibles pour la valider. Pour le lot de charme, nous trouvons  $1.5 \times 8 = 12 \pm 4.2$  événements de bruit dans le lot  $\mu^-\mu^+$ , à comparer à  $15 \pm 3.9$ , qui est le vrai nombre d'événements de bruit correspondant, l'erreur est uniquement statistique.

## 6.4. ÉTUDE DES ÉVÉNEMENTS DIMUONS

---

De la même manière, pour le lot de  $\nu_\mu$  CC, nous trouvons :  $N_{\text{bruit}} = 103.5 \pm 12.5$ , à comparer à  $94 \pm 9.7$

L'accord obtenu conforte notre hypothèse. Un lot plus important de  $\nu_\mu$  CC (MC) serait souhaitable pour améliorer sa signification statistique.

Nous sommes maintenant en mesure d'appliquer cette méthode aux données réelles. Cette méthode prédit un nombre de dimuons "directs" égal à  $N_s$ , pour  $n(\mu^-\mu^+)$  candidats de dimuons de signes opposés et  $n(\mu^-\mu^-)$  candidats de dimuons de même signe :

$$\begin{aligned} N_s &= n(\mu^-\mu^+) - \overline{R}n(\mu^-\mu^-) \pm \sqrt{n(\mu^-\mu^+) + \overline{R}^2 n(\mu^-\mu^-)} \\ &= 217 - 1.5 \times 76 \\ &= 103 \pm 20 \end{aligned}$$

Du rapport  $N_{\bar{\nu}}/N_\nu$ , déterminé au paragraphe 6.3.2, nous n'attendons que deux ou trois événements venant d'interactions de  $\bar{\nu}_\mu$  avec production de particules anti-charmées. Cette correction est donc négligeable devant notre erreur statistique.

Le nombre de dimuons "directs" présents dans le lot expérimental qui satisfait aux "coupures standards" est donc :

$$\begin{aligned} N(\mu^-\mu^+) &= \frac{1}{\varepsilon(\text{MC}, \mu^-\mu^+)} N_s \\ &= 327 \pm 63 \pm 7 \end{aligned}$$

Les deux erreurs données sont des erreurs statistiques : la première est expérimentale et la deuxième est due à la statistique de Monte Carlo.

Notons aussi que nous avons supposé implicitement qu'il n'y a pas d'incohérence entre les données simulées et les données expérimentales : c'est-à-dire :

$$\varepsilon(\text{MC}, \mu^-\mu^+) = \varepsilon(\text{Exp}, \mu^-\mu^+)$$

Nous en reparlerons dans le paragraphe qui suit.

### 6.4.3 Détermination du rapport $\sigma(\mu^-\mu^+)/\sigma(\mu^-)$

Il serait plus correct de calculer ce rapport en fonction de l'énergie du neutrino incident. Comme nous sommes limités en statistique, nous calculerons ce rapport moyenné sur tout le spectre d'énergie :

$$\frac{\sigma(\mu^-\mu^+)}{\sigma(\mu^-)} = \frac{327 \pm 62.5 \pm 7.3}{38165 \pm 214 \pm 108} = (8.57 \pm 1.64 \pm 0.19) 10^{-3}$$

#### Remarques

L'erreur sur ce rapport ne prend pas en compte une éventuelle différence entre données expérimentales et simulées sur l'efficacité d'identification des dimuons.

Si on écrit :

$$\begin{aligned} \varepsilon(\text{Exp}, \mu^-) &= \alpha_- \times \varepsilon(\text{MC}, \mu^-) \\ \text{et } \varepsilon(\text{Exp}, \mu^-\mu^+) &= \alpha_{-+} \times \varepsilon(\text{MC}, \mu^-\mu^+) \end{aligned}$$

Le rapport trouvé ci-dessus doit être multiplié par  $\alpha_-/\alpha_{-+}$ . Or nous savons déjà que  $\alpha_- > 0.87$  ( voir le paragraphe 6.3.2 ), par contre, nous n'avons aucun moyen simple d'estimer  $\alpha_{-+}$  de façon interne à nos données ( la comparaison du nombre d'événements  $\mu^-\mu^-$  entre Monte Carlo et données réelles correspond à des  $\mu^-$  du bruit, et non pas du signal, et donc à des problématiques différentes ).

Si l'on se base sur les résultats de CCFR [74], ce rapport  $\sigma(\mu^-\mu^+)/\sigma(\mu^-)$  est estimé comme égal à  $(7 \pm 1) 10^{-3}$ ,  $\alpha_-/\alpha_{-+}$  serait alors de l'ordre de 0.8. Or, en cas de problèmes supplémentaires dans l'identification des muons, non reproduits par le Monte Carlo, on s'attendrait tout naturellement à ce que  $\alpha_{-+}$  soit plus petit que  $\alpha_-$ , et donc le rapport  $\alpha_-/\alpha_{-+}$  soit plus grand que 1. Il semble donc raisonnable de supposer qu'en fait,  $\alpha_-$  et  $\alpha_{-+}$  sont tous les deux assez proches de 1.

#### Erreurs systématiques

En dehors des erreurs systématiques qui disparaissent quand on effectue le rapport  $\sigma(\mu^-\mu^+)/\sigma(\mu^-)$ , il reste :

1. L'erreur systématique induite par l'incertitude sur  $\overline{\mathcal{R}}$ . Une estimation raisonnable sera :

$$\overline{\mathcal{R}} = 1.5 \pm 0.1$$

qui se traduit par une incertitude systématique de 7 % sur le nombre d'événements de signal :  $n(\mu^-\mu^+) - \overline{\mathcal{R}}n(\mu^-\mu^-)$

2. Le nombre de  $\nu_\mu$  CC produits par des interactions de neutrinos dont l'énergie est en dessous du seuil de production de charmc. Ce nombre aura une influence sur  $\varepsilon(\text{MC}, \mu^-)$  mais pas sur  $\varepsilon(\text{MC}, \mu^-\mu^+)$ .

## 6.5. ESSAIS D'AMÉLIORATION DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT

À partir de ces remarques sur les sources d'incertitudes systématiques et au vu de l'accord entre les distributions des données Monte Carlo et des données réelles ( voir le paragraphe 6.6 ), nous estimons qu'il est très conservatif d'annoncer une erreur systématique globale de 15 %. Finalement, nous obtenons :

$$\frac{\sigma(\mu^-\mu^+)}{\sigma(\mu^-)} = (8.6 \pm 1.6_{\text{stat.}} \pm 1.3_{\text{sys.}}) 10^{-3}$$

Avant d'aller plus loin dans notre analyse, au vu du présent rapport signal/bruit ( qui est de l'ordre de 1 ) de notre sélection expérimentale de dimuons, il serait préférable de pouvoir l'améliorer. Ces tentatives d'amélioration font l'objet du prochain paragraphe.

## 6.5 Essais d'amélioration du rapport signal/bruit

Nous avons vu précédemment sur des événements simulés que cette méthode de soustraction ( voir le paragraphe 6.4.2 ) nous fournit le bon nombre de signal à un  $\sigma$  près. Sur les données réelles, elle nous permet de retrouver un rapport de sections efficaces de  $2\mu$  à  $1\mu$  qui est conforme aux autres résultats expérimentaux. Mais la barre d'erreur étant importante, avant de faire cette soustraction, nous allons essayer de l'améliorer. Trois méthodes différentes pour augmenter le rapport signal/bruit ont été étudiées, et qui sont :

- Recherche de "kink" par l'estimateur basé sur le filtre de Kalman ( pour le bruit de type de désintégration ).
- Estimation de l'activité hadronique dans le détecteur à muons ( pour le bruit de type "punchthrough" ).
- Application de coupures plus sévères sur la qualité d'association et des coupures de type cinématique ( impulsion minimale ).

Ces différentes méthodes nécessitent la connaissance du muon leptonique. Nous ferons un bref aparté sur ce sujet avant de décrire ces différentes méthodes.

### 6.5.1 Détermination du muon leptonique

Dans la suite, nous désignerons par  $\mu_1$  le muon qui est produit au vertex leptonique ( le leading muon ) et  $\mu_2$  celui qui est issu de la désintégration du quark charmé. Pour les classifier, nous pouvons utiliser trois différentes méthodes. La première méthode est basée sur la topologie particulière des événements dimuons. En effet, la conservation des impulsions s'écrit :

$$\vec{p}(\mu_1) + \vec{p}(W) = \vec{p}(\nu)$$

En projetant cette relation sur le plan perpendiculaire à l'axe du neutrino incident, nous obtenons :  $p_T(\mu_1) + p_T(W) = 0$ . Autrement dit, la composante transverse du leading muon est opposée à celle de la gerbe hadronique finale (qui est celle du boson vectoriel  $W$ ). Si nous notons par  $P_T/\text{gerbe}$  la projection de  $p_T$  sur la direction définie par la gerbe hadronique, le muon non-leading sera pris comme celui qui a le  $P_T/\text{gerbe}$  le plus petit, car il appartient au système hadronique.

Nous pouvons aussi les étiqueter par leur impulsion. Le muon leading sera celui qui a l'impulsion la plus grande.

Comme notre lot expérimental ne comporte pas de  $\mu^+\mu^-$  (signal de charme des  $\bar{\nu}_\mu CC$ ) (voir le paragraphe 6.4), le muon leptonique sera tout simplement celui qui est signé négativement. Il est évident qu'avec une statistique plus importante où il va y avoir des dimuons produits dans des interactions d'antineutrinos, cette méthode ne fonctionnera plus.

Nous avons déterminé l'efficacité de ces trois algorithmes par les événements Monte Carlo qui sont reconnus par la reconstruction comme des dimuons et qui satisfont aux "coupures standards". Le résultat est rassemblé dans le tableau 6.6.

| Type de sélection  | Lot de dimuons | Efficacité        |
|--------------------|----------------|-------------------|
| $P_T/\text{gerbe}$ | $\mu^-\mu^+$   | $90.5 \pm 2.3 \%$ |
|                    | $\mu^-\mu^-$   | $98.5 \pm 1.4 \%$ |
| $P_\mu$            | $\mu^-\mu^+$   | $75.9 \pm 3.4 \%$ |
|                    | $\mu^-\mu^-$   | $88.4 \pm 3.8 \%$ |
| signe              | $\mu^-\mu^+$   | 100 %             |

TAB. 6.6 - Efficacité des trois méthodes de sélection des  $\mu_1$  et  $\mu_2$ .

Au vu des résultats donnés dans le tableau 6.6 et compte tenu du fait que dans notre lot de dimuons (données réelles), il n'y pas de contribution appréciable apportée par des  $\bar{\nu}_\mu$ , nous avons décidé que :

- Pour les dimuons de signes opposés : le muon leptonique sera celui signé négativement.
- Pour les dimuons de même signe : la détermination du muon leptonique utilisera le premier type de sélection ( $P_T/\text{gerbe}$ ).

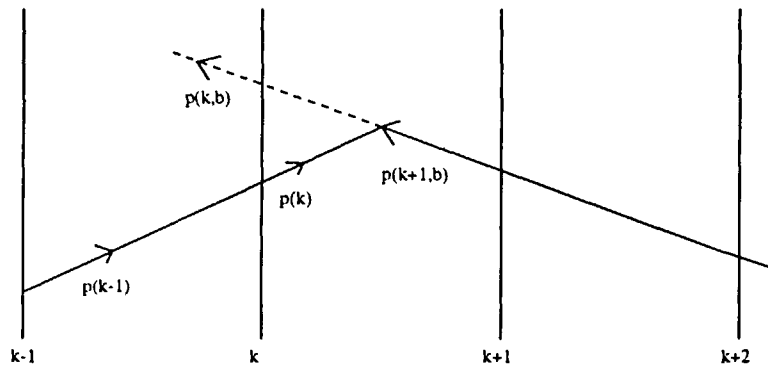
### 6.5.2 Essai de réjection des événements bruits de fond de désintégration

## 6.5. ESSAIS D'AMÉLIORATION DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT

Ce sont des événements où un hadron ( pion ou kaon ) s'est désintégré en un muon et le programme de reconstruction a reconstruit les deux traces en une seule. Ces désintégrations se caractérisent par un changement en impulsion qui se traduit par une variation du rayon de courbure et une différence angulaire entre la direction du hadron et du muon sortant.

Pour fixer les idées, on va essayer de calculer l'ordre de grandeur de ces différences. La cinématique de la désintégration à deux corps est fixée par l'impulsion du lepton  $p^* = 0.5(M^2 - m^2)/M$  et l'angle entre le muon et le hadron dans le référentiel au repos du hadron ( $\theta^*$ );  $p^*$  vaut 29 MeV pour un Pion et 235 MeV pour un Kaon. Or dans le référentiel de l'expérience, la désintégration sera d'autant plus difficile à reconnaître que la différence en impulsion entre le hadron et le lepton sortant sera petite. Autrement dit, il sera très difficile d'identifier les désintégrations qui ont eu lieu vers l'avant ( $\cos \theta^*$  proche de 1 ). Le cas des désintégrations de Kaon est un peu plus favorable, car à la différence d'impulsion s'ajoute une différence en angle plus importante.

Nous avons étudié une méthode d'identification de kink reposant sur les informations fournies par le filtre de Kalman ( qui est l'estimateur de traces utilisé par le programme de reconstruction ). Dans le langage de filtre de Kalman, un kink se signale par un changement brusque du vecteur d'état  $p_k$ , où  $k$  est le numéro du plan :



Nous rappelons que dans le modèle d'ajustement de traces des chambres à dérive, une trace est considérée comme un système dynamique discret ( la discrétisation est par rapport aux mesures  $k$  ) et son vecteur d'état est un vecteur à 6 composantes qui représentent les 6 paramètres de la trace ( $R^{-1}$ ,  $X$ ,  $Y$ ,  $\tan \lambda$ ,  $\phi$  et  $T_0$  ). Supposons que l'émission de la particule secondaire ait lieu entre les plans de mesure  $k$  et  $k+1$ , intuitivement, nous pouvons supputer que les paramètres calculés au plan  $k$  à partir du premier segment de trace ( $p_{k,f}$ ) seront différents de ceux calculés à partir du deuxième segment ( $p_{k,b}$ ). L'indice  $f$  ( pour forward ) indique que l'ajustement a été fait dans le sens de la trace et  $b$  ( pour backward ) quand l'ajustement parcourt la trace dans le sens inverse. Pour tester cette différence  $\Delta$  qui est égale à  $p_{k,b} - p_{k,f}$ , nous formons l'estimateur statistique suivant :

$$\chi_k^2 = \Delta^T (\text{cov}(\Delta_k))^{-1} \Delta$$

En remarquant que chaque segment de trace avant et après le kink est une “vraie” trace, ie., le  $\chi^2$  d’ajustement de chaque segment est petit, un autre estimateur de kink que nous pouvons définir sera :

$$F_k = \frac{\chi_k^2 / \text{npar}}{(\chi^2(\text{segment1,f}) + \chi^2(\text{segment2,b})) / \text{n.d.f}}$$

où npar est le nombre de paramètres du modèle de trace ( égal à 6 dans notre cas ) et n.d.f est le nombre de degrés de liberté du système ( égal au nombre de coups total des deux segments moins deux fois le nombre de paramètres ).

La position la plus probable du kink est donnée par la position du plan de mesure  $k$  où  $\chi_k^2$  ou  $F_k$  est maximal. L’auteur de la référence [71] propose d’utiliser plutôt  $F_k$  car cet estimateur est plus stable quand l’ajustement a accepté des faux coups pour reconstruire la trace. Il est en particulier insensible à l’échelle des incertitudes supposées.

En pratique, nous préférons faire le calcul de  $\chi_k^2$  en utilisant la formulation équivalente :

$$\chi_k^2 = \chi^2(\text{trace}) - \chi^2(\text{segment1,f}) - \chi^2(\text{segment2,b})$$

Il est à noter que ces estimateurs ne sont calculables que si chacun des deux segments est suffisamment long ( au minimum 10 coups ) pour que le réajustement de chaque segment soit possible.

#### Estimation du pouvoir de réjection de l’estimateur $F_k$ à l’aide des données Monte Carlo ( lot n° 1 du tableau 6.5 )

Pour cette étude, nous avons choisi d’utiliser l’estimateur  $F_k$ . En effet, la densité des coups autour du vertex primaire étant en général assez élevé, le risque alors est d’attribuer à une trace des coups qui ne lui appartiennent pas. Ainsi, pour ne pas biaiser l’appréciation de “kink” sur une trace à cause des coups qui lui sont faussement attribués, nous aurons besoin d’un estimateur qui y est “insensible”, ce qui est le cas du  $F_k$ .

La figure 6.7 montre les distributions de  $F_k$  pour le muon “non leading” ( données Monte Carlo ) dans le cas de signal (  $\mu^+$  produit par désintégration de hadron charmé ) et de bruit : ces distributions sont à peu près identiques. Par exemple, une coupure à 4 rejette (  $19.1 \pm 4.0$  ) % du bruit et (  $17.2 \pm 4.7$  ) % du signal. Une coupure à 8 semble plus judicieuse, mais son efficacité réelle sur le signal est  $> 96.5$  % à 90 % C.L alors qu’elle garde (  $93.6 \pm 2.5$  ) % du bruit.



## 6.5. ESSAIS D'AMÉLIORATION DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT

Au vu de ces très faibles différences, nous voyons que les paramètres du nouveau programme de reconstruction sont bien ajustés et nous pouvons renoncer à appliquer cette recherche de kink. La raison est la suivante : on peut dire, d'une manière simplifiée, que le critère qui décide de l'ajout d'un nouveau coup à une trace repose sur des quantités comme les  $\chi^2$  de l'ajustement vers l'avant ( forward ) et vers l'arrière ( backward ), qui sont aussi celles sur lesquelles est basée la méthode de recherche de "kink". Par conséquent, la recherche de "kink" peut souvent s'avérer redondante. Les événements bruits de fond de type désintégration que le programme n'a pas réussi à identifier correspondent aux désintégrations soit hors des chambres, soit trop près du vertex primaire ( donc pas assez d'informations sur l'un des deux segments ).

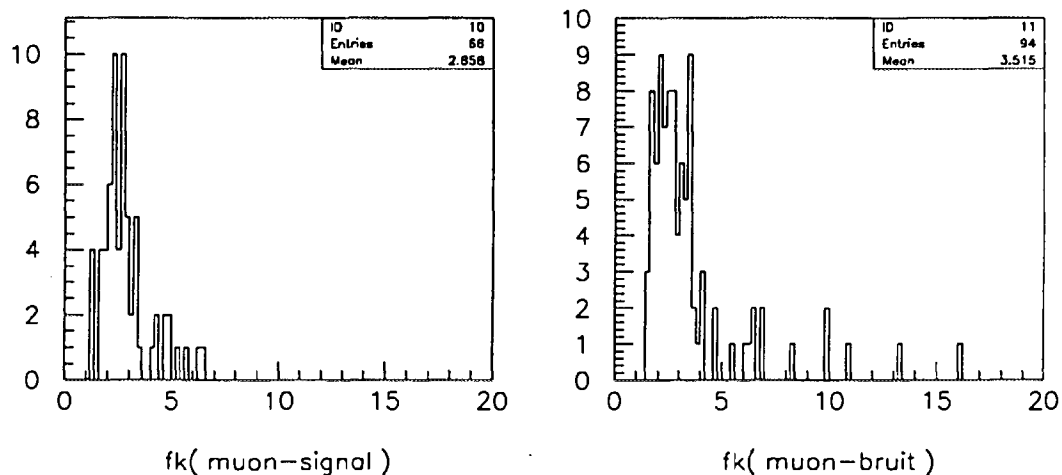


FIG. 6.7 - Distribution de  $F_k$  pour le muon "non-leading" du lot  $\mu^- \mu^+$  ( Monte Carlo ).

### 6.5.3 Essai de réjection des hadrons "punchthrough"

On peut distinguer deux types de hadron "punchthrough" selon qu'il a interagi ou non avec la matière ( dans le ECAL ou/et le HCAL ). Sachant que la longueur d'interaction du ECAL plus le HCAL vaut  $8 \lambda$ , un hadron a une probabilité de  $3.3 \cdot 10^{-4}$  de traverser l'ensemble sans faire de l'interaction. Dans ce cas, sa signature dans les chambres à muon est tout à fait identique aux muons, seuls alors des critères calorimétriques ( par exemple, l'énergie déposée dans le HCAL ) peuvent le distinguer. Lorsqu'il a interagi avant la première station du détecteur à muons, la présence de la gerbe hadronique résultant des interactions peut nous aider à le signer. L'idée de

cette méthode est de mesurer l'activité hadronique par le nombre de TUPs trouvés autour de la trajectoire de la particule dans la première station du détecteur à muons.

Nous considérerons qu'il y a eu présence d'une gerbe hadronique si dans une région de 20cm autour de la trace extrapolée, au moins  $\mathcal{N}$  TUPs supplémentaires sont reconstruits. On peut aussi imaginer de compter des coups autour de la trace mais demandant des TUPs supplémentaires assure que les coups sont "alignés", c'est-à-dire qu'il ne s'agit pas de bruit aléatoire mais des coups appartenant physiquement à une trace.

Pour déterminer la valeur de  $\mathcal{N}$ , nous avons pris des muons du flat-top ( voir le tableau 2.1 ) pour s'affranchir des problèmes liés au fait que le Monte Carlo dans le détecteur à muons ne simule pas tous les effets existants. La coupure  $\mathcal{N}$  égale à 5 correspond à une efficacité de  $(93.3 \pm 0.2)\%$  de garder la trace.

Nous résumons dans le tableau 6.7 l'efficacité de cette coupure, appliquée uniquement au muon "non-leading".

| Lot de données                 | Echantillon   | Fraction du bruit gardé | $\epsilon_{\text{signal}}$ | N( $\mu\mu$ ) après coupure |
|--------------------------------|---------------|-------------------------|----------------------------|-----------------------------|
| dimuons<br>( MonteCarlo )      | $\mu^- \mu^-$ | $(78.3 \pm 4.9)\%$      | $(90.6 \pm 4.5)\%$         | 54                          |
|                                | $\mu^- \mu^+$ | $(72.3 \pm 4.6)\%$      |                            | 126                         |
| dimuons<br>( Données réelles ) | $\mu^- \mu^-$ |                         |                            | 54                          |
|                                | $\mu^- \mu^+$ |                         |                            | 151                         |

TAB. 6.7 - Efficacités de la coupure sur l'activité hadronique mesurée par le nombre de TUPs maximal autorisé autour d'une trace (  $\mathcal{N}$  égal à 5 ), et effet de cette coupure sur les candidats dimuons ( données simulées et les données réelles ).

### 6.5.4 Coupure "cinématique"

Nous avons étudié l'effet de la coupure sur l'impulsion et sur la qualité de l'association sur chacun des deux muons. Nous avons demandé à ce que chaque muon soit vu dans les deux stations du détecteur à muons pour améliorer la pureté d'identification de muons. En effet, ces deux stations sont séparées par un mur de fer de 80 cm. Les particules y perdent en moyenne 1 GeV, ce qui explique la coupure en impulsion minimale mise à 4 GeV qui va permettre d'éliminer une partie des désintégrations ( les hadrons de faible impulsion ont une plus grande probabilité de se désintégrer ). De plus, ce mur de fer va pouvoir filtrer partiellement les hadrons "punchthrough". Sachant que sa longueur d'interaction est de  $4.8 \lambda$ , la probabilité pour qu'un hadron n'interagisse pas avec cette ferraille est de l'ordre de  $e^{-4.8}$ . Ces deux coupures ( coupure sur l'impulsion et coupure sur le nombre de TUPs associés ) ne sont pas indépendantes entre elles, car s'il s'agissait d'un vrai muon suffisamment énergétique, il

## 6.5. ESSAIS D'AMÉLIORATION DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT

devrait laisser des coups dans la deuxième station, par conséquent, susceptible d'être identifié dans la deuxième station. Notons aussi que la coupure sur le nombre de TUPs associés ( on demande qu'au moins 3 TUPs soient associés aux muons, le nombre maximal de TUPs qu'on peut attribuer à une trace étant égal à 4 ) peut nous faire perdre de vrais muons, soit, parce qu'ils passent à travers le trou entre le module 5 et les modules 1 et 2 ( voir le chapitre 5 pour la numérotation des modules et la figure 5.4 dans le même chapitre pour l'emplacement de ce trou ), soit, à cause de l'inefficacité du détecteur à muons. Le tableau 6.8 donne les détails de ces coupures pour le lot de dimuons de Monte Carlo  $\mu^- \mu^+$ .

| Catégorie de $\mu^- \mu^+$ | N( $\mu\mu$ ) initial | N( $\mu\mu$ ) après coupure sur l'impulsion | N( $\mu\mu$ ) après coupure sur le nombre de TUPs |
|----------------------------|-----------------------|---------------------------------------------|---------------------------------------------------|
| Signal                     | 64                    | 48                                          | 39                                                |
| Bruit                      | 94                    | 48                                          | 26                                                |

TAB. 6.8 - Décomposition de la coupure "cinématique".

Nous résumons dans le tableau 6.9 le résultat de cette coupure "cinématique".

| Lot de données                 | Échantillon   | Fraction du bruit gardé | $\epsilon_{\text{signal}}$ | N( $\mu\mu$ ) après coupure |
|--------------------------------|---------------|-------------------------|----------------------------|-----------------------------|
| dimuons<br>( MonteCarlo )      | $\mu^- \mu^-$ | ( 27.7 $\pm$ 4.6 ) %    | ( 60.9 $\pm$ 6.1 ) %       | 16                          |
|                                | $\mu^- \mu^+$ |                         |                            | 52                          |
| dimuons<br>( Données réelles ) | $\mu^- \mu^-$ |                         |                            | 23                          |
|                                | $\mu^- \mu^+$ |                         |                            | 77                          |

TAB. 6.9 - Efficacités de la coupure sur l'impulsion (  $P_{\mu 1} \geq 4 \text{ GeV}$  et  $P_{\mu 2} \geq 4 \text{ GeV}$  ) et sur le nombre de TUPs qui leur sont associés (  $> 2$  ), et effet de cette coupure sur les candidats dimuons ( données simulées et les données réelles ).

### 6.5.5 Résultats et conclusions

Nous résumons dans le tableau 6.10 les nombres d'événements de dimuons prédits par la méthode d'extraction du signal pour des candidats de dimuons des données réelles. Pour chaque coupure, nous donnons deux chiffres : le premier est le nombre d'événements quand nous appliquons la coupure. La normalisation par l'efficacité sur le signal de chaque coupure nous donne le deuxième chiffre. La première erreur provient de la statistique expérimentale et la deuxième est liée aux erreurs dont est entaché  $\epsilon_{\text{signal}}$  ( par conséquent, dépend de la statistique de Monte Carlo ).

| Coupure       | Signal                                     |
|---------------|--------------------------------------------|
| Sans coupure  | $103 \pm 19.7$                             |
| activité      | $(69 \pm 16.5)/\epsilon_{\text{signal}}$   |
|               | $77.2 \pm 18.6 \pm 3.8$                    |
| "cinématique" | $(42.5 \pm 11.3)/\epsilon_{\text{signal}}$ |
|               | $69.7 \pm 18.5 \pm 7.0$                    |

TAB. 6.10 - *Nombres d'événements de signal, après avoir appliqué séparément les deux coupures.*

### Conclusion

Au vu des résultats donnés dans le tableau 6.10, nous avons décidé de ne pas appliquer ces coupures, car les erreurs ne sont pas sensiblement modifiées. Nous allons par la suite utiliser la méthode d'extraction du signal telle quelle.

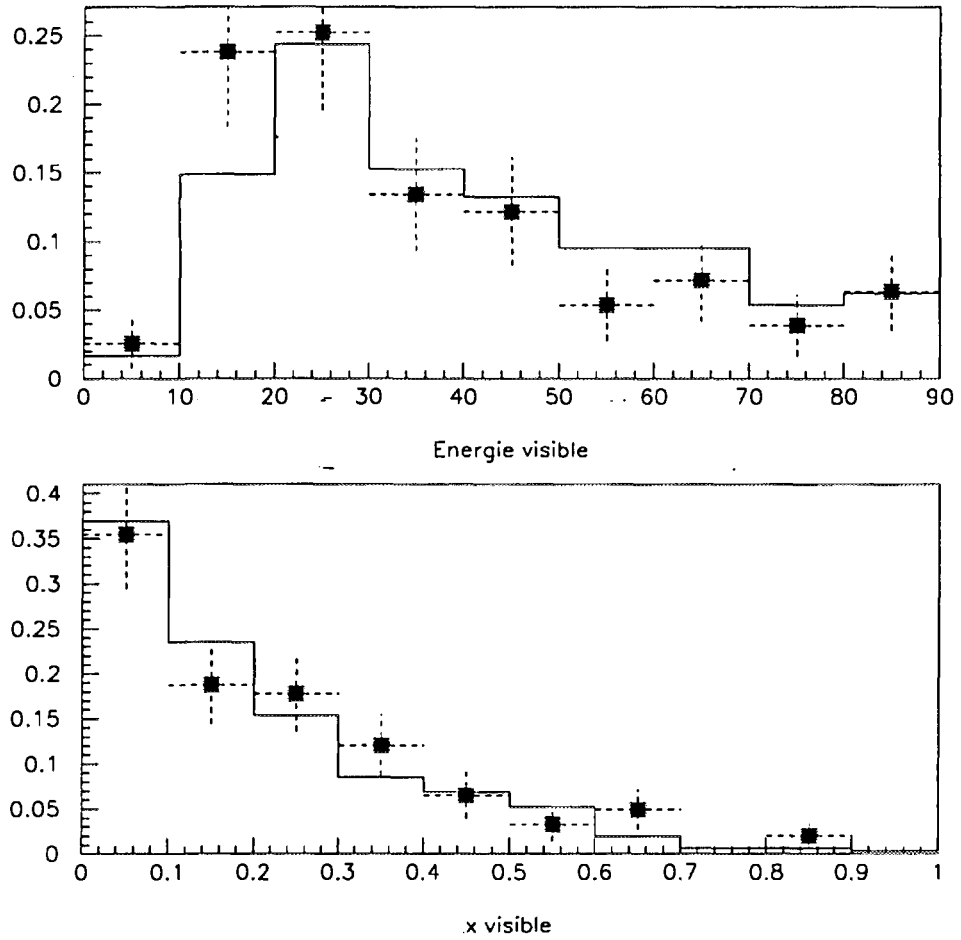


FIG. 6.8 - Distribution de  $E_{vis}$  et  $x_{vis}$ . La courbe en continu représente les données simulées et les carrés les valeurs moyennes des bins des distributions de données réelles. Les deux courbes sont normalisées à 1.

Finalement, nous montrons (figure 6.9) la distribution de l'impulsion manquante dans le plan transverse à l'axe du faisceau ( $P_{T,mis}$ ) pour nos événements  $\mu^- \mu^+$  et pour les  $\nu_\mu$  CC. La faible statistique du lot  $\mu^- \mu^+$  empêche de conclure à un élargissement significatif.

Sur la figure 6.10, nous montrons la distribution de  $P_{T,mis}$  pour les 217 candidats  $\mu^- \mu^+$  du lot expérimental. La valeur moyenne de  $P_{T,mis}$  vaut  $0.93 \pm 0.05$ , à comparer avec 0.81 qui est celle des  $\nu_\mu$  CC : nous observons un élargissement significatif lié à l'émission de neutrino (que ce soit dans des désintégrations de hadrons charmés ou de pions/kaons).

### 6.6 Analyse du signal de dimuons “directs”

Expérimentalement, les observables associés à un événement dimuon que nous pouvons mesurer sont :

- Les impulsions des deux muons :  $P_{\mu 1}, P_{\mu 2}$ .
- Les angles que font ces deux muons par rapport à la direction du faisceau de neutrino incident.
- L’énergie et l’impulsion de la gerbe hadronique  $E_h, P_h$

Ces mesures permettent de calculer les quelques variables spécifiques à l’analyse du signal dimuon ( avec la convention que  $\mu_1$  est le muon leptonique ) suivantes :

- L’énergie visible :  $E_{vis} = E_{\mu 1} + E_{\mu 2} + E_h$
- L’énergie visible transférée :  $\nu_{vis} = E_{\mu 2} + E_h$
- Le module du quadrimoment transféré :  $Q_{vis}^2 = 4 E_{\mu 1} E_{vis} \sin^2 \theta_{\mu 1}$
- La masse hadronique :  $W_{vis}^2 = 2 M_{nucléon} \nu_{vis} + M_{nucléon}^2 - Q_{vis}^2$
- Les deux variables de Bjorken :

$$\begin{aligned} x_{vis} &= Q_{vis}^2 / ( 2 M_{nucléon} \nu_{vis} ) \\ y_{vis} &= \nu_{vis} / E_{vis} \end{aligned}$$

- $Z_{vis} = E_{\mu 2} / ( E_{\mu 2} + E_h )$  : variable importante dans la mesure des paramètres des fonctions de fragmentations ( comme par exemple le paramètre  $\epsilon$  de la fonction de fragmentation de Peterson dont nous avons parlé dans le chapitre 2 ).

où l’indice “vis” pour “visible” a été ajouté pour rappeler qu’il existe des particules non détectées dans l’état final, en particulier le neutrino issu de la désintégration du hadron charmé ). Tous les histogrammes de cette partie concernant des dimuons filtrés depuis des  $\nu_\mu$  CC, que ce soit du Monte Carlo ou des données réelles seront montrées après leur avoir soustrait la contribution du fond de charme estimée à l’aide de  $\mathcal{R}(P)$ .

Les distributions pour  $E_{vis}$  et  $x_{vis}$  sont montrées sur la figure ( 6.8 ). Les données sont représentées par des points et les données simulées par la courbe en continu. L’accord entre les deux distributions est satisfaisant.

## 6.7. CONCLUSION

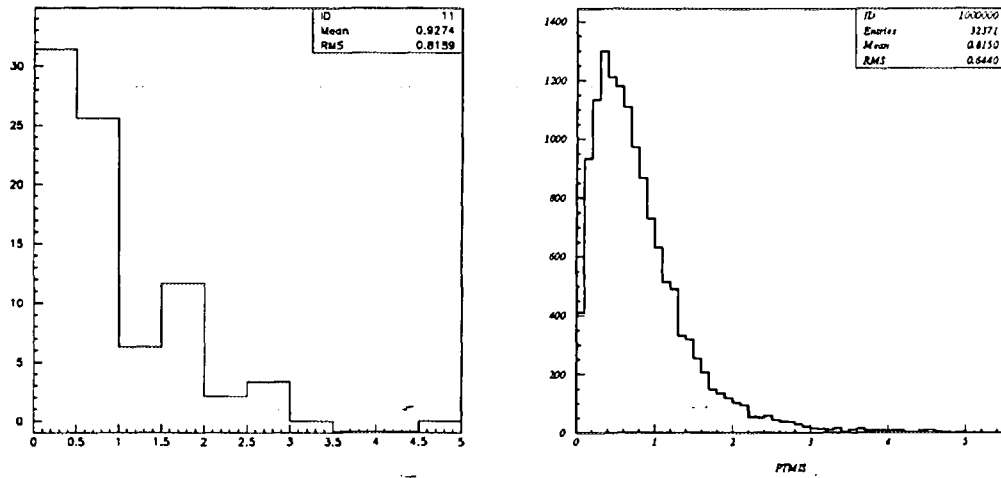


FIG. 6.9 - Distribution de  $P_t$  manquant ( a ) Dimuons ( Données réelles ) ( b )  $\nu_\mu$  CC ( Données réelles )

## 6.7 Conclusion

Cette analyse de dimuons nous a permis de conclure que notre détecteur fonctionne de manière satisfaisante : le signal charme a été vu avec moins de 10 % de la statistique totale. Par la même occasion, nous avons pu avancer sensiblement dans la mise au point de nos outils d'analyse pour l'analyse finale : celle de l'oscillation  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  dont nous allons présenter les quelques résultats préliminaires dans le prochain chapitre ( canal  $\tau$  en  $\mu$  ).

Nous avons établi aussi un rapport de sections efficaces  $\sigma(\mu^-\mu^+)/\sigma(\mu^-)$  qui est compatible avec le résultat donné par d'autres expériences ( voir par exemple les résultats de CCFR [75] ). Les distributions de  $E_{\text{vis}}$  et  $x_{\text{vis}}$  qui sont des quantités utilisées pour déterminer usuellement les paramètres du charm ( voir le chapitre 2 ) sont en bon accord avec notre simulation MonteCarlo.

Dans l'état actuel des choses, cette étude peut être améliorée selon plusieurs directions :

1. Amélioration des programmes de reconstruction, surtout en ce qui concerne l'assignation des traces au vertex primaire, la reconstruction dans le HCAL et la calibration en énergie du HCAL. Nous espérons diminuer efficacement notre taux en bruits de fond de hadrons "punchthrough" en utilisant les informations calorimétriques du HCAL.
2. Affiner les comparaisons entre Monte Carlo et événements réels.

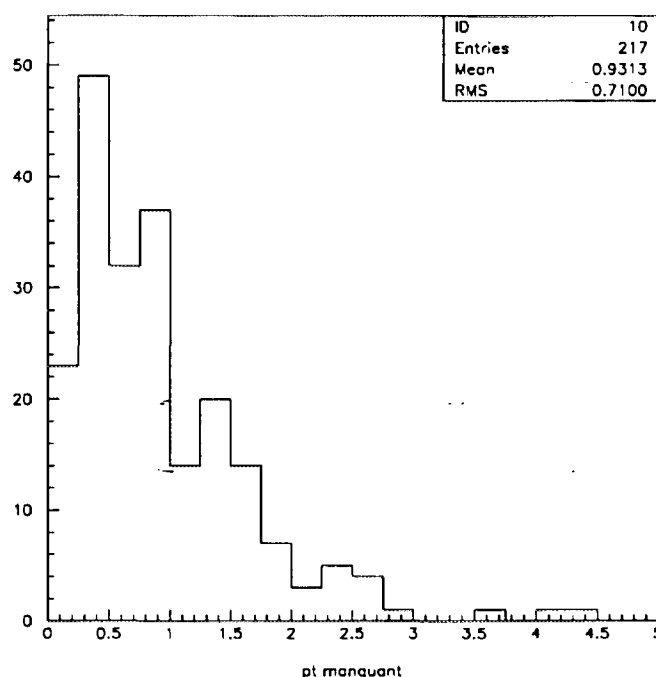


FIG. 6.10 - Distribution de  $P_t$  manquant pour les candidats  $\mu^-\mu^+$ , cinq événements sont en "overflow" sur la figure.

3. Obtenir une meilleure compréhension du faisceau de neutrinos ( flux, spectres, saveurs, divergence angulaire ... )
4. Augmenter notre statistique avec les données de cible complète ( septembre 1995 ) et des données de 1996-1997.
5. Augmenter notre statistique en données simulées afin de réduire leur part dans les erreurs.
6. Les futurs résultats d'analyse de dileptons  $\mu e$  doivent confirmer ceux de cette étude car le hadron charmé se désintègre "démocratiquement" en muons et en électrons.
7. Étudier la production de dimuons de même signe.

Nous pourrions aussi dans un avenir proche élargir la sélection des événements à ceux dans la cible dense FCAL, pour avoir une meilleure statistique, utile en particulier pour l'étude de la production de dimuons de même signe. Le but final étant l'analyse complète du mécanisme de production du quark charmé, incluant le traitement de NLO, afin de confirmer/améliorer les derniers résultats de la collaboration CCFR.



---

## Chapitre 7

# ANALYSE PRÉLIMINAIRE D'OSCILLATION

Nous présentons dans ce chapitre une analyse préliminaire de l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Cette analyse concerne le canal de désintégration muonique du lepton  $\tau$ . L'essentiel de la contamination du signal est dû aux événements  $\nu_\mu$  CC, et une composante secondaire provient des désintégrations de  $\pi^\pm$  et de  $K^\pm$ .

Le but de cette étude est de mettre en évidence les points forts et faibles de notre programme d'analyse, et d'avoir une première estimation du niveau actuel de bruit de fond présent dans nos données, à comparer avec ce qui a été annoncé dans notre proposition d'expérience. Les conclusions que nous en tirerons vont nous permettre de nous orienter dans nos futurs développements et/ou améliorations.

### 7.1 Données utilisées

Nous disposons de deux lots de données :

1. Données réelles : ce sont les mêmes données de 8 modules utilisées dans la précédente analyse de dimuons.
2. Données simulées, composées de trois catégories d'événements :
  - 18000  $\nu_\mu$  CC
  - 10781  $\nu_\mu$  NC
  - 2064 événements de signal de l'oscillation  $\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$

## 7.2 Description des coupures appliquées

Les coupures appliquées dans cette analyse sont de deux types :

1. Coupure fiducielle, dont le but est de sélectionner des événements bien contenus dans le volume cible.
2. Une fois passé la coupure fiducielle, un candidat à l'oscillation dans le mode muonique  $\tau \rightarrow \mu$  sera un événement identifié comme une interaction à courant chargé de  $\nu_\mu$  et qui en plus, satisfera aux coupures standards suivantes, analogues à celles utilisées dans la proposition d'expérience [76] ) :

- $E_\mu > 5 \text{ GeV}$
- La somme des erreurs de mesure de l'impulsion des traces chargées issues du vertex primaire ne doit pas dépasser 1 GeV :

$$\sum_{\text{traces chargées primaires}} \sigma(p) < 1 \text{ GeV}$$

- La masse transverse doit être plus petite que la masse du tau :

$$M_T < M_\tau$$

- $E_{\text{tot}} < 50 \text{ GeV}$  : l'indice "tot" concerne seulement la partie visible de l'énergie totale de l'événement.
- Coupure d'isolation : basée sur la quantité  $q_{T,\text{isol}}$ , définie comme :

$$q_{T,\text{isol}} = P_\mu \times \sin(\vec{P}_\mu, \vec{P}_{\text{gerbe hadronique}})$$

Cette coupure assure que le muon leptonique de l'événement en question n'est pas trop proche en direction de la gerbe hadronique finale. Elle est définie par :

$$\frac{q_{T,\text{isol}}}{E_\mu} + \frac{1}{4} \frac{E_\mu}{E_{\text{had}}} > 0.2$$

- Coupure bidimensionnelle dans le plan  $\phi_{\mu h} \phi_{mh}$  ( ces angles ont été définis dans le chapitre 3 ) :

$$\begin{aligned} 3.2 \frac{\phi_{mh}}{\pi} + \frac{\phi_{\mu h}}{\pi} &> 3.27 \\ -2.55 \frac{\phi_{mh}}{\pi} + \frac{\phi_{\mu h}}{\pi} &< -1.6 \end{aligned}$$

La coupure fiducielle est choisie comme étant :  $|X|, |Y| < 120 \text{ cm}$ , et  $10 \text{ cm} < Z < 390 \text{ cm}$  pour le Monte Carlo, et  $115 \text{ cm} < Z < 390 \text{ cm}$  ( et les mêmes limites en X et Y ) pour les données réelles. Par rapport à l'analyse précédente de dimuons, nous n'avons pas pris les mêmes coupures fiducielles.

### 7.3 Résultats

Nous résumons dans le tableau 7.1 l'effet de ces coupures.

| Données                       | après coupure<br>fiducielle | $N(\mu^-)$<br>primaire | après coupures<br>"d'oscillation" |
|-------------------------------|-----------------------------|------------------------|-----------------------------------|
| $\nu_\mu$ CC ( MC )           | 13 897                      | 10 934                 | 2                                 |
| $\nu_\mu$ NC ( MC )           | 7 117                       |                        | 1                                 |
| $\tau \rightarrow \mu$ ( MC ) | 1 632                       |                        | 49                                |
| Données réelles               | 58 594                      | 32 764                 | 64                                |

TAB. 7.1 - Résumé de l'effet des coupures,  $N(\mu^-)$  primaire étant le nombre d'événements où un seul muon attaché au vertex primaire a été identifié. Le chiffre 58 594 ( données réelles ) n'est pas directement comparable aux chiffres donnés dans le tableau 6.1 car les versions du programme de reconstruction diffèrent légèrement.

Nous déduisons du lot  $\tau \rightarrow \mu$  que l'efficacité de garder le signal ( $\epsilon_{\text{signal}}$ ) est à l'heure actuelle égale à  $(3.0 \pm 0.4)\%$ , et ce pour notre coupure fiducielle.

### 7.4 Différences entre Données simulées-Données réelles

Compte tenu de notre statistique, nous nous attendons à 0 événement signal d'oscillation dans notre sélection. Autrement dit, les 64 événements qui survivent aux coupures sont des événements de bruit de fond. L'exercice suivant consiste à identifier les sources de ces bruits de fond qui n'apparaissent que pour les données réelles.

Après avoir visualisés les événements, nous avons repéré trois classes de problèmes :

#### 1. Problèmes avec la reconstruction des traces :

- Les traces à grand angle peuvent être source de problème : premièrement, comme le taux de rebonds du signal électrique de dérive est particulièrement élevé à grand angle, nous risquons de dupliquer une trace en plusieurs traces fantômes. La solution consiste à améliorer le filtre à rebonds existant. Ensuite, dans certains cas, comme ces traces ne traversent qu'un faible nombre de plans de mesure, nous risquons de ne pas pouvoir les reconstruire. De plus la relation temps-distance à grand angle ( voir le chapitre 4 ) n'est pas très bien connue actuellement. Des études utilisant des muons cosmiques sont en cours afin d'y apporter la solution.

- Les traces courtes sont difficiles à reconstruire quand l'interaction secondaire est trop proche du vertex primaire. Nous proposons d'implémenter un algorithme de reconstruction de trace à partir de deux vertex et des coups intermédiaires.
2. **Problème avec la calorimétrie** : double comptage dans le bilan énergie-impulsion quand un électron/positron émet un rayonnement de freinage "dur".
  3. **Problème avec le "timing"** : il s'agit soit de superposition d'événements dans le ECAL, soit de reconstruction de photons fantômes à partir de dépôt d'énergie laissé par des muons "hors temps". Une des solutions sera d'élargir la fenêtre en temps pour pouvoir reconstruire et identifier les traces "hors temps".

Après avoir identifié tous les problèmes "évidents", il nous reste 9 candidats qualifiés "irréductibles". La figure 7.1 montre un candidat rejeté après visualisation et la figure 7.2 montre un des 9 bruits de fond qui sont "irréductibles" pour le moment. Les lignes en pointillé sur les figures représentent la trajectoire des neutres associés aux amas électromagnétiques dans le ECAL.

#### 7.4. DIFFÉRENCES ENTRE DONNÉES SIMULÉES-DONNÉES RÉELLES

---

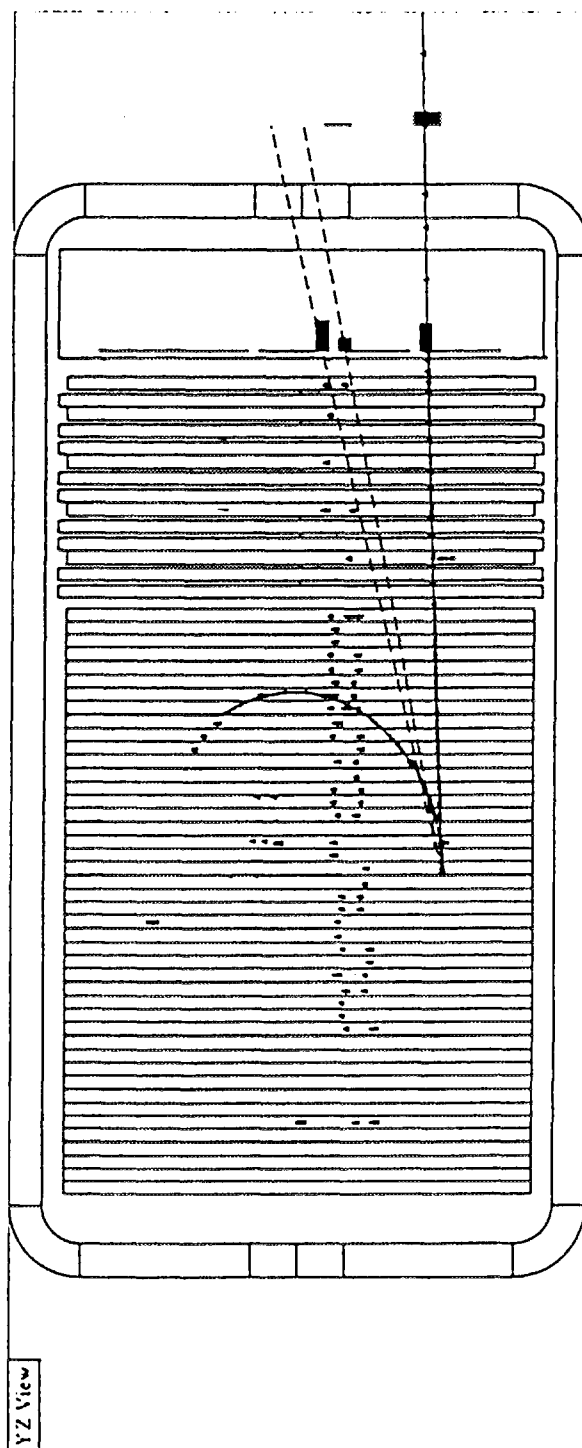


FIG. 7.1 - Exemple de bruit de fond dû au muon hors temps ( qui laisse des coups qui ne sont pas reconstruits ).

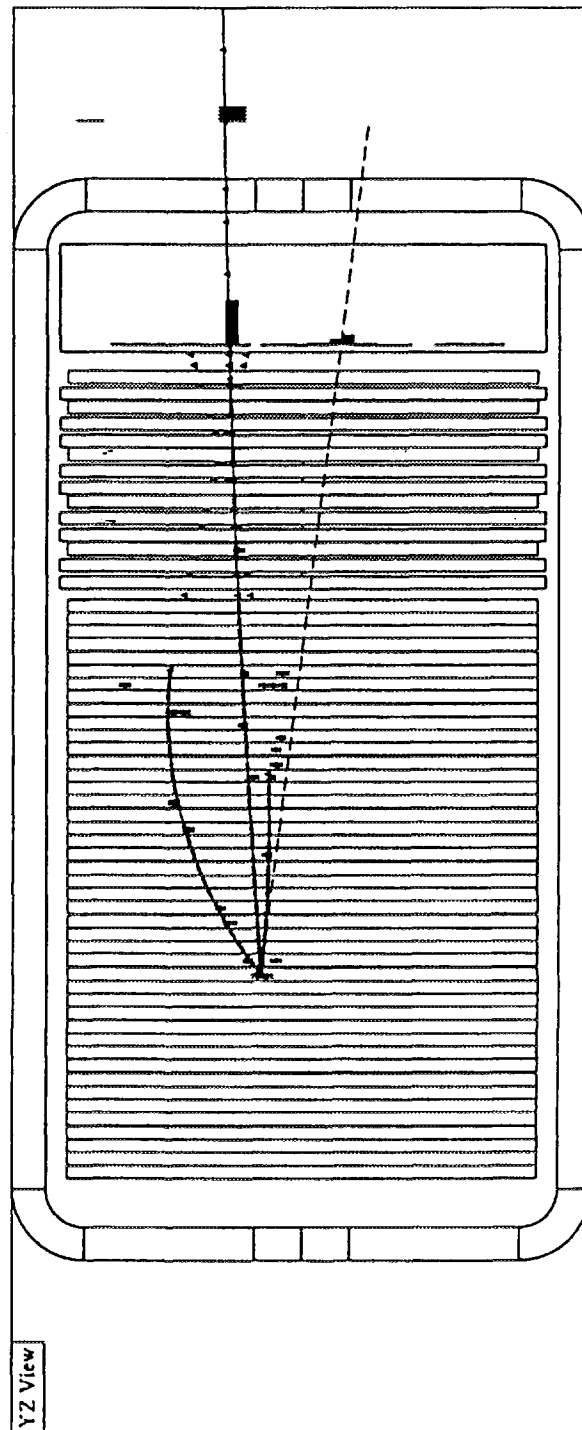


FIG. 7.2 - Exemple de bruit de fond "irréductible" ou de "signal"

#### 7.4. DIFFÉRENCES ENTRE DONNÉES SIMULÉES-DONNÉES RÉELLES

---

Les distributions qui ont servi à cette analyse pour trois de ces quatre lots de données sont montrées sur les figures 7.3(  $\nu_\mu CC$  ), 7.4(  $\tau \rightarrow \mu$  ) et 7.5( données réelles ). Ces figures représentent dans l'ordre ( de gauche à droite et de haut en bas ) :

- Le diagramme " $\phi_{\mu h} \phi_{mh}$ " avant toutes coupures pour sélectionner le signal d'oscillation.
- La distribution de la somme des erreurs sur la détermination de l'impulsion des traces chargées issues du vertex primaire (  $\sigma(P)$  ) en fonction de l'énergie du muon primaire.
- La distribution de la masse transverse.
- La distribution de l'énergie totale de l'événement.
- Résultat de la coupure d'isolation après avoir appliqué préalablement toutes les autres coupures.
- Finalement, les candidats de "signal d'oscillation" : ce sont des événements qui se trouve dans le contour de signal du plot " $\phi_{\mu h} \phi_{mh}$ ", symbolisés par des carrés. Ce contour n'y est pas dessiné.

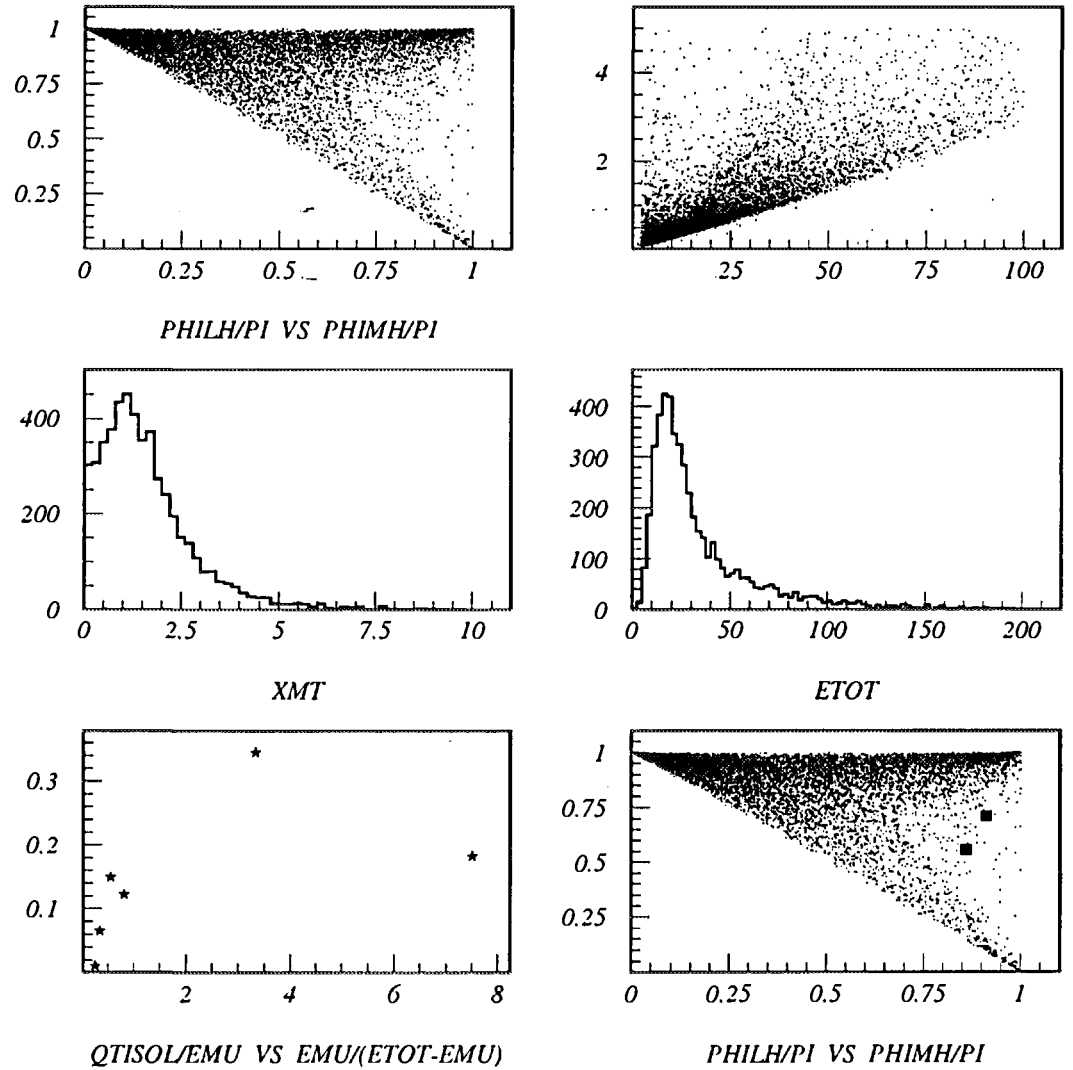


FIG. 7.3 - Distributions des coupures standards pour les bruits de fond  $\nu_\mu$  CC. Dans le diagramme final ( en bas à droite ) nous avons représenté les candidats restants après toutes les coupures par des carrés et les avons superposés au lot initial d'événements.



## 7.4. DIFFÉRENCES ENTRE DONNÉES SIMULÉES-DONNÉES RÉELLES

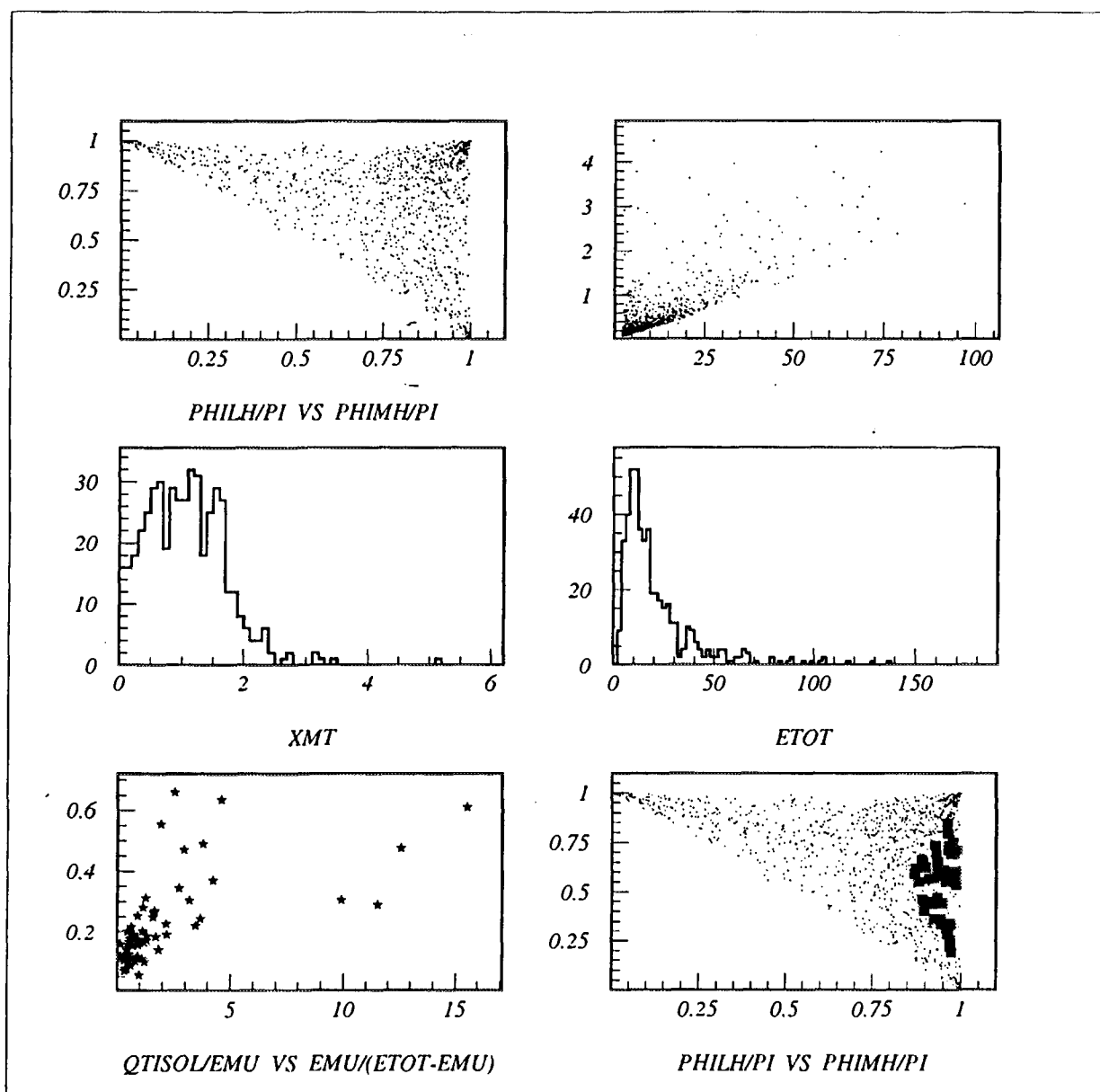


FIG. 7.4 - Distributions des coupures standards pour les signaux  $\tau$  en  $\mu$ .

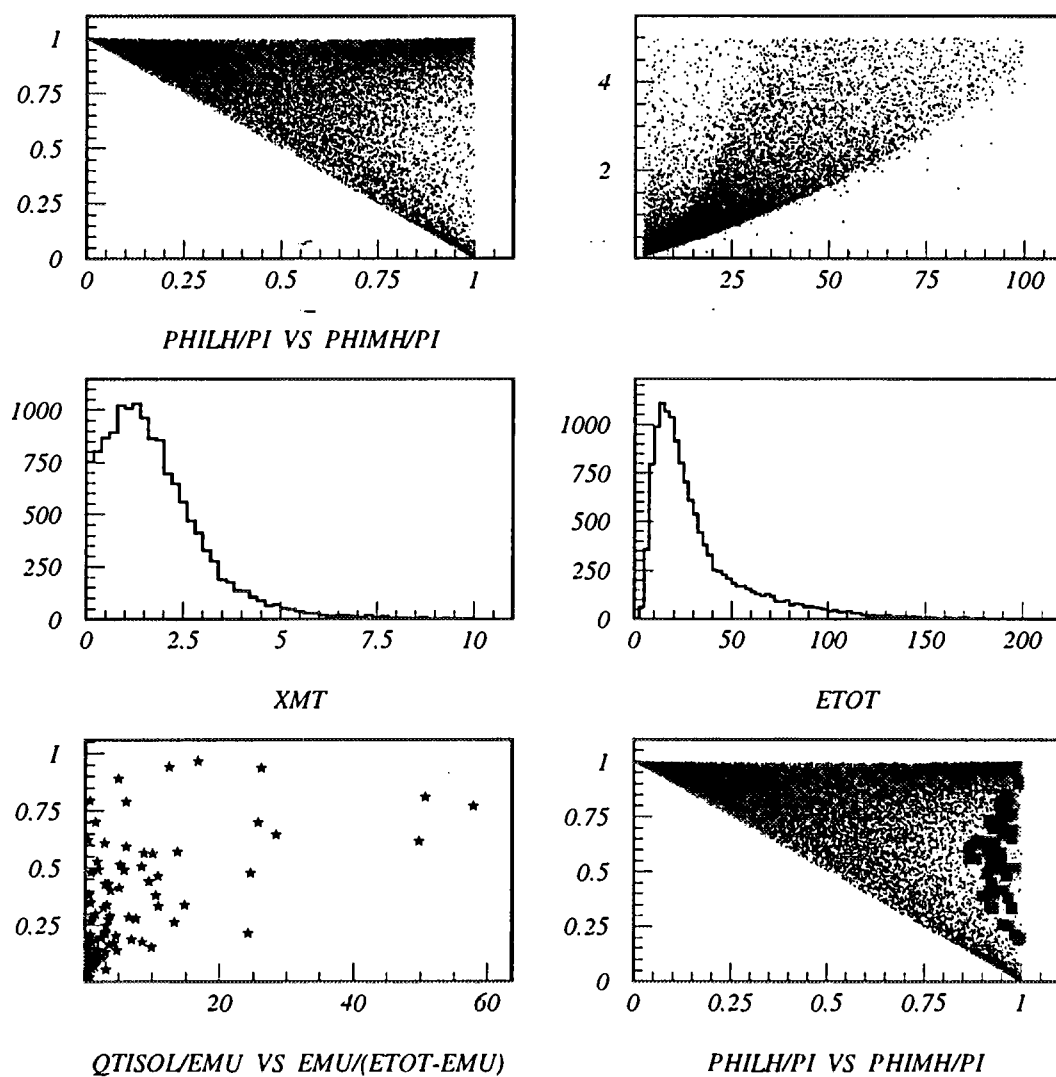


FIG. 7.5 - Distributions des coupures standards pour les 64 candidats des données réelles.

## 7.5 Estimation du niveau de bruit de fond actuel

Les événements de bruit de fond de notre signal de  $\tau \rightarrow \mu$  sont des événements où une des particules a été identifiée comme un muon primaire. Compte tenu de la proportion de chaque saveur de neutrinos présents dans le faisceau, les deux seules catégories de bruit de fond qui soient significatives sont des  $\nu_\mu$  CC ou des  $\nu_\mu$  NC avec un  $\mu^-$ . On note par  $f(\text{bruit}, \text{CC}, \text{MC})$  ( respectivement,  $f(\text{bruit}, \text{NC}, \text{MC})$  ) la fraction de bruit de fond correspondant à chaque catégorie.

À l'aide du tableau 7.1, nous allons évaluer le nombre d'événements dans chaque catégorie de bruit que contient notre lot expérimental :

– Bruit de fond de  $\nu_\mu$  CC :

$$\begin{aligned} N(\text{bruit}, \text{CC}) &= \frac{1}{\epsilon(\text{MC}, 1\mu^-)} \times f(\text{bruit}, \text{CC}, \text{MC}) \times N(\mu^-) \\ &= \left( \frac{10934}{13897} \right)^{-1} \times \left( \frac{2}{13897} \right) \times 32764 \\ &= 6 \pm 4.2 \end{aligned}$$

– Bruit de fond de  $\nu_\mu$  NC :

$$\begin{aligned} N(\text{bruit}, \text{NC}) &= \frac{1}{\epsilon(\text{MC}, 1\mu^-)} \times f(\text{bruit}, \text{NC}, \text{MC}) \times \sigma(\text{NC})/\sigma(\text{CC}) \times N(\mu^-) \\ &= \left( \frac{10934}{13897} \right)^{-1} \times \left( \frac{1}{7117} \right) \times 0.32 \times 32764 \\ &= 2 \pm 2 \end{aligned}$$

Le bruit de fond au total est égal à :

$$N(\text{bruit}) = 8 \pm 4.7$$

et ce pour 9 candidats. Nous en déduisons le nombre de signal d'oscillations dans le canal  $\tau$  en  $\mu$  :

$$\begin{aligned} N_{\tau \rightarrow \mu} &= (9 \pm 3) - (8 \pm \sqrt{22}) = 1 \pm \sqrt{31} \\ &< 9.8 \quad \text{à } 90\% \text{ de C.L} \end{aligned}$$

Ce nombre est relié à la probabilité d'oscillation entre les deux saveur  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$  par l'expression :

$$\begin{aligned} N_{\tau \rightarrow \mu} &= N(\nu_\mu, \text{CC}) \times BR(\tau \rightarrow \mu) \times \epsilon_{\text{signal}} \times (N_\tau/N_\mu) \times P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \\ &= \left( \frac{10934}{13897} \right)^{-1} \times 32764 \times 17.8\% \times 3\% \times 0.6 \times P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \end{aligned}$$

où  $N_\tau/N_\mu$  est le rapport des sections efficaces d'interaction à courant chargé. Ce rapport est de l'ordre de 0.6 [78]. Il est plus petit que 1 du fait que le tau est plus lourd que le muon, et par conséquent son seuil de production ne s'ouvre qu'à plus haute énergie.

Ce qui donne une probabilité d'oscillation égale à :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) < 7.3 \cdot 10^{-2} \quad \text{à 90\% de C.L.}$$

### 7.6 Conclusion

La proposition d'expérience indique la limite de ce canal :  $\nu_\tau/\nu_\mu < 8.4 \cdot 10^{-4}$  à 90 % C.L ( sur toute la statistique ). Le résultat trouvé ici ( pour moins que 1/10 de la statistique ) est encore loin de ce chiffre mais les améliorations possibles sont d'ores et déjà en cours de réalisation. Nous devrions déjà atteindre une meilleure limite que celle annoncée ici après avoir résolu tous les problèmes identifiés par notre visualisation et en augmentant notre statistique avec les données de 11 modules ( septembre 1995 ).

---

# CONCLUSION

La méthode d'extraction du signal de l'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  qu'a choisie l'expérience de NOMAD repose sur des différences topologiques entre un événement de signal et un événement de bruit. La faisabilité de cette méthode, dite "cinématique" est conditionnée par deux facteurs essentiels auxquels mon travail de thèse a pu apporter une contribution :

- Les performances des chambres à dérive.
- Les performances du programme de reconstruction des traces dans les chambres à dérive et d'identification des particules.

Le bon fonctionnement de ces chambres demande une parfaite maîtrise de tous les phénomènes physiques complexes qui peuvent se manifester et un suivi attentif depuis la conception, la construction jusqu'à la phase de tests finale. Une partie de ma thèse est consacrée à ce travail technique. En parallèle, j'ai aussi entrepris des études afin d'analyser l'influence des différents paramètres sur le comportement de ces chambres. Ces études m'ont permis notamment d'établir une première approche de la procédure d'alignement conduisant à des résolutions en position conformes aux exigences annoncées lors de la proposition d'expérience.

Le développement des algorithmes de reconstruction dans le détecteur à muons et d'identification de muons constitue la deuxième contribution de cette thèse à cette recherche de l'oscillation dans NOMAD, à la fois dans les canaux muonique et hadronique du lepton tau.

Avec les premières données de NOMAD, les résultats que nous avons obtenus sont très encourageants malgré la faible statistique :

L'analyse des dimuons nous a permis de conclure à l'observation du signal de charme et à mesurer un rapport des sections efficaces :

$$\sigma(\mu^-\mu^+)/\sigma(\mu^-) = (8.6 \pm 1.6 \pm 1.3)10^{-3}$$

qui est compatible avec les valeurs obtenues par d'autres expériences.

---

La très préliminaire analyse de l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  dans le canal  $\tau \rightarrow \mu$  donne une probabilité d'oscillation :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) < 7.3 \cdot 10^{-2} \quad \text{à 90\% de C.L.}$$

Cette seconde analyse doit être considérée comme un exercice de style qui nous aide à comprendre nos outils d'analyse et notre détecteur et nous oriente dans nos futurs développements.

Concernant les algorithmes d'identification de muons, dans un futur immédiat, nous proposons de mettre l'accent sur l'amélioration du traitement des données brutes :

- amélioration de la relation temps-position dans les chambres à muons ( précision attendue de  $400 \mu\text{m}$  contre  $1.4 \text{ mm}$  actuellement )
- amélioration de l'alignement relatif chambres à dérive-chambres à muons.
- amélioration des algorithmes d'identification des muons, en particulier de l'extrapolateur "chambres à dérive vers chambres à muons" par prise en compte plus détaillée de la carte du champ magnétique et de la matière du détecteur NOMAD.

Ces améliorations nous aideront à diminuer le taux d'événements de bruit de fond dans le canal  $\tau \rightarrow \mu$  et surtout dans la sélection des candidats dimuons.

Concernant l'analyse du charme, un effort plus grand pourra être mis sur l'amélioration du générateur d'événements utilisé actuellement ( le mieux sera d'incorporer celui développé par Tung et al. pour la collaboration CCFR ), mais ce changement de générateur n'est pas nécessaire à l'analyse de l'oscillation.

Les perspectives de luminosité intégrée pour les nouvelles périodes de prises de données 1996-1997, associées aux nouveaux développements de nos outils d'analyse vont sûrement nous permettre d'améliorer les résultats présentés ici. Nous allons probablement pouvoir répondre à une des questions les plus brûlantes de la physique des particules actuelle à savoir quid de la masse des neutrinos, avec derrière cette réponse, toutes les implications phénoménologiques et cosmologiques que cela entraîne et la sempiternelle problématique de l'origine de la masse.

## **Bibliographie**

- [1] G.B. Gelmini et M. Roncadelli, Phys. Lett. B 99 ( 1981 ) 411
- [2] H.M. Georgi, S.L. Glashow et S. Nussimov, Nucl. Phys. B 193 ( 1981 ) 297
- [3] A. Moralès, Conf. Neutrino Telescopes 1994, Venise
- [4] K.Moe, Conf. Neutrino 1994, Eilat, Nucl. Phys. B ( Proc. Suppl. ) 38 ( 1995 ) 36
- [5] K.Zuber, Preprint HEP-EX, 9502007
- [6] M. Gell-Mann, P. Ramond et R. Slansky, Supergravity, ed. par van Nieuwenhuizen et Freeman ( Amsterdam, North Holland, 1979 ) 315  
T. Yanagida, Proc. of the Workshop on the Unified Theory and Baryon number in the Universe, ed. O. Sawada et A. Sugamoto ( KEK, Tsukuba, 1979 ) 95
- [7] C. Weinheimer et al, Phys. Lett. B 300 ( 1993 ) 210
- [8] K.Assamagan et al., Phys. Lett. B 335 ( 1994 ) 231-236
- [9] Collaboration d'ALEPH, Phys. Lett. B 349 ( 1995 ) 585-596
- [10] Q. Nading, Proceedings of the third Workshop on Tau Lepton Physics, Montreux, Switzerland ( 1994 )
- [11] École de Trieste 1995
- [12] Cours de Gif 1992 ( édition IN2P3 )
- [13] Kayser Phys. Rev. D 24 ( 1981 ) 110
- [14] A. Cisneros, Astrophys. Space Sci. 10 ( 1971 ) 87
- [15] A. Kyuldjiev, Nucl. Phys. B 243 ( 1984 ) 387
- [16] D.A. Krakauer et al., Phys. Lett. B ( 1990 ) 177
- [17] Particle Data Group ( 1994 ) p. 1193
- [18] G.G. Raffelt et S.P. Dearborn, Phys. Rev. D 37 ( 1988 ) 549

- D. Nötzold, Phys. Rev. D 38 ( 1988 ) 1658  
I. Goldman, Y. Aharonov, G. Alexander et S. Nussimov, Phys. Rev. Lett. 60 ( 1988 ) 1789  
M. Fukujita et S. Yazaki, Phys. Rev. D 36 ( 1997 ) 3817
- [19] M. Fukugita et S. Yazaki, Phys. Rev. D 36 ( 1987 ) 3817  
[20] G. Raffelt, Phys. Rev. Lett. 64 ( 1990 ) 2856  
[21] J.P. Morgan, Phys. Lett. B 102 ( 1981 ) 247  
[22] M. Fukugita et T. Yanagida, Phys. Rev. Lett. 58 ( 1987 ) 1807  
[23] A. Zee, Phys. Lett. B 93 ( 1980 ) 389; ibidem B 161 ( 1985 ) 141  
[24] R.N Mohapatra Prog. In Part. and Nucl Physics, Vol.32 ( 1994 ) Ed. Faessler  
[25] S. Park ( pour la collaboration CDF ), 10th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Fermilab, Batavia, Illinois, 9-13 Mai, 1995  
[26] K.S. Babu et R.N Mohapatra, Phys. Rev. Lett. 70 ( 1993 ) 2845  
[27] R. Davis Jr., D.S. Harmer et K.C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. 20 ( 1968 ) 1205  
[28] Rev. of Mod. Phys. 60 ( 1988 ) 297  
[29] EPS meeting, Brussels, August 1, 1995  
[30] K.S. Hirata et al., ( KAMIOKANDE ) Phys. Lett. B 280 ( 1992 ) 146  
[31] Y. Fukuda et al., ( KAMIOKANDE ) Phys. Lett. B 335 ( 1994 ) 237  
[32] R. Becker-Szendy et al., ( IMB-3 ) Phys. Rev. D 46 ( 1992 ) 3720  
[33] Ch. Berger et al., ( FREJUS ) Phys. Lett. B 227 ( 1989 ) 489  
[34] M.C. Goodman, Preprint 94-56  
[35] M. Aglietta et al., ( NUSEX ) Europhys. Lett., 8 ( 1989 ) 611  
[36] W.A. Mann, T. Kafka et W. Leeson, Phys. Lett. B 291 ( 1992 ) 200  
[37] L. Camilleri CERN-PPE/94-87, 8 June 1994  
[38] C. Athanassopoulos, Phys. Rev. Lett. 75 ( 1995 ) 2650  
[39] G. Drexlin, Conf. Neutrino 1994, Eilat, Nucl. Phys. B ( Proc. Suppl. ) 38 ( 1995 ) 235  
[40] J.E. Hill, Phys. Rev. Lett. 75 ( 1995 ) 2654  
[41] CHORUS collaboration, CERN-SPSC/9042 ( 1990 )



## BIBLIOGRAPHIE

---

- [42] J. Collins, D.Soper et G.Sterman, Nucl. Phys. B 263 ( 1986 ) 37
- [43] G.Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B 126 ( 1977 ) 298
- [44] G.Altarelli, Phys. Rep. 81, No 1 ( 1982 ) 1
- [45] M.A.G. Aivazis et al., Phys. Rev. D 50 ( 1994 ) 3085 et 3102
- [46] L. Lönnblad, Comput. Phys. Comm. 71 ( 1992 ) 15
- [47] B.Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97 ( 1983 ) 33
- [48] A.Ali, E.Pietarinen, G.Kramer, J. Willrodt, Phys. Lett. B 93 ( 1980 ) 155
- [49] P.Hoyer et al., Nucl. Phys B 161 ( 1979 ) 349
- [50] A.O. Bazarko, Conf. Neutrino 1994, Eilat
- [51] R.M.Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. 54 ( 1985 ) 1976
- [52] A.O. Bazarko et al., Z. Phys. C 65 ( 1995 ) 189
- [53] J.C.Anjos et al., Phys. Rev. Lett. 65 ( 1990 ) 2503
- [54] V.Barger et al., Phys. Rev. D 25 ( 1982 ) 1803  
M.Holder et al., Phys. Lett. 70 B ( 1977 ) 396
- [55] R. Belusevic et J. Smith, Phys. Rev. D 37 ( 1988 ) 2419
- [56] N.Ushida et al., Phys. Lett. 121 B ( 1983 ) 287
- [57] Proposition de l'expérience CERN/SPSC 91-21 ( 1991 )
- [58] N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 57 ( 1986 ) 2897
- [59] F. Dydak et al., Phys. Lett. 134 B ( 1984 ) 281
- [60] M. Mezzetto, The NOMAD electromagnetic calorimeter
- [61] NOMAD collaboration, CERN/SPSLC 93-31 ( 1993 )
- [62] NOMAD collaboration, memo 95-011
- [63] J.J. Gomez-Cadenas et al., CERN-PPE/95-177, 20 November 1995
- [64] Proposition de l'expérience CERN/SPSC 91-21 ( 1991 ) et addenda CERN/SPSLC 91-37 et CERN-SPSLC 91-48
- [65] F.Sauli Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, lectures given in the academic training program of CERN ( 1975-1976 )

- [66] U.Becker et al. NIM, A 351 ( 1994 ) 583-584
- [67] Particle Data Group, Phys. Rev. Volume 45 ( 1992 ) III 15
- [68] A. Rubbia, note interne NOMAD
- [69] K. Eggert et al., NIM 176 ( 1980 ) 217-222
- [70] R. Fruhwirth, NIM A262 ( 1987 ) 440-450
- [71] R. Frühwirth, HEPHY-PUB 516/88 ( 1988 )  
P. Billoir, Nucl. Inst. and. Meth. A 225 ( 1984 ) 352  
P. Billoir, R. Frühwirth et M. Regler, Nucl. Inst. and. Meth. A 241 ( 1985 )  
115
- [72] OnX version v5r1 by G.Barrand ( LAL Orsay )
- [73] Particle Data Group, Phys. Rev. Volume 45 ( 1992 ) III.82
- [74] Collaboration CCFR, Phys. Rev. Lett. 70( 1993 ) 134
- [75] W.H.Smith et al., Nucl. Phys. B ( Proc. Supp. ) 31 ( 1993 ) 262-270
- [76] Complément à l'addendum CERN-SPSLC/91-48
- [77] Particle Data Group, Phys. Rev. Volume 45 ( 1992 ) III.60
- [78] Note interne de NOMAD.