

UNIVERSITÉ PARIS 7 DENIS DIDEROT

UFR de Physique

# THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7

SPÉCIALITÉ : Physique des Particules

présentée par

Nathalie BESSON

Recherche d'oscillations de neutrinos  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$   
dans le canal de désintégration  $\tau \rightarrow \rho$  auprès  
de l'expérience NOMAD au CERN

soutenue le 22 octobre 1999 devant le jury composé de :

M. F. Vannucci    Président du jury

M. J. Bouchez

M. H. De Kerret    Rapporteur

M. J.-P. Meyer    Directeur de thèse

M. S. Petcov

M. P. Strolin    Rapporteur



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier MM. Joël Feltesse et Michel Spiro qui m'ont accueillie au Service de Physique des Particules du DAPNIA au CEA de Saclay et m'ont permis de mener à bien ce travail de thèse dans les meilleures conditions imaginables.

Reconnaissance éternelle à toute l'équipe NOMAD de Saclay, à Jacques Bouchez qui avec patience et persévérance a essayé de m'inculquer des notions de statistiques, à Thierry Stolarczyk qui a accueilli avec le sourire mes incessantes questions, à Jean-Pierre Meyer, mon directeur de thèse, avec qui j'ai beaucoup travaillé et de qui j'ai énormément appris, à Xavier Méchain dont j'ai envahi le bureau pendant deux ans, à Alberto Baldisseri et Jean Gosset du Service de Physique Nucléaire (Jean, j'ai vraiment tenté d'éradiquer les anglicismes de ce manuscrit), à Henri Zaccone qui a toujours su m'écouter et me remonter le moral.

Merci à M. François Vannucci, président du jury, à MM. Jacques Bouchez, Jean-Pierre Meyer et Serguey Petcov, membres du jury et surtout à MM. Paolo Strolin et Hervé de Kerret à qui incombe la lourde tâche d'être rapporteurs.

Remerciements à M. Luigi Di Lella, porte-parole de l'expérience NOMAD, à toute l'équipe NOMAD du CERN, en particulier à Chiara Roda qui a toujours répondu à mes courriers électroniques avec rapidité et à Sylvie Soulié, sans laquelle je me noierais encore probablement dans les données.

Grand merci à l'équipe du LPNHE, tout spécialement à Jacques Dumarchez qui connaît par cœur chaque câble des chambres à dérive, à Pierre Astier qui souvent m'a tendu une main secourable au moment où je sombrais dans les milliers de lignes de code du programme de reconstruction de NOMAD, à Emmanuel Gangler et ses conseils dignes d'un grand frère.

Merci spécial à Gilles Barouch qui m'a tirée des griffes de Garfield.

Mes amis, comment m'en sortir sans vous ? À Armelle et Bertrand, mes relecteurs officieux, qui ont poussé l'amitié jusqu'à traquer les erreurs dans un « pavé » totalement incompréhensible pour eux (Bertrand, si tu ne comprends rien, c'est aussi parce que depuis 20 pages tu ne lis que les pages paires !), à Julien, dont je partage le bureau et qui par conséquent doit supporter mes marmonnements, à Andrea qui a le génie de proposer une pause café au moment où j'en ai le plus besoin, à Raphaël qui m'a soutenue et a supporté sans heurt aucun mon humeur massacrant de certains soirs où tout (y compris les imprimantes) semblait se liguer contre moi, à tous mes amis merci du fond du cœur.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Présentation des neutrinos</b>	<b>3</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>5</b>
<b>2 L’histoire des neutrinos</b>	<b>6</b>
2.1 Introduction . . . . .	6
2.2 La préhistoire : découverte de la radioactivité . . . . .	6
2.3 Le mystère du spectre $\beta$ . . . . .	6
2.4 « A desperate remedy <sup>1</sup> » proposé par Pauli . . . . .	7
2.5 Le neutrino se laisse piéger . . . . .	7
2.6 L’expérience nourrit la théorie . . . . .	8
2.7 Bilan . . . . .	8
<b>3 Les mystères des neutrinos</b>	<b>10</b>
3.1 Introduction . . . . .	10
3.2 Le problème des neutrinos solaires . . . . .	10
3.3 Le problème des neutrinos atmosphériques . . . . .	12
3.4 Les raisons cosmologiques . . . . .	13
<b>4 La masse des fermions</b>	<b>15</b>
4.1 Introduction . . . . .	15
4.2 Au sein du modèle standard . . . . .	15
4.3 Une masse pour le petit neutre . . . . .	16
4.3.1 Masse de Dirac . . . . .	16
4.3.2 Masse de Majorana . . . . .	17
4.3.3 Synthèse des différents termes . . . . .	18
4.3.4 Un cas limite : le « see-saw » . . . . .	18
<b>5 Les oscillations de neutrinos</b>	<b>20</b>
5.1 Introduction . . . . .	20
5.2 Mélange de familles . . . . .	20
5.2.1 Secteur des quarks . . . . .	21
5.2.2 Secteur des leptons . . . . .	22
5.3 Phénoménologie des oscillations dans le vide . . . . .	22
5.3.1 Cas général . . . . .	22

---

<sup>1</sup>« Une solution désespérée ».

5.3.2	Remarques : . . . . .	24
5.3.3	Approximation : cas de deux familles . . . . .	24
5.4	Oscillations dans la matière . . . . .	25
5.4.1	Angle de mélange dans la matière . . . . .	25
5.4.2	Équation d'évolution . . . . .	27
5.4.3	Cas de la densité constante . . . . .	27
5.4.4	Cas d'une densité variable . . . . .	28
	Phénoménologie . . . . .	28
	Approximation adiabatique . . . . .	28
	Régimes non adiabatiques . . . . .	30
5.4.5	Application au Soleil : l'effet M.S.W. . . . .	30
 <b>II L'expérience NOMAD</b>		 <b>31</b>
<b>6</b>	<b>Introduction</b>	<b>33</b>
6.1	Une expérience de recherche d'oscillations . . . . .	33
6.2	NOMAD : choix . . . . .	34
6.3	Méthode . . . . .	35
<b>7</b>	<b>Le faisceau</b>	<b>38</b>
7.1	Production du faisceau de neutrinos . . . . .	38
7.1.1	Le faisceau de protons . . . . .	38
7.1.2	La cible . . . . .	38
7.1.3	Système de focalisation . . . . .	38
7.1.4	Tunnel de désintégration . . . . .	39
7.1.5	Compréhension du faisceau . . . . .	39
7.2	Connaissance du faisceau . . . . .	40
7.2.1	Composition du faisceau . . . . .	40
7.2.2	Résumé des statistiques . . . . .	42
<b>8</b>	<b>Le détecteur</b>	<b>43</b>
8.1	Description introductive du détecteur . . . . .	43
8.1.1	Le cahier des charges . . . . .	43
8.1.2	Description brève . . . . .	43
8.2	Le calorimètre frontal . . . . .	45
8.3	Le détecteur à rayonnement de transition . . . . .	45
8.3.1	Principe de fonctionnement . . . . .	45
8.3.2	Géométrie . . . . .	46
8.3.3	Calibration et performances . . . . .	47
8.4	Le détecteur à pieds de gerbe . . . . .	48
8.5	Le calorimètre électromagnétique (ECAL) . . . . .	50
8.6	Performances de la calorimétrie . . . . .	50
8.7	Le calorimètre hadronique . . . . .	51
8.8	Les chambres à muons . . . . .	53
8.9	Le système de déclenchement . . . . .	54
8.9.1	Description . . . . .	54
8.9.2	Les différents déclenchements . . . . .	54
8.9.3	L'acquisition . . . . .	55

<b>III</b>	<b>Les chambres à dérive de NOMAD</b>	<b>57</b>
<b>9</b>	<b>Introduction</b>	<b>59</b>
<b>10</b>	<b>Description et fonctionnement</b>	<b>60</b>
10.1	Principe d'une chambre à dérive . . . . .	60
10.2	Les chambres à dérive du détecteur NOMAD . . . . .	61
10.2.1	Cahier des charges . . . . .	61
10.2.2	Description . . . . .	61
	Chambres et modules . . . . .	61
	Plans de dérive . . . . .	61
	Fils . . . . .	62
	Cellules de dérive . . . . .	63
	Électronique . . . . .	65
10.3	Les performances des chambres à dérive . . . . .	67
10.4	Reconstruction . . . . .	68
10.4.1	Définitions . . . . .	68
10.4.2	Les paramètres de dérive . . . . .	68
10.4.3	Principe de la reconstruction . . . . .	70
	Triplets . . . . .	70
	Amorces . . . . .	71
	Collecte des coups . . . . .	72
	Conclusion . . . . .	72
10.5	La procédure d'alignement . . . . .	73
10.5.1	Rappel du problème et méthode . . . . .	73
10.5.2	Procédure . . . . .	74
<b>11</b>	<b>Efficacité et défauts locaux des chambres à dérive de NOMAD</b>	<b>76</b>
11.1	Introduction . . . . .	76
11.2	Description de la méthode . . . . .	77
11.2.1	Définitions des paramètres employés . . . . .	77
11.2.2	Résumé des statistiques . . . . .	77
11.3	Inefficacités des chambres : causes . . . . .	78
11.3.1	Défauts de câblage locaux . . . . .	78
	Lesquels ? . . . . .	78
	Leurs effets . . . . .	79
	Correction . . . . .	80
11.3.2	Défauts locaux du détecteur . . . . .	81
	Fil de potentiel déconnecté . . . . .	81
	Lé d'anode décalé . . . . .	81
11.4	Étude de l'alignement . . . . .	81
11.4.1	Introduction . . . . .	81
11.4.2	Un cas à part : les points de colle . . . . .	84
11.4.3	Distorsions de R en fonction de d . . . . .	84
	Cas idéal . . . . .	85
	Position des fils de lecture dans la cellule . . . . .	85
	Temps propre des fils . . . . .	85
	Correction à la vitesse de dérive . . . . .	86
11.4.4	Que faire ? . . . . .	86

11.5	Études annexes . . . . .	88
11.5.1	Résolution en fonction de l'angle . . . . .	88
11.5.2	Position des points denses . . . . .	88
11.6	Conclusion . . . . .	90
<b>12</b>	<b>Prise en compte de l'information temporelle dans la reconstruction</b>	<b>92</b>
12.1	Introduction . . . . .	92
12.2	Identification du vertex primaire . . . . .	93
12.3	« Mise en temps » d'un événement . . . . .	95
12.3.1	Temps local . . . . .	95
12.3.2	Propagation en arrière . . . . .	95
12.3.3	Propagation en avant . . . . .	96
12.4	Utilisation de l'information temporelle . . . . .	97
12.4.1	Protons de faibles impulsions . . . . .	97
12.4.2	Traces retournées . . . . .	99
12.4.3	Fausse traces . . . . .	100
12.5	Conclusion . . . . .	100
<b>13</b>	<b>Reconstruction s'appuyant sur un vertex</b>	<b>101</b>
13.1	Introduction . . . . .	101
13.2	Méthode . . . . .	101
	Première étape . . . . .	102
	Deuxième étape . . . . .	103
	Troisième étape . . . . .	104
13.3	Implémentation dans la reconstruction standard . . . . .	104
13.4	Conclusions . . . . .	105
<b>IV</b>	<b>Analyse <math>\tau^-</math> en <math>\rho^-</math></b>	<b>109</b>
<b>14</b>	<b>Introduction</b>	<b>111</b>
14.1	Canal $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau$ . . . . .	111
14.2	Les grandes étapes de l'analyse . . . . .	112
14.2.1	Présélection des événements . . . . .	112
14.2.2	Sélection des candidats . . . . .	112
14.2.3	Réduction des bruits de fond . . . . .	112
14.2.4	Correction des efficacités avec le simulateur de données . . . . .	113
14.2.5	Recherche des $\tau^+$ . . . . .	113
14.2.6	Analyse en aveugle . . . . .	114
14.3	L'analyse du canal $\tau^- \rightarrow \rho^-$ . . . . .	114
14.3.1	Description du signal . . . . .	114
14.3.2	Originalité de cette analyse . . . . .	115
14.4	Plan de cette partie . . . . .	116
<b>15</b>	<b>Méthode du rapport de vraisemblances</b>	<b>118</b>
15.1	Description de la méthode . . . . .	118
15.2	Calcul . . . . .	119
15.3	Utilisation dans cette analyse . . . . .	120

<b>16 Le « simulateur de données »</b>	<b>122</b>
16.1 Le problème . . . . .	122
16.2 La solution . . . . .	123
16.3 Mise en œuvre . . . . .	124
16.4 Les défauts de la cuirasse . . . . .	124
16.4.1 Courants neutres contre courants chargés . . . . .	124
16.4.2 Intégrale contre différentielle . . . . .	125
<b>17 La méthode Cousins-Feldman</b>	<b>128</b>
17.1 Introduction . . . . .	128
17.2 Calcul d'intervalles de confiance . . . . .	128
17.3 La méthode classique . . . . .	128
17.4 La méthode Bayésienne . . . . .	130
17.5 L'approche unifiée . . . . .	130
<b>18 Variables cinématiques</b>	<b>132</b>
18.1 L'énergie totale des événements . . . . .	132
18.2 Les masses invariantes . . . . .	133
18.3 Les variables d'isolation . . . . .	134
18.4 Les variables du plan transverse . . . . .	135
<b>19 Lots de données</b>	<b>136</b>
19.1 Les données réelles . . . . .	136
19.2 Les données simulées . . . . .	137
19.3 Normalisations . . . . .	138
<b>20 Présélections</b>	<b>139</b>
20.1 Premier filtre . . . . .	139
20.1.1 Coupures fiducielles . . . . .	139
20.1.2 Coupures de qualités . . . . .	140
20.2 Deuxième filtre : rejet sommaire des bruits de fond . . . . .	141
20.3 Résumé des présélections . . . . .	142
<b>21 Vetos contre les leptons</b>	<b>144</b>
21.1 Électrons d'interactions de $\nu_e$ par courant chargé . . . . .	144
21.1.1 Identification des électrons dans NOMAD . . . . .	144
21.1.2 Veto . . . . .	145
21.2 Muons d'interactions de $\nu_\mu$ par courant chargé . . . . .	147
21.2.1 Identification des muons dans NOMAD . . . . .	147
21.2.2 Veto . . . . .	148
<b>22 Topologie « un amas »</b>	<b>150</b>
22.1 Sélection du candidat $\rho^-$ . . . . .	150
22.2 Rejet des bruits de fond . . . . .	153
22.2.1 Rejet des interactions par courant chargé . . . . .	153
22.2.2 Rejet des interactions par courant neutre . . . . .	157
22.3 Calcul de la sensibilité . . . . .	159
22.4 Recherche des $\tau^+$ en $\rho^+$ . . . . .	161
22.5 Résultat de l'analyse $\tau^- \rightarrow \rho^-$ dans la topologie « un amas » . . . . .	163

<b>23</b>	<b>Topologie « deux amas »</b>	<b>169</b>
23.1	Sélection du candidat $\rho^-$	169
23.2	Rejet des bruits de fond	171
23.2.1	Rejet des interactions par courant chargé de $\nu_\mu$ et $\nu_e$	171
23.2.2	Rejet des interactions par courant neutre	174
23.3	Calcul de la sensibilité	176
23.4	Recherche des $\tau^+$	177
23.5	Résultats de l'analyse dans la topologie « deux amas »	178
<b>24</b>	<b>Topologie « un amas-une conversion »</b>	<b>182</b>
24.1	Sélection du candidat $\rho^-$	182
24.2	Rejet des bruits de fond	184
24.2.1	Rejet des interactions par courant chargé de $\nu_\mu$ et $\nu_e$	184
24.2.2	Rejet des interactions par courant neutre	187
24.3	Calcul de la sensibilité	188
24.4	Recherche des $\tau^+$	189
24.5	Résultat de l'analyse dans la topologie « un amas-une conversion »	190
<b>25</b>	<b>Topologie « deux conversions »</b>	<b>194</b>
25.1	Sélection du candidat $\rho^-$	194
25.2	Rejet des bruits de fond	195
25.2.1	Rejet des interactions par courant chargé de $\nu_\mu$ et $\nu_e$	195
25.2.2	Rejet des interactions par courant neutre	196
25.2.3	Calcul de la sensibilité	196
25.3	Recherche des $\tau^+$	198
25.4	Résultat	199
<b>26</b>	<b>Synthèse et conclusions</b>	<b>202</b>
	<b>Conclusion</b>	<b>207</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>209</b>
A	Historique de la physique des neutrinos	211
B	Lettre de Pauli aux radioactifs	223
C	Expérience de Reines et Cowan	224
	Introduction	224
	Principe de l'expérience	224
	Analyse	225
	Conclusion	226
D	Expérience de Madame Wu <i>et al.</i>	227
	Introduction	227
	Principe de l'expérience	227

# Introduction

Depuis plus de 70 ans, les physiciens du monde entier traquent les neutrinos, particules insaisissables et tentent de leur arracher leurs secrets. Un de ces mystères est celui de leur masse. Les physiciens disposent de méthodes directes de mesure qui n'ont jusqu'à ce jour donné que des limites supérieures sur les masses des neutrinos, et de méthodes indirectes, parmi lesquelles la recherche d'oscillations entre les différentes saveurs de neutrinos. La première partie de cette thèse retrace rapidement l'histoire passionnante du petit neutre de Wolfgang Pauli, décrit les énigmes afférentes à sa masse puis donnent les éléments nécessaires à la compréhension du phénomène des oscillations.

La collaboration NOMAD s'est fixé comme but de rechercher les oscillations de  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  en guettant l'apparition de  $\nu_\tau$  dans un faisceau essentiellement composé de  $\nu_\mu$ . En permettant aux neutrinos du faisceau d'énergie moyenne  $26 \text{ GeV}$  de voler environ sur  $625 \text{ m}$  avant la cible, NOMAD cherche des neutrinos massifs d'intérêt cosmologique. Le principe employé par la collaboration NOMAD pour détecter les  $\nu_\tau$  et le détecteur seront décrits dans la deuxième partie de ce manuscrit.

La cible active du détecteur est composée de 49 grandes chambres à dérive dont la construction à incombé au CEA de Saclay. L'équipe NOMAD de Saclay a eu de fait la responsabilité du fonctionnement des chambres et participe activement au programme de reconstruction associé. La troisième partie décrit en détail les chambres à dérive et leur fonctionnement. Un point crucial pour obtenir les résolutions en énergie et en impulsion nécessaires à une recherche fine comme celle que mène NOMAD est l'alignement des chambres et leur efficacité. Dans cette même partie seront présentés les travaux réalisés sur ce dernier point et les améliorations apportées au programme de reconstruction des traces chargées dans les chambres à dérive de NOMAD.

NOMAD se propose de signer la présence d'un éventuel  $\nu_\tau$  en détectant *via* ses produits de désintégration le lepton  $\tau^-$  issu de l'interaction par courant chargé dans la cible du  $\nu_\tau$ . Parmi les cinq canaux de désintégrations du  $\tau^-$  accessibles à l'expérience NOMAD, le canal hadronique du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  est séduisant dans la mesure où il a le plus grand rapport de branchement : 25,3 %. La quatrième partie décrit les méthodes d'analyse employées par la collaboration NOMAD, puis, dans ce cadre, une analyse particulière du canal  $\tau^-$  en  $\rho^-$ .



# Première partie

## Présentation des neutrinos



# Chapitre 1

## Introduction

Le neutrino est une particule bien mystérieuse qui a souvent été appelée « fantôme » dans la littérature [1]. Elle est née comme une nécessité impérieuse pour sauver pas moins de trois lois de conservation bien établies, et si elle a fini par convaincre la communauté scientifique d'abord de son utilité puis de son existence, elle a néanmoins apporté avec elle une kyrielle de problèmes plus ou moins inattendus qui a créé un domaine entier de la physique : la physique du neutrino.

Nous allons d'abord retracer rapidement l'histoire du « petit neutre » de Pauli et Fermi avant de nous interroger sur les mystères qui continuent à l'entourer et sur ce qui motive les physiciens du neutrino. Cela nous amènera à examiner le problème de sa masse, puis à aborder le phénomène d'oscillations.

# Chapitre 2

## L'histoire des neutrinos

### 2.1 Introduction

Il s'avère impossible de retracer une histoire complète de la physique des neutrinos sans s'intéresser à tout ce qui a participé à son existence, à savoir l'évolution théorique des connaissances des particules et les progrès permanents des méthodes de détection. Cependant, le propos de cette introduction historique est d'en souligner les étapes marquantes. Les évolutions conjointes des domaines théorique et expérimental sont reportées dans le tableau de l'annexe A, ainsi que les références utilisées pour ce chapitre.

### 2.2 La préhistoire : découverte de la radioactivité

Lorsqu'en 1896, Henri Becquerel [2] découvre que des sels uraniques émettent un rayonnement pénétrant de façon spontanée, c'est la naissance de la radioactivité et avec elle de toute la physique sub-atomique. Les rayons X ont été découverts l'année précédente par Wilhem Roentgen et avec les premiers indices de la présence de l'électron, c'est tout ce qu'alors, on connaît de l'atome.

Les physiciens se passionnent pour ces rayonnements qui donnent tellement d'indications sur la structure de la matière. C'est en particulier aux travaux de E. Rutherford que l'on doit de voir s'esquisser de plus en plus précisément une image de l'atome : un noyau composé de protons et d'électrons entouré d'un nuage d'électrons. En 1913, l'image semble cohérente. Niels Bohr propose un modèle quantique de l'atome d'hydrogène.

### 2.3 Le mystère du spectre $\beta$

En 1914, James Chadwick mesure le spectre d'émission  $\beta$  du radium E (maintenant appelé bismuth 210), avec une nouvelle technique de détection : le compteur Geiger. Contrairement aux résultats des précédentes expériences  $\beta$ , trop imprécises, et aux rayonnements  $\alpha$  et  $\gamma$  qui présentent des spectres de raies discrètes, il découvre un spectre continu sur lequel se superposent quelques raies. Il écrit à Rutherford [3] « There is probably some silly mistake somewhere<sup>1</sup> ». Mais la suite de l'histoire confirme que la particule  $\beta$  n'emporte qu'une partie de l'énergie disponible, le reste n'étant pas même décelable par des mesures calorimétriques [4].

---

<sup>1</sup>« Il y a sans-doute une erreur stupide quelque part ».

De plus, en 1928, se pose un second problème lié au modèle de noyau : le spin du noyau d'azote qui est prédit demi-entier (14 protons et 7 électrons soit un nombre impair de fermions) vaut 1.

Dès lors, de multiples mesures sont faites qui confirment ces phénomènes. De ces résultats ne peuvent être déduites que deux hypothèses satisfaisantes. L'une, soutenue par Niels Bohr, est que dans les désintégrations  $\beta$  l'énergie n'est conservée que de manière statistique, l'électron perdant ses qualités intrinsèques au sein du noyau.

## 2.4 « A desperate remedy<sup>2</sup> » proposé par Pauli

L'autre hypothèse est avancée par Pauli [5] qui ne peut se résoudre à suivre Bohr : « I saw no theoretical reason to consider the law of the conservation of energy as less certain than, for exemple, the law of conservation of electric charge<sup>3</sup> ». Dans sa lettre du 4 Décembre 1930 aux participants à la réunion de Tübingen (voir l'annexe B), avec beaucoup de prudence, il propose la présence d'une particule dans le noyau, neutre et de spin 1/2. Lors d'une émission  $\beta$ , un « neutron », interagissant très peu avec la matière est émis en même temps qu'un électron. Il résout ainsi la crise de l'azote et celle du spectre  $\beta$ . En fait, il a inventé à la fois le neutron et le neutrino.

Au fur et à mesure que les expériences d'étude de la désintégration  $\beta$  progressent, Bohr se rallie à l'idée de Pauli. En 1932, Chadwick découvre le « vrai » neutron et en 1933, Fermi propose une théorie de la désintégration  $\beta$  [6] et baptise la particule de Pauli le neutrino. Ce faisant il donne le départ de la physique des particules telle que nous la connaissons. Sa théorie s'appuie sur l'hypothèse de Pauli, sur les développements quantiques de Heisenberg et Bohr, et met en équation, par analogie avec l'émission  $\gamma$ , les opérateurs de création et d'annihilation, cette fois-ci appliqués aux fermions. Dans son article, il en donne les conséquences expérimentales à savoir la détermination de la masse du neutrino en observant la forme du spectre, et les premières règles de sélection des désintégrations  $\beta$ .

## 2.5 Le neutrino se laisse piéger

Jusqu'en 1953, l'état de l'expérience et de la théorie se referme autour du petit fantôme de Pauli. Alors que les premières estimations de son inventeur lui donnaient les propriétés suivantes :

- masse inférieure ou du même ordre que 0,01 masse de l'électron,
- moment magnétique inférieur à  $3 \cdot 10^{-3}$  magnéton de Bohr,
- pouvoir de pénétration de l'ordre de 10 cm de plomb,

dans les années 50 les expériences donnaient :

- masse inférieure ou du même ordre que 0,002 masse de l'électron,
- moment magnétique inférieur à  $10^{-9}$  magnéton de Bohr,

---

<sup>2</sup>« Une solution désespérée ».

<sup>3</sup>« Je ne voyais aucune raison théorique à ce que la loi de conservation de l'énergie soit moins certaine que, par exemple, celle de la conservation de la charge électrique ».

- pouvoir de pénétration de l'ordre de 10 années-lumière de plomb,

ce qui renforce l'opinion quasiment générale qu'il est complètement inutile de chercher à détecter cette insaisissable particule. Néanmoins, Pontecorvo [7], qui travaille auprès des réacteurs nucléaires, pense à ces derniers comme sources potentielles de grands flux de neutrinos, les réacteurs présentant l'avantage de posséder, par construction, des barrières contre les rayonnements cosmiques. Il est le premier à proposer une solution radio-chimique, qu'il soumet à Fermi entre 1948 et 1949, mais celui-ci le décourage : « I discussed the  $^{37}\text{Cl}$ - $^{37}\text{Ar}$  method with Fermi in Chicago (1948?) and later at the Basel-Cosmo conference in 1949 (including solar possibilities. Fermi was not at all enthusiastic about neutrino applications of the method<sup>4</sup> ».

Fermi se montrait réticent quant aux délais impliqués, avec raison : il faut attendre 1953 et c'est Reines qui met l'idée à exécution avec Cowan. Les premiers résultats à Hanford, s'ils ne sont pas convaincants, sont encourageants. En 1956, le système s'est perfectionné et le neutrino est piégé dans le détecteur installé à Savannah River (voir annexe C).

## 2.6 L'expérience nourrit la théorie

Dès lors que la présence du neutrino ne fait plus aucun doute, les recherches s'intensifient : en 1955, Davis met en évidence le fait que  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$  sont différents ; en 1957, l'expérience de Madame Wu, Ambler, Hayward, Hoppes et Hudson prouve que la parité P est violée dans les interactions faibles (voir annexe D), puis vient le tour de la conjugaison de charge C (Garwin, 1957) ; l'année suivante Goldhaber et ses deux collaborateurs mesurent l'hélicité du neutrino qu'ils trouvent toujours gauche. Toutes les pièces du puzzle s'emboîtent quand Sakurai montre l'universalité de l'interaction faible V-A.

Puis c'est la famille des particules qui s'agrandit quand, en 1962, Danby et al. montrent que le lepton neutre émis en même temps que le muon dans les désintégrations de pions est un neutrino différent du neutrino qui accompagne les désintégrations  $\beta$  (Dans leur article de 1956, Reines et Cowan proposaient déjà des expériences en ce sens, en soulignant que le pion était sensible à l'interaction forte alors que le muon ne l'était pas, il devait donc être un lepton). Le troisième lepton  $\tau$  est découvert par Perl en 1975. Abrams et al., en 1989, montrent à partir de la largeur de désintégration invisible du  $Z^0$  qu'il y a exactement trois saveurs de neutrinos légers : le  $\nu_e$ , le  $\nu_\mu$  et le  $\nu_\tau$ .

## 2.7 Bilan

En soixante-dix ans de physique du neutrino, les connaissances des physiciens sur les plus légers des fermions se sont considérablement accrues. Cependant, sans parler du  $\nu_\tau$  qui n'a toujours pas été détecté directement (cette recherche est menée par l'expérience E872 à Fermilab [8]), certains mystères déjà présents à leur invention n'ont toujours pas été levés :

- La nature du neutrino : est-il de Dirac (différent de son anti-particule) ou de Majorana ?
- A-t-il un moment magnétique ?

---

<sup>4</sup> « J'ai discuté de la méthode  $^{37}\text{Cl}$ - $^{37}\text{Ar}$  avec Fermi à Chicago (1948?) et plus tard à la conférence de Basel-Cosmo en 1949 (incluant les possibilités sur les neutrinos solaires). Fermi n'a montré aucun enthousiasme à l'idée d'appliquer la méthode aux neutrinos. ».

– Quelle est sa masse ?

Dans l'état actuel de la science, on ne peut que donner des limites sur ces grandeurs, limites qui sont reportées dans la table 2.1.

Neutrino	masse	moment magnétique
$\nu_e$	?	$\mu_{\nu_e} < 1.8 \cdot 10^{-10} \mu_B$
$\nu_\mu$	$m_{\nu_\mu} < 0.17 \text{ MeV}$	$\mu_{\nu_\mu} < 7.4 \cdot 10^{-10} \mu_B$
$\nu_\tau$	$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}$	$\mu_{\nu_\tau} < 5.4 \cdot 10^{-7} \mu_B$

TAB. 2.1 – Les limites sont extraites de la Review of Particle Physics [9]. En toute rigueur, ces limites sont données non pas sur les états propres de saveur mais de masse,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr. La masse du  $\nu_e$  est incertaine dans la mesure où les résultats les plus précis en désintégration  $\beta$  du tritium donnent une masse au carré significativement négative. Tous les résultats sont donnés à 90 % de degré de confiance sauf la limite sur la masse du  $\nu_\tau$  qui est donnée à 95 % de degré de confiance.

Le neutrino garde donc une place vraiment à part parmi les leptons. On peut à ce propos citer son inventeur lui-même qui écrit en 1957, à propos de l'hélicité du neutrino [5] : « Up to now, this two component model of the neutrino has proved successful in all experimental results. For some time, I looked at this particular model with a certain skepticism, *since it seemed to me that the special role of the neutrino was emphasized too strongly*<sup>5</sup> ». Même pour celui qui avait bravé la plupart des idées en cours pour l'inventer, cette particule était un peu trop marginale.

<sup>5</sup> « Jusqu'à présent, le modèle d'un neutrino à deux composantes est un succès vis-à-vis de tous les résultats expérimentaux. Pendant un temps, j'éprouvais un certain scepticisme à l'encontre de ce modèle particulier, dans la mesure où il me semblait souligner trop fortement le rôle particulier du neutrino ».

# Chapitre 3

## Les mystères des neutrinos

### 3.1 Introduction

L'un des mystères les plus intéressants parmi les questions en suspens évoquées à la fin du chapitre précédent est celui de la masse des neutrinos. Comme on l'a vu, aucune expérience n'a pu observer un neutrino massif. Néanmoins de nombreuses tentatives sont en cours ou en projet. Les idées ont évolué. À sa naissance, le neutrino avait une masse au moins cent fois plus petite que celle de l'électron puis de plus en plus petite. Or, une masse nulle est compatible non seulement avec les résultats expérimentaux mais aussi avec le modèle standard auquel les expériences les plus précises ont toujours donné raison : d'année en année, l'idée d'un neutrino de masse exactement égale à zéro s'est imposée.

De nombreuses motivations poussent cependant les physiciens à se poser à nouveau la question de l'existence d'une masse, si petite soit-elle. En effet, dans le modèle standard, la masse des fermions en général est problématique dans la mesure où l'on est obligé d'introduire « à la main » de nombreux paramètres libres, et dans la plupart des extensions au modèle standard, le neutrino est massif. L'étude de la masse du neutrino est donc intéressante pour tester les modèles. D'autre part, trois énigmes trouveraient une réponse satisfaisante si le neutrino était massif.

### 3.2 Le problème des neutrinos solaires

La seule explication raisonnable de l'activité du Soleil compatible avec son âge, sa luminosité et sa masse (données bien connues maintenant) est que le Soleil brille à cause de réactions de fusion nucléaire qui ont lieu en son cœur. Certaines de ces réactions de fusion produisent des neutrinos électroniques (voir table 3.2).

En faisant les hypothèses suivantes [10] :

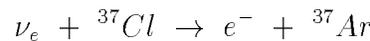
1. le Soleil est en équilibre hydrostatique,
2. les transports radiatifs se font *via* les  $\gamma$  ou par convection,
3. l'énergie ne vient que des réactions nucléaires,
4. les variations de la composition chimique du Soleil sont dues uniquement à ces mêmes réactions,

on peut fabriquer un modèle solaire dit standard et prédire le flux de neutrinos électroniques que l'on doit recevoir sur Terre.

Réaction	Énergie du $\nu_e$ $q_\nu$	Flux ( $10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) [11]
$p p \rightarrow {}^2\text{H} e^+ \nu_e$	$q_\nu < 0,42 \text{ MeV}$	$5,94(1,00 \begin{smallmatrix} +0,01 \\ \Leftrightarrow 0,01 \end{smallmatrix})$
$p p e^- \rightarrow {}^2\text{H} \nu_e$	$q_\nu = 1,442 \text{ MeV}$	$1,39 \cdot 10^{-2}(1,00 \begin{smallmatrix} +0,01 \\ \Leftrightarrow 0,01 \end{smallmatrix})$
${}^7\text{Be} e^- \rightarrow {}^7\text{Li} \nu_e$	$q_\nu = 0,862 \text{ MeV}$ à 89,7 % $q_\nu = 0,384 \text{ MeV}$ à 10,3 %	$4,80 \cdot 10^{-1}(1,00 \begin{smallmatrix} +0,09 \\ \Leftrightarrow 0,09 \end{smallmatrix})$
${}^3\text{He} p \rightarrow {}^4\text{He} \nu_e e^+$	$q_\nu \leq 18,773 \text{ MeV}$	$2,10 \cdot 10^{-7}$
${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}^* e^+ \nu_e$	$q_\nu \leq 15 \text{ MeV}$	$5,15 \cdot 10^{-4}(1,00 \begin{smallmatrix} +0,19 \\ \Leftrightarrow 0,14 \end{smallmatrix})$

TAB. 3.1 – Principales réactions nucléaires qui ont lieu dans le Soleil. Les deux dernières réactions pour lesquelles l'énergie des neutrinos émis les rend faciles à détecter, sont malheureusement beaucoup moins fréquentes que les autres.

La première expérience qui a cherché à détecter les neutrinos solaires est l'expérience de Davis située dans la mine d'or de Homestake dans le Dakota du Sud. De 1970 à 1995, les neutrinos électroniques sont détectés dans du  ${}^{37}\text{Cl}$  grâce à la réaction :



La technique consiste à régulièrement extraire l'argon radioactif, détecter ses désintégrations et en déduire le flux de neutrinos solaires. Cette réaction a un seuil de  $0,814 \text{ MeV}$  et convient donc pour tous les neutrinos sauf ceux issus de  $p p \rightarrow {}^2\text{H} e^+ \nu_e$ .

Dès les premières analyses, les résultats ont été surprenants avec un flux détecté de  $2,1 \pm 0,9$  SNU (Solar Neutrino Unit, qui vaut  $10^{-36}$  capture par seconde et par atome) pour un flux attendu qui va du double au quadruple selon le modèle solaire considéré, en tenant compte d'erreurs à trois déviations standards. C'est ce qu'on appelle le problème des neutrinos solaires.

Depuis, de nombreuses expériences (voir la table 3.2) ont confirmé ce déficit et d'autres sont en préparation pour tenter de circonvenir le problème. La question est de savoir si ce déficit est dû à une méconnaissance du Soleil ou de la physique du neutrino, c'est-à-dire, s'il faut aller au-delà du modèle solaire standard (solution de plus en plus défavorisée par les résultats expérimentaux [12]) ou au-delà du modèle standard des interactions électro-faibles.

Les différents modèles solaires dits non-standards ne reproduisent pas bien toutes les données que l'on a sur le Soleil. En revanche, des idées qui seront développées plus loin selon lesquelles

Expérience	Années	Méthode	Flux mesuré données $\pm$ (stat.) $\pm$ (syst.)	Flux prédit	Unités
Homestake	1970-1995	Chlore	$2,56 \pm 0,16 \pm 0,15$	$7,7^{+1,2}_{-1,0}$	SNU
SAGE	1990-	Gallium	$69,9^{+8,0}_{-7,7} {}^{+3,9}_{-4,1}$	$129^{+8}_{-6}$	SNU
Gallex	1990-1996	Gallium	$76,4 \pm 6,3^{+4,5}_{-4,9}$	$129^{+8}_{-6}$	SNU
Super-Kamiokande	1996-	Čerenkov	$2,44 \pm 0,05^{+0,09}_{-0,07}$	$5,15^{+0,98}_{-0,72}$	$10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

TAB. 3.2 – Résultats des expériences de mesure de flux de neutrinos solaires. Les résultats sont ceux présentés à la conférence Neutrino'98 [13]. Les flux prédits sont ceux donnés par Bahcall et Pinsonneault [11].

les neutrinos sont bien produits au flux attendu mais « quelque chose » leur arrive entre la production et la détection, sont à l'étude très sérieusement. En particulier, des expériences capables de déceler toutes les saveurs de neutrinos devraient pouvoir appuyer la thèse des oscillations, une partie des neutrinos électroniques changeant de saveur entre le Soleil et la Terre.

### 3.3 Le problème des neutrinos atmosphériques

L'atmosphère est en permanence bombardée par des hadrons de haute énergie qui baignent l'univers, essentiellement des protons (les cosmiques dites primaires sont composées à 79 % de protons libres [9]) de  $1 \text{ GeV}$  ou plus (les particules de plus basses énergies sont affectées par le vent solaire, qui les décélère, puis par le champ magnétique terrestre). Lorsque ces protons entrent dans l'atmosphère, des gerbes hadroniques se développent, composées entre autres de pions et de kaons dont on connaît les modes de désintégrations donnant des neutrinos :

Mode	Rapport de branchement
$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	$\sim 100 \%$
$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	63,5%
$K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	3,1 %
$K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e (\bar{\nu}_e)$	4,8
$K^0_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$	38,7 %
$K^0_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}_e (\nu_e)$	27 %
$\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e (\bar{\nu}_e) \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$	$\sim 100 \%$

En particulier, tous les modes de production de muons s'accompagnent de production de neutrinos muoniques. Or les muons, qui perdent  $2 \text{ GeV}$  en moyenne dans l'atmosphère, interagissent peu et donc arrivent jusqu'à la surface. On connaît donc bien leur flux, qui permet un contrôle indirect du flux de neutrinos muoniques.

À partir de ces connaissances on peut déduire la proportion  $r_{\text{prédit}} = \Phi_{\nu_\mu}/\Phi_{\nu_e}$ . Or, presque tous les résultats expérimentaux (voir table 3.3) donnent un rapport  $R = r_{\text{expérimental}}/r_{\text{prédit}}$  inférieur à 1, donc montrent un déficit en neutrinos muoniques et/ou un excès en neutrinos électroniques. Les résultats les plus récents tendent à prouver qu'il n'y a pas d'excès de neutrinos électroniques.

Expérience	Méthode	$r_{\text{expérimental}}/r_{\text{prédit}}$ données $\pm$ (stat.) $\pm$ (syst.)	Années
IMB	Čerenkov	$0,6 \pm 0,06 \pm 0,07$	1982-1991
Frejus	calorimétrie	$1,0 \pm 0,15 \pm 0,08$	1984-1988
Soudan 2	calorimétrie	$0,58 \pm 0,108 \pm 0,05$	1989-1993-
Super-Kamiokande sub-GeV	Čerenkov	$0,63^{+0,026}_{-0,025} \pm 0,05$	1996-
Super-Kamiokande multi-GeV		$0,65^{+0,08}_{-0,07} \pm 0,07$	
Kamiokande sub-GeV	Čerenkov	$0,6 \pm 0,06 \pm 0,07$	1983-1995
Kamiokande multi-GeV		$0,57^{+0,08}_{-0,07} \pm 0,07$	
MACRO	scintillateur liquide	$0,74 \pm 0,036 \pm 0,046$	1991-

TAB. 3.3 – *Expériences de mesure de flux de neutrinos atmosphériques. Les résultats sont ceux présentés à la conférence ICHEP 98 à Vancouver, sauf ceux de MACRO [14].*

### 3.4 Les raisons cosmologiques

Les observations et les modèles cosmologiques, en particulier les modèles de nucléosynthèse, donnent aussi des renseignements sur les neutrinos, par exemple une indication sur le nombre de neutrinos légers [15], avant la démonstration magistrale auprès du LEP au CERN en 1989 [16]. Une autre indication est le problème de la matière noire.

On appelle matière noire une matière invisible dont on ne perçoit que les effets gravitationnels. Cette matière est présente en très grande proportion dans l'univers. Elle a été découverte lorsqu'on s'est aperçu que les courbes de rotation des galaxies correspondaient à une distribution de matière dans un rayon supérieur à dix fois le rayon de la matière visible.

Les candidats pour la matière noire ne sont pas très nombreux :

- Si la matière noire est baryonique, il faut qu'elle soit composée d'objets qui n'absorbent pas et ne réémettent pas dans le visible. Ce sont par exemple des trous noirs. On appelle ces objets des machos (MASSIVE Compact Halo Objects). Dans tous les cas, les modèles de nucléosynthèse donnent une limite sur la proportion de baryons dans l'univers trop petite pour que la matière noire soit entièrement baryonique.
- On classe le reste en matière noire chaude et matière noire froide, selon que les particules considérées étaient relativistes ou non au moment où l'horizon de l'univers englobait assez de matière pour fabriquer une galaxie. Sous l'hypothèse d'équilibre thermique au moment du découplage, les candidats de masse supérieure à  $\simeq 1 \text{ keV}$  sont de type matière noire froide ceux de masse inférieure sont de type matière noire chaude [9].

Le fond cosmologique est composé de :

- un milliard de photons à  $2,73 \text{ K}$  par  $m^3$ ,
- un demi proton par  $m^3$ ,
- et 330 millions de neutrinos (les trois saveurs comprises) par  $m^3$ .

Un neutrino massif (un des trois neutrinos légers) apparaît alors comme le meilleur candidat à la matière noire chaude. Les modèles préférés actuellement combinent la matière noire chaude (20 %), la matière noire froide (70 %) et la matière baryonique ordinaire (10 %). Dans ce cas, un neutrino de  $4,7 \text{ eV}$  expliquerait la densité de matière noire chaude [17]. Néanmoins, ces modèles présentent des difficultés à expliquer la formation des structures dans l'univers, et une solution possible, fonctionnant mieux que la solution avec un unique neutrino de  $4,7 \text{ eV}$ , est que la matière noire chaude est due à deux neutrinos de masses équivalentes égales à peu près à  $2,35 \text{ eV}$  [18].

# Chapitre 4

## La masse des fermions

### 4.1 Introduction

Nous avons essayé de répondre à la question : « Pourquoi donner une masse au neutrino ? », nous allons maintenant tenter de répondre à la question : « Comment donner une masse aux neutrinos ? ». Après une description des termes de masse dits standards, nous verrons que le terme de masse de Dirac, standard, pose le problème de la hiérarchie des masses et que le terme de masse de Majorana sort du modèle standard.

### 4.2 Au sein du modèle standard

Le modèle standard des interactions électro-faibles est une théorie de jauge respectant les symétries locales des groupes  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Dans ce modèle, les champs de fermions sont représentés par des bi-spineurs  $\Psi$  dits de Dirac, doublets ou singlets de la symétrie  $SU(2)_L$ . D'autre part, les fermions sont rangés en deux catégories qui sont les leptons (légers) interagissant de façons électromagnétique et faible, et les quarks (plus lourds) sensibles en plus à l'interaction forte (dont le groupe de symétrie est  $SU(3)_C$ ) et en trois familles. Le modèle standard électro-faible est décrit par un lagrangien qui comporte des termes cinétiques, de masse et d'interaction, tous ces termes devant être des scalaires de Lorentz.

Différents spineurs sont utilisés. Soit  $\Psi$  un spineur de Dirac, à quatre composantes. On peut l'écrire  $\Psi = \Psi_L + \Psi_R$  où :

$$\Psi_L = L \Psi \text{ et } \Psi_R = R \Psi$$
$$\text{avec } L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \text{ et } R = \frac{1 + \gamma_5}{2}$$

les projecteurs de chiralité gauche et droite (on se place dans la représentation de Dirac).

Un spineur de Weyl est un spineur qui n'existe que sous un seul état de chiralité. La chiralité est une notion intrinsèque, invariante par transformation de Lorentz, car les projecteurs  $L$  et  $R$  commutent avec les  $\sigma_{\mu\nu}$  de Lorentz.

On définit l'hélicité par la projection du spin sur l'impulsion. On voit que pour une particule massive, par accélération de Lorentz, on peut inverser le sens de l'impulsion et changer l'hélicité. En revanche, pour une particule de masse nulle, l'hélicité est intrinsèque et on peut montrer qu'elle est confondue avec la chiralité.

Le spineur conjugué de charge est noté :

$$\Psi^C(x) = \mathcal{C}\bar{\Psi}^T(x) \quad \text{avec} \quad \mathcal{C}\gamma_\mu^T\mathcal{C}^{-1} = \Leftrightarrow\gamma_\mu$$

On peut montrer que le conjugué de charge d'un spineur droit est gauche, et inversement.

Nous voyons qu'il est possible de fabriquer un spineur à quatre composantes à partir de deux spineurs de Weyl de chiralités opposées, et ce, de deux manières différentes :

- soit à partir d'un seul spineur de Weyl :  $\Psi = \Psi_L + (\Psi^C)_R$  (spineur de Majorana),
- soit à partir de deux spineurs de Weyl différents :  $\Psi = \nu_L + (N^C)_R$  (spineur de Dirac).

Le terme de masse standard dit aussi de Dirac est le terme suivant :

$$\mathcal{L}_m = \Leftrightarrow m_D \bar{\Psi} \Psi = \Leftrightarrow m_D (\bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R)$$

## 4.3 Une masse pour le petit neutre

### 4.3.1 Masse de Dirac

Soit un spineur de Dirac pour le neutrino. Comme le neutrino n'interagit que faiblement et est donc toujours détecté avec une chiralité gauche, on fabrique ce spineur avec le neutrino de Weyl standard  $\nu_L$  et avec une composante droite dite stérile  $N_R$ . Le terme de masse s'écrit :

$$\mathcal{L}_m = \Leftrightarrow m_D (\bar{\nu}_L N_R + \bar{N}_R \nu_L)$$

Par définition  $\nu_L$  est un doublet de  $SU(2)_L$ , alors que  $N_R$  est un singlet, donc ce terme de masse représente une transition entre deux états de chiralité et nécessite une brisure spontanée de la symétrie  $SU(2)_L$ . Il est généré par un couplage de Yukawa au doublet de Higgs  $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$ . Le lagrangien qui représente ce couplage s'écrit :

$$\mathcal{L}_Y = \Leftrightarrow \lambda (\bar{\nu}_L \bar{e}_L) \tilde{\Phi} N_R \Leftrightarrow \lambda (\bar{\nu}_L \bar{e}_L) \tilde{\Phi} e_R + h.c.$$

où *h.c.* signifie « hermitien conjugué ». Ces termes respectent les symétries du lagrangien.

Après brisure spontanée de symétrie, si la composante neutre du doublet de Higgs prend dans le vide la valeur  $v/\sqrt{2}$ , on obtient pour le neutrino de Dirac le terme de masse suivant :

$$\mathcal{L}_m = \Leftrightarrow \lambda \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L N_R$$

Ce terme est tout à fait similaire aux termes de masse des leptons chargés et des quarks, et il présente l'avantage de ne pas toucher au secteur de Higgs du modèle standard puisqu'on utilise le même doublet de Higgs que pour les bosons de jauge et les autres fermions. Cependant, il pose sérieusement la question des hiérarchies de masses. En effet, en posant que la théorie de Fermi est une théorie effective à basse énergie, on peut montrer que  $v = 246 \text{ GeV}$ . Si l'on prend comme limite pour la masse du neutrino électronique  $15 \text{ eV}$ , alors :

$$m_{\nu_e} = \lambda_{\nu_e} \frac{v}{\sqrt{2}} \leq 15 \text{ eV}$$

soit :

$$\lambda_{\nu_e} \leq \frac{\sqrt{2} \times 15}{246 \cdot 10^9} = 8.6 \cdot 10^{-11}$$

Ce couplage est 5 ordres de grandeur plus petit que le couplage de l'électron au boson de Higgs. Une telle différence est surprenante et totalement inélégante dans la mesure où cela impose d'étirer et de distordre le modèle standard. La solution la plus élégante est celle du neutrino de Majorana.

### 4.3.2 Masse de Majorana

Construisons un spineur de Majorana pour le neutrino : cette fois-ci on le fabrique avec le neutrino de Weyl standard  $\nu_L$  et avec son conjugué de charge  $\nu_R^C$ . Le terme :

$$\mathcal{L}_m = \overleftrightarrow{m}_M \bar{\Psi}^C \Psi$$

est bien un terme de masse, scalaire de Lorentz.

Cependant il pose aussi des problèmes car contrairement au terme  $\bar{\Psi} \Psi$ , il représente une transition neutrino/anti-neutrino et viole de deux unités la symétrie  $U(1)_{lep}$ , qui est ici la conservation du nombre leptonique. Il peut être généré par un autre couplage de Yukawa à un triplet de Higgs. Cela pose le problème de l'apparition d'un boson de Goldstone de masse nulle, le Majoron, dû à la violation de la symétrie globale  $U(1)_{lep}$ , qui aurait dû être vu.

Des expériences de recherche de neutrino de Majorana sont en cours (comme l'expérience NEMO [19] ou Heidelberg-Moscou), s'appuyant sur le fait que si le neutrino est de Majorana, alors des désintégrations double- $\beta$  dites interdites sont possibles. Le diagramme de ce processus serait celui présenté sur le schéma 4.1. Le neutrino émis par une première désintégration  $\beta$  oscille en anti-neutrino et est « absorbé » par une seconde.

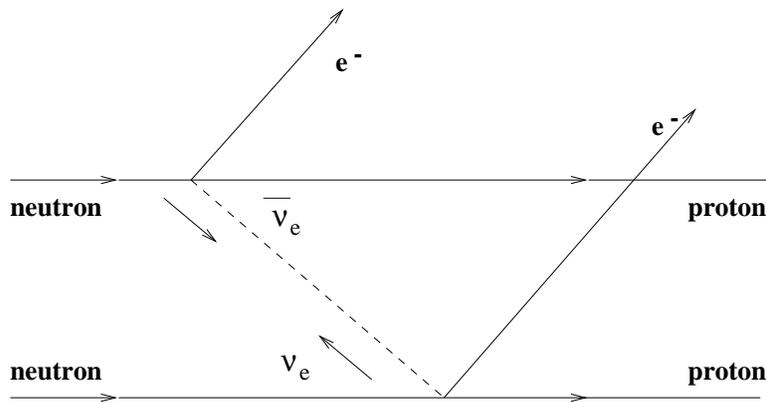


FIG. 4.1 – Diagramme du processus de la désintégration double- $\beta$  interdite.

La meilleure limite sur la masse du neutrino de Majorana est donnée par l'expérience Heidelberg-Moscou [20] :

$$m_\nu \leq 460 \text{ meV} \text{ (90 \% degré de confiance)}$$

Comme on va le voir avec le modèle dit de « see-saw », cette solution relie naturellement une petite masse de neutrino à l'échelle de grande unification, sans avoir à introduire un couplage démesurément petit.

### 4.3.3 Synthèse des différents termes

On peut résumer tous les termes de masse avec l'écriture suivante :

$$\mathcal{L}_m = \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \bar{N}_L^C) \begin{pmatrix} m_1 & m_{1/2} \\ m_{1/2} & m_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^C \\ N_R \end{pmatrix} + h.c.$$

Ce lagrangien contient :

$$\bar{\nu}_L m_{1/2} N_R + \bar{N}_L^C m_{1/2} \nu_R^C$$

qui sont des termes de Dirac, et donc qui viennent d'un couplage de Yukawa avec le doublet de Higgs standard,

$$\bar{\nu}_L m_1 \nu_R^C$$

qui est un terme de Majorana couplant des doublets de  $SU(2)_L$ , donc qui vient d'un couplage de Yukawa avec un triplet de Higgs,

$$\bar{N}_L^C m_0 N_R$$

qui est un terme de Majorana couplant des singlets de  $SU(2)_L$ , donc qui vient d'un couplage de Yukawa avec un singlet de Higgs.

On peut montrer que le Majoron, qui vient du couplage au triplet de Higgs, se couple au  $Z^0$  et intervient dans sa largeur comme deux neutrinos. Or, cela n'a pas été vu expérimentalement, donc on fait souvent le choix de prendre  $m_1 = 0$ .

### 4.3.4 Un cas limite : le « see-saw »

Ce modèle de masse est un cas limite de la représentation du paragraphe précédent : on choisit  $m_1 = 0$ ,  $m_0$  très grand, à une échelle correspondant à la nouvelle physique  $\simeq 10^{16} GeV$ , et  $m_{1/2}$  à une échelle correspondant à celle de la théorie électro-faible :  $m_{1/2} \simeq v = 246 GeV$ .

Après diagonalisation de la matrice, on obtient les valeurs propres qui sont :

$$\alpha = \frac{m_0}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 + 4 \frac{v^2}{m_0^2}} \right)$$

On a donc deux états propres de masse : un neutrino très lourd (comportant une petite composante de  $\nu$  et une composante importante de  $N$ ), de masse  $\simeq 10^{16} GeV$ , et un neutrino léger (comportant une faible composante de  $N$  et une grande de  $\nu$ ) de masse  $\simeq 6 \cdot 10^{-3} eV$  qui se mélangent avec un angle :

$$\theta = \arcsin \frac{\frac{v}{m_0}}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{m_0^2}}} \simeq \frac{v}{m_0} = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ rad}$$

On voit que la masse du neutrino accessible à l'expérience est naturellement plus petite que la masse des leptons chargés.

*Remarque :* Nous n'avons pris en compte ici qu'une saveur de neutrino, par défaut électronique. Le mécanisme précédemment décrit peut aussi s'appliquer aux deux autres saveurs du modèle standard et transmettre la hiérarchie des leptons chargés aux neutrinos. Cependant, il faut aussi considérer alors les mélanges non plus entre leptons de même saveur mais aussi entre les différentes familles (comme dans le secteur des quarks). Ce phénomène qui peut générer des oscillations est traité au chapitre suivant.

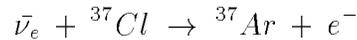
# Chapitre 5

## Les oscillations de neutrinos

### 5.1 Introduction

Nous avons étudié la possibilité d'une masse pour le neutrino. Une des conséquences les plus intéressantes d'un neutrino massif est le phénomène d'oscillations.

En 1955, R. Davis Jr. (voir l'annexe A) cherche auprès de la pile de Brookhaven à détecter la réaction :



Le résultat négatif prouve que  $\bar{\nu}_e$  et  $\nu_e$  sont différents. B. Pontecorvo [21], alors à Moscou, obtient des résultats erronés : « A delegation came to Moscow and someone [...] told me that R. Davis got a positive signal in his experiment. [...] I tried to find a way out and invented neutrino oscillations of the type  $\nu_e \rightleftharpoons \bar{\nu}_e$ <sup>1</sup> ». L'information était inexacte mais cette fausse rumeur est à l'origine d'une physique qui occupe des centaines de physiciens dans le monde aujourd'hui.

Nous allons d'abord voir comment un terme de masse peut générer un mélange de saveurs avant de nous pencher sur le principe même des oscillations dans le cas des neutrinos.

### 5.2 Mélange de familles

La présence d'un terme de masse du type  $\bar{\Psi} m \Psi$  génère un couplage entre les différentes familles *via* les **courants chargés**.

Notons d'abord que ce terme de masse peut se décomposer directement en :

$$\mathcal{L}_m = \Leftrightarrow \bar{\Psi}_\nu M_\nu \Psi_\nu \Leftrightarrow \bar{\Psi}_e M_e \Psi_e \Leftrightarrow \bar{\Psi}_u M_u \Psi_u \Leftrightarrow \bar{\Psi}_d M_d \Psi_d$$

où les indices ( $\nu, e, u, d$ ) parcourent une même famille ( $\nu_e, e, u, d$ ) ou ( $\nu_\mu, \mu, c, s$ ) ou ( $\nu_\tau, \tau, t, b$ ), et ce, à cause de la conservation de la charge.

Considérons un seul de ces termes, par exemple  $\Leftrightarrow \bar{\Psi}_u M_u \Psi_u$ , où  $M_u$  est une matrice  $3 \times 3$  puisqu'il y a trois familles. On peut aussi écrire ce terme, en omettant l'indice  $u$  :

$$\bar{q}_L m q_R + h.c.$$

---

<sup>1</sup>« Une délégation se présenta à Moscou et quelqu'un me dit que l'expérience de R. Davis donnait un résultat positif. J'ai cherché une explication et j'ai inventé les oscillations de neutrinos  $\nu_e \rightleftharpoons \bar{\nu}_e$  ».

La matrice  $m$  n'est pas forcément diagonale et les spineurs de ce terme ne sont pas les spineurs de propagation dans le vide. Il faut, pour les obtenir, diagonaliser la matrice carrée  $m$  à l'aide de deux matrices unitaires :

$$\underbrace{\bar{q}_L U_L^\dagger}_{\bar{q}_L^{phys}} \underbrace{U_L m U_R^\dagger}_D \underbrace{U_R q_R}_{q_R^{phys}} + h.c.$$

Dans les termes d'interaction courant neutre, comme il n'y a pas d'échange de charge, on a, par exemple :

$$\begin{aligned} \bar{q}_L \gamma^\mu [ \partial_\mu \Leftrightarrow i g \frac{2}{3} B_\mu ] q_L &= \\ \bar{q}_L^{phys} U_L \gamma^\mu [ \partial_\mu \Leftrightarrow i g \frac{2}{3} B_\mu ] U_L^\dagger q_L^{phys} &= \\ \bar{q}_L^{phys} \gamma^\mu [ \partial_\mu \Leftrightarrow i g \frac{2}{3} B_\mu ] q_L^{phys} & \end{aligned}$$

parce que les matrices  $\gamma^\mu$  commutent avec les matrices unitaires  $U$  et que  $U_L U_L^\dagger = \mathbf{1}$ . Ainsi les termes de courant neutre restent inchangés.

En revanche, des termes de courant chargés mélangent les saveurs par exemple :

$$\begin{aligned} \bar{q}_L \gamma^\mu [ W_\mu^1 \Leftrightarrow i W_\mu^2 ] q_L' + h.c. &= \\ \bar{q}_L^{phys} U_L \gamma^\mu [ W_\mu^1 \Leftrightarrow i W_\mu^2 ] U_L^\dagger q_L'^{phys} + h.c. &= \\ \bar{q}_L^{phys} \gamma^\mu [ W_\mu^1 \Leftrightarrow i W_\mu^2 ] V q_L'^{phys} + h.c. & \end{aligned}$$

avec  $V = U_L U_L'^\dagger$ , matrice de mélange.

### 5.2.1 Secteur des quarks

Dans le secteur des quarks, cette matrice est appelée matrice de mélange de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa (C.K.M.). En regardant comment chaque champ se transforme sous CP dans le terme de courant chargé, on peut montrer qu'il y a violation de CP si la matrice n'est pas réelle :

$$\begin{aligned} \bar{q}_L^{phys} \gamma^\mu [ W_\mu^1 \Leftrightarrow i W_\mu^2 ] V q_L'^{phys} + \bar{q}_L'^{phys} \gamma^\mu [ W_\mu^1 + i W_\mu^2 ] V^\dagger q_L^{phys} \\ \xrightarrow{CP} \bar{q}_L^{phys} \gamma^\mu [ W_\mu^1 \Leftrightarrow i W_\mu^2 ] V^\dagger q_L'^{phys} + \bar{q}_L'^{phys} \gamma^\mu [ W_\mu^1 + i W_\mu^2 ] V q_L^{phys} \end{aligned}$$

La matrice C.K.M. peut être paramétrisée. Pour une matrice unitaire  $N \times N$ , on a [22] :  $(N \Leftrightarrow 1)^2$  paramètres indépendants, parmi lesquels  $N(N \Leftrightarrow 1)/2$  angles de rotation et  $(N \Leftrightarrow 1)(N \Leftrightarrow 2)/2$  phases. On voit que pour qu'il y ait au moins une phase, il faut au moins  $N = 3$  soit au moins trois familles.

Les modules des paramètres de la matrice C.K.M. valent approximativement [9] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,975 & 0,221 & 0,004 \\ 0,221 & 0,974 & 0,040 \\ 0,004 & 0,040 & 0,999 \end{pmatrix}$$

Les plus gros mélanges se font entre les première et deuxième familles.

D'après ce qui précède, on peut décrire les champs de baryons par différentes bases :

- les états propres d'interaction (par exemple  $K^0$  ( $\bar{s}d$ ),  $\bar{K}^0$  ( $s\bar{d}$ )),
- les états propres de CP ( $K_1^0$  et  $K_2^0$ ),
- les états propres de masse ( $K_S^0$  et  $K_L^0$ ).

On peut passer d'une base à l'autre par une matrice unitaire de mélange caractérisée par un angle, et cela entraîne des mélanges entre saveurs. L'angle de mélange (entre les quarks) dû aux courants chargés est ici l'angle de Cabibbo qui vaut  $0,23\text{ rad}$ . L'angle de mélange entre les deux kaons vaut  $45^\circ$  alors que l'angle de mélange dû à l'effet de la violation de CP est de l'ordre de  $10^{-3}\text{ rad}$ . Dans la plupart des cas, on peut négliger l'effet de la violation de CP.

### 5.2.2 Secteur des leptons

Dans le modèle standard les neutrinos n'ont pas de masse, et il n'y a pas de matrice  $U$  associée aux neutrinos, et par conséquent, pas de matrice de mélange de saveurs.

Si l'on autorise des termes de masse pour les neutrinos, soit on prend des termes de masse de Dirac, avec autant de neutrinos gauches que de neutrinos droits, et on a un secteur des leptons qui est rigoureusement calqué sur le secteur des quarks, soit on autorise aussi des termes de Majorana, auquel cas on peut doubler le nombre de neutrinos. *Rappel* : dans le cas de Dirac, on forme un bi-spineur à partir de deux spineurs de Weyl et donc avec trois neutrinos légers gauches et trois neutrinos droits on forme bien trois spineurs de Dirac, alors que dans le cas de Majorana, il suffit d'un neutrino pour former un bi-spineur (on se sert du conjugué de charge comme partie droite), si donc on a introduit les trois spineurs de Weyl droits pour les termes de Dirac, cela donne six neutrinos de Majorana. On a alors une matrice de mélange  $3 \times 6$ .

Si l'on construit le secteur des leptons massifs comme celui des quarks, alors on peut faire aussi l'hypothèse que le rapport des effets de mélange de saveur sur les effets de violation de CP est le même que chez les quarks et on considérera en pratique que CP est conservée.

## 5.3 Phénoménologie des oscillations dans le vide

### 5.3.1 Cas général

Partons donc de l'hypothèse que les neutrinos sont massifs. Comme dans le cas des quarks, les états propres de masse et les états propres de saveur peuvent être différents. Dans le lagrangien électro-faible où sont donnés les termes d'interaction, les champs sont des états propres d'interaction, donc de saveur. Si l'on veut considérer les états propres de propagation dans le vide, ou de masse, il faut diagonaliser la matrice de masse décrite dans les chapitres précédents.

On a alors deux bases distinctes pour décrire les champs massifs en général, et ici les  $N$  neutrinos :

- une base d'états propres de masse  $\nu_m$ ,  $m \in 1, \dots, N$ ,
- une base d'états propres de saveur  $\nu_l$ ,  $l \in 1, \dots, N$ .

On passe d'une base à l'autre par une matrice unitaire  $U$ . Et, pour chaque saveur  $l$ , on a :

$$\nu_l = \sum_{m=1}^N U_{lm} \nu_m$$

et, en utilisant l'unitarité de  $U$  :

$$\nu_m = \sum_{l'=1}^N U_{l'm}^* \nu_{l'} \quad (5.1)$$

Nous allons faire les hypothèses suivantes, dites « standard » :

- le neutrino  $\nu$  est décrit par une onde plane, dans un état bien défini d'impulsion  $p_\nu$ ,
- le neutrino est ultra-relativiste, c'est-à-dire  $M_m \ll p_\nu$ , ce qui est le cas dans les expériences de physique des neutrinos.

Supposons alors qu'à l'instant  $t = 0$  soit produit un neutrino de saveur  $l$ . On peut décrire ce neutrino par la fonction d'onde suivante :

$$\Psi(x, t = 0) = \sum_{m=1}^N U_{lm} \nu_m e^{i p_\nu x}$$

Comme chaque  $\nu_m$  est un état propre de propagation dans le vide, au bout d'un temps  $t$ , on aura :

$$\Psi(x, t) = \sum_{m=1}^N U_{lm} \nu_m e^{i p_\nu x} e^{-i E_m t}$$

où  $E_m$  est l'énergie du neutrino  $\nu_m$  de masse  $M_m$ .

Avec les hypothèses faites plus haut, on a :

$$E_m = \sqrt{P_\nu^2 + M_m^2} \simeq p_\nu + \frac{M_m^2}{2 p_\nu}$$

et  $t \sim x$  d'où :

$$\Psi(x, x) = \sum_{m=1}^N U_{lm} \nu_m e^{-i \frac{M_m^2}{2 p_\nu} x}$$

soit, en décomposant chaque  $\nu_m$  selon l'équation 5.1 :

$$\Psi(x, x) = \sum_{m, l'=1}^N U_{lm} U_{l'm}^* e^{-i \frac{M_m^2}{2 p_\nu} x} \nu_{l'}$$

Alors, la probabilité pour que le neutrino initialement produit dans un état de saveur  $\nu_l$ , soit, à la distance  $x$  de la source détecté comme un état de saveur  $\nu_{l'}$  est :

$$\begin{aligned} \langle \Psi_l(x, x) | \Psi_{l'}(x, x) \rangle &= \sum_m |U_{lm}|^2 |U_{l'm}^*|^2 \\ &+ \sum_{m \neq m'} \Re U_{lm} U_{l'm}^* U_{l'm'} U_{l'm'}^* \cos\left(\frac{M_m^2 - M_{m'}^2}{2 p_\nu} x\right) \\ &+ \sum_{m \neq m'} \Im U_{lm} U_{l'm}^* U_{l'm'} U_{l'm'}^* \sin\left(\frac{M_m^2 - M_{m'}^2}{2 p_\nu} x\right) \end{aligned}$$

Nous pouvons négliger l'effet de la violation de CP et donc prendre  $U$  réelle ce qui permet d'écrire :

$$P(l \rightarrow l', x) = \sum_m |U_{lm}|^2 |U_{l'm}|^2 + \sum_{m \neq m'} U_{lm} U_{l'm'} U_{l'm} U_{l'm'} \cos\left(2\pi \frac{x}{l_{mm'}}\right)$$

avec :

$$l_{mm'} = 2\pi \frac{2p_\nu}{|M_m^2 \leftrightarrow M_{m'}^2|}$$

la longueur d'oscillation entre les états de masse  $\nu_m$  et  $\nu_{m'}$ .

Si l'on exprime l'impulsion  $p_\nu$  en  $MeV$  et la différence de masses au carré  $|M_m^2 \leftrightarrow M_{m'}^2|$  en  $eV^2$ , alors on a l'expression suivante de  $l_{mm'}$  en mètres :

$$l_{mm'} = 2,47 \frac{p_\nu}{|M_m^2 \leftrightarrow M_{m'}^2|}$$

### 5.3.2 Remarques :

1. Il existe un terme oscillant s'il existe au moins deux états propres de masse de masses différentes.
2. Si un état propre de masse est aussi un état propre de saveur, il n'oscille pas vers une autre saveur (on ne peut pas l'écrire comme une combinaison linéaire de plusieurs états propres de masse).
3. Si la distance  $x$  à la source est trop petite devant  $l_{mm'}$  alors :

$$\cos\left(2\pi \frac{x}{l_{mm'}}\right) \simeq 0$$

l'oscillation n'a pas le temps de se développer.

4. De même si  $x \gg l_{mm'}$ , les oscillations sont « lavées ».
5. Le traitement correct en paquet d'ondes donne en pratique le même résultat que le traitement en onde plane à  $p_\nu$  donné tant que [23] :

$$\frac{\Delta p_\nu}{p_\nu} < \frac{1}{l_{osc}} \frac{1}{p_\nu} \sim \frac{\Delta(m^2)}{p_\nu^2}$$

avec  $\Delta(m^2)$ , différence des masses au carré des deux états propres de masse considérés pour l'oscillation.

### 5.3.3 Approximation : cas de deux familles

Dans ce cas, la matrice de passage entre les deux bases de vecteurs propres est une matrice de rotation caractérisée par un angle  $\theta$  qu'on appelle angle de mélange :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \leftrightarrow \sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

La probabilité pour qu'un neutrino initialement  $\nu_l$ , soit, à la distance  $x$  de la source détecté comme un  $\nu_{l'}$  est :

$$\begin{aligned} P(l \rightarrow l', x) &= 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \Leftrightarrow 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos\left(\frac{2\pi x}{l_{m m'}}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{l_{m m'}} \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{L} \end{aligned}$$

parce qu'il n'y a qu'une longueur d'oscillation possible.

On pourrait effectuer le même calcul pour les leptons chargés, afin d'estimer la faisabilité d'une expérience de violation de saveur dans ce secteur. Les résultats donnent des longueurs d'oscillation extrêmement petites, plus petites que toute longueur de cible envisageable, ce qui rend l'expérience impossible à réaliser. Si on prend les masses des leptons chargés, on trouve, pour des leptons de  $1 \text{ GeV}$  :

$$l_{e\mu} \simeq 230 \text{ fm} \text{ et } l_{e\tau} \simeq l_{\mu\tau} \simeq 0.9 \text{ fm}$$

## 5.4 Oscillations dans la matière

La matière est composée de hadrons et d'électrons. Les neutrinos interagissent par interaction faible avec les électrons. Lorsqu'ils traversent la matière, les neutrinos de toutes les saveurs sont susceptibles d'interagir avec les électrons par courant neutre alors que les neutrinos de saveur électronique peuvent en plus interagir par courant chargé. En conséquence, les neutrinos électroniques ne « voient » pas la matière de la même façon que les deux autres saveurs (voir figure 5.1).

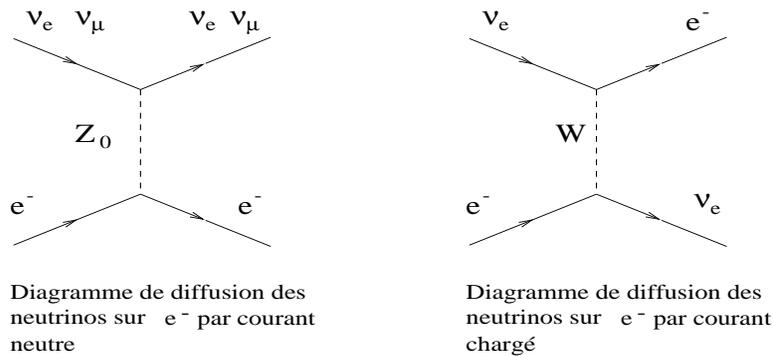


FIG. 5.1 – Diagrammes de diffusions des neutrinos sur électrons par courants neutre et chargé.

Nous allons ici traiter le cas de l'oscillation dans la matière à deux familles de neutrinos [24].

### 5.4.1 Angle de mélange dans la matière

Soient les états propres de saveur  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$ , que l'on regroupe dans le vecteur  $\nu_s$  ( $\nu_s^T = (\nu_e, \nu_\mu)$ ), les états propres de masse ou de propagation dans le vide  $\nu_1$  et  $\nu_2$ , que l'on regroupe dans le vecteur  $\nu_v$  ( $\nu_v^T = (\nu_1, \nu_2)$ ) et les états propres de propagation dans la matière  $\nu_{m_1}$  et  $\nu_{m_2}$ , que

l'on regroupe dans le vecteur  $\nu_m$  ( $\nu_m^T = (\nu_{m_1}, \nu_{m_2})$ ). Les états propres de propagation dans le vide admettent pour valeurs propres  $E_1$  et  $E_2$ .

Pour décrire la propagation dans le vide des états propres de saveur nous avons utilisé l'hamiltonien  $\mathcal{H}_V$  :

$$\mathcal{H}_V = \begin{pmatrix} E_1 \cos^2 \theta + E_2 \sin^2 \theta & (E_1 \leftrightarrow E_2) \sin \theta \cos \theta \\ (E_1 \leftrightarrow E_2) \sin \theta \cos \theta & E_2 \cos^2 \theta + E_1 \sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

où  $\theta$  est l'angle de mélange des neutrinos dans le vide.

La présence de matière et donc d'une densité d'électrons se traduit par l'ajout à cet hamiltonien du potentiel  $\mathcal{V}$  constitué d'une composante commune aux deux saveurs de neutrinos et due aux courants neutres, et d'une composante particulières aux  $\nu_e$ , due aux courants chargés et proportionnelle à la densité d'électrons dans la matière considérée :

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} Cste + \sqrt{2} G_F \rho_e & 0 \\ 0 & Cste \end{pmatrix}$$

L'hamiltonien total est noté  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_V + \mathcal{V}$ . Il est diagonal dans la base  $(\nu_{m_1}, \nu_{m_2})$ . On trouve pour les valeurs propres :

$$E_{m_1 \text{ ou } 2} = \frac{1}{2} (E_1 + E_2 + 2 Cste + \sqrt{2} G_F \rho_e) \pm \frac{1}{2} \sqrt{((E_1 \leftrightarrow E_2) \cos 2\theta + \sqrt{2} G_F \rho_e)^2 + (E_1 \leftrightarrow E_2)^2 \sin^2 2\theta}$$

et pour les vecteurs propres :

$$\begin{pmatrix} \leftrightarrow \sin \theta_m \\ \cos \theta_m \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} \cos \theta_m \\ \sin \theta_m \end{pmatrix}$$

avec

$$\sin 2\theta_m = \frac{\tan 2\theta}{\sqrt{\tan^2 2\theta + \left(1 \leftrightarrow \frac{\rho_e}{\rho_R}\right)^2}} \quad (5.2)$$

si on pose  $\rho_R = \frac{(E_2 - E_1) \cos 2\theta}{\sqrt{2} G_F}$ . On peut alors passer de la base  $(\nu_e, \nu_\mu)$  à la base  $(\nu_{m_1}, \nu_{m_2})$  en utilisant la matrice de passage notée ici  $\mathcal{S}$ . On a  $\nu_s = \mathcal{S} \nu_m$  avec

$$\mathcal{S} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \leftrightarrow \sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix}$$

et on a :

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos \theta_m \nu_{m_1} \leftrightarrow \sin \theta_m \nu_{m_2} \\ \nu_\mu &= \sin \theta_m \nu_{m_1} + \cos \theta_m \nu_{m_2} \end{aligned} \quad (5.3)$$

### 5.4.2 Équation d'évolution

Soit un état  $\nu = a_e \nu_e + a_\mu \nu_\mu$ . Le vecteur des amplitudes dans la base des états propres de saveur est  $a_s$  ( $a_s^T = (a_e, a_\mu)$ ) et le vecteur des amplitudes dans la base des états propres de propagation dans la matière devient  $a_m$  ( $a_m^T = (a_{m_1}, a_{m_2})$ ). On peut alors écrire l'équation d'évolution :

$$i \frac{da_s}{dt} = \mathcal{H} a_s$$

avec  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_V + \mathcal{V}$ . Si on introduit  $a_s = \mathcal{S} a_m$  dans l'équation d'évolution cette dernière devient :

$$\begin{aligned} i \frac{da_m}{dt} &= \mathcal{S}^{-1} \mathcal{H} \mathcal{S} a_m \Leftrightarrow i \mathcal{S}^{-1} \frac{d\mathcal{S}}{dt} a_m \\ &= \mathcal{H}_D a_m \Leftrightarrow i \mathcal{S}^{-1} \frac{d\mathcal{S}}{dt} a_m \\ &= \mathcal{H}_D a_m \Leftrightarrow i \begin{pmatrix} 0 & \Leftrightarrow 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{d\theta_m}{dt} a_m \\ &= \begin{pmatrix} E_{m_1} & i\dot{\theta}_m \\ \Leftrightarrow i\dot{\theta}_m & E_{m_2} \end{pmatrix} a_m \end{aligned}$$

où  $\mathcal{H}_D$  est l'hamiltonien diagonalisé et  $\dot{\theta}_m = \frac{d\theta_m}{dt}$ . On a :

$$\frac{d\theta_m}{dt} = \frac{1}{2\rho_R} \frac{d\rho_e}{dt} \frac{\tan 2\theta}{\tan^2 2\theta + \left(1 \Leftrightarrow \frac{\rho_e}{\rho_R}\right)^2} \quad (5.4)$$

### 5.4.3 Cas de la densité constante

Dans le cas où  $\rho_e$  ne varie pas, l'expression 5.4 montre que  $\frac{d\theta_m}{dt}$  est nul. Le traitement est alors exactement le même que dans le vide en substituant aux énergies  $E_1$  et  $E_2$  et à l'angle de mélange  $\theta$ , les valeurs propres calculées  $E_{m_1}$  et  $E_{m_2}$  et le nouvel angle de mélange  $\theta_m$ . On peut alors écrire la probabilité qu'un neutrino  $\nu_e$  ait oscillé en un neutrino  $\nu_\mu$  dans une matière à densité constante  $\rho_e$  :

$$P(e \rightarrow \mu, x) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{\pi x}{L_m}$$

avec

$$\begin{aligned} L_m &= \frac{2\pi}{|E_{m_1} \Leftrightarrow E_{m_2}|} \\ &= \frac{2\pi}{\sqrt{\left((E_1 \Leftrightarrow E_2) \cos 2\theta + \sqrt{2} G_F \rho_e\right)^2 + (E_1 \Leftrightarrow E_2)^2 \sin^2 2\theta}} \\ &= \frac{2\pi}{|E_1 \Leftrightarrow E_2|} \frac{1}{\sin 2\theta \sqrt{1 + \cot^2 2\theta \left(1 + \frac{G_F \rho_e \sqrt{2}}{\cos 2\theta (E_1 - E_2)}\right)^2}} \\ &= \frac{L}{\sin 2\theta \sqrt{1 + \cot^2 2\theta \left(1 \Leftrightarrow \frac{\rho_e}{\rho_R}\right)}} \end{aligned}$$

*Remarques :*

- on voit que l'on peut avoir des effets très grands même si dans le vide l'angle de mélange est tout petit. En effet, si  $\rho_e = \rho_R$  alors  $\sin^2 2\theta_m = 1$ ,
- on peut écrire la densité de résonance, pour des neutrinos ultra-relativistes de la façon suivante :  $\rho_R = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F p_\nu}$  on voit ainsi que pour une densité donnée  $\rho_e$ , un neutrino oscillera de façon maximale s'il a l'énergie :  $E_R = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F \rho_e}$

#### 5.4.4 Cas d'une densité variable

Prenons l'exemple de la matière solaire. Au centre du Soleil, la densité électronique est de l'ordre de  $10^{25}$  électrons par  $cm^3$  alors qu'en surface elle n'est plus que de  $10^{16}$  électrons par  $cm^3$ . Lorsqu'un neutrino produit au centre de l'étoile traverse la matière solaire, la densité  $\rho_e$  du milieu qu'il « voit » varie. Le terme en  $\frac{d\theta_m}{dt}$  de l'équation d'évolution n'est pas nul comme dans le cas précédent.

#### Phénoménologie

D'après l'équation 5.2, on voit que la valeur de  $\theta_m$  dépend des valeurs respectives de  $\rho_e$  et  $\rho_R$ . Lorsque la densité électronique devient très grande devant  $\rho_R$ , comme au centre du Soleil par exemple, l'angle de mélange dans la matière tend vers  $\frac{\pi}{2}$ . Les équations 5.3 montrent qu'alors,  $\nu_{m_2}$  est presque égal à  $\nu_e$ . Pour  $\rho = \rho_R$ , l'angle de mélange vaut  $\frac{\pi}{4}$  et le mélange est maximal. Lorsque  $\rho$  devient négligeable devant  $\rho_R$ , à la surface du Soleil, alors l'angle de mélange dans la matière est égal à l'angle de mélange dans le vide.

Le déplacement du vecteur  $\nu_{m_2}$  dans le plan  $(\nu_e, \nu_\mu)$  dépend du signe de la variation de  $\theta_m$  et donc, comme l'indique l'équation 5.2, du signe de  $\rho_R$ . Lorsque  $m_2$  est supérieure à  $m_1$ ,  $\rho_R$  est positif et  $\theta_m$  décroît (comme  $\rho_e$ ). À la sortie de la matière stellaire, l'état  $\nu_{m_2}$  qui était presque égal à  $\nu_e$  vaudra  $\nu_2$ . En revanche, dans le cas contraire, il vaudra  $\nu_e$ .

#### Approximation adiabatique

Il s'agit des conditions qui permettent, dans l'équation d'évolution, de négliger les termes non diagonaux, proportionnels à  $\frac{d\theta_m}{dt}$ . Cela revient à chercher à quelle condition la fréquence relative à la variation de  $\theta_m$  est négligeable devant la fréquence d'oscillation dans la matière, autrement écrit :

$$\frac{d\theta_m}{dt} \ll \frac{\pi}{L_m}$$

Le cas le plus défavorable à la relation précédente correspond à la résonance, lorsque  $\frac{d\theta_m}{dt}$  et  $L_m$  sont maximaux. La condition d'adiabaticité s'écrit donc à la résonance et donne en utilisant l'équation 5.2 et l'expression de  $L_m$  :

$$\sqrt{2} G_F \left. \frac{d\rho_e}{dt} \right|_{\rho_e=\rho_R} \ll \sin^2 2\theta \left( \frac{\Delta m^2}{2 p_\nu} \right)^2$$

Lorsque la condition d'adiabaticité est satisfaite, on peut négliger les termes non diagonaux dans l'équation d'évolution. Les états  $\nu_{m_1}$  et  $\nu_{m_2}$  évoluent alors indépendamment et ne se mélangent pas. Les amplitudes vérifient séparément l'équation de Schrödinger :

$$a_{m_i}(t) = a_{m_i}(0) e^{-i \int_0^t E_{m_i}(t') dt'}$$

Ainsi, considérons la production à l'instant  $t = 0$  d'un neutrino électronique. On peut écrire :

$$\nu(t=0) = \nu_e = \cos \theta_m(0) \nu_{m_1}(0) \Leftrightarrow \sin \theta_m(0) \nu_{m_2}(0)$$

Les états  $\nu_{m_1}$  et  $\nu_{m_2}$  vont évoluer mais on aura à chaque instant :

$$\nu(t) = \cos \theta_m(0) e^{-i \int_0^t E_{m_1}(t') dt'} \nu_{m_1}(t) \Leftrightarrow \sin \theta_m(0) e^{-i \int_0^t E_{m_2}(t') dt'} \nu_{m_2}(t)$$

que l'on peut écrire, à une phase près :

$$\nu(t) = \cos \theta_m(0) \nu_{m_1}(t) \Leftrightarrow \sin \theta_m(0) e^{-i \int_0^t (E_{m_2}(t') - E_{m_1}(t')) dt'} \nu_{m_2}(t)$$

On pose :

$$\int_0^t (E_{m_2}(t') \Leftrightarrow E_{m_1}(t')) dt' = \varphi(t)$$

Le neutrino  $\nu(t)$  suit la base  $(\nu_{m_1}(t), \nu_{m_2}(t))$  qui se déplace dans le plan  $(\nu_e, \nu_\mu)$ , il tourne autour de l'état  $\nu_{m_2}$  avec la fréquence  $\frac{\pi}{L_m}$ , comme représenté sur la figure 5.2. L'approximation adiabatique correspond au cas où la base des états propres de propagation dans la matière tourne suffisamment lentement (par rapport à la fréquence d'oscillation) pour qu'un état  $\nu(t)$  ait le temps de suivre.

D'autre part on a à chaque instant, d'après les équations 5.3 :

$$\nu_\mu(t) = \sin \theta_m(t) \nu_{m_1}(t) + \cos \theta_m(t) \nu_{m_2}(t)$$

On peut alors calculer l'amplitude  $A_{e\mu} = \langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle$  :

$$A_{e\mu} = \cos \theta_m(0) \sin \theta_m(t) \Leftrightarrow \sin \theta_m(0) \cos \theta_m(t) e^{-i \varphi(t)}$$

La probabilité pour qu'à l'instant  $t$ , le neutrino initialement de saveur électronique soit devenu un neutrino de saveur muonique est :

$$\begin{aligned} P_{e\mu}(t) &= A_{e\mu} A_{e\mu}^* \\ &= \cos^2 \theta_m(0) \sin^2 \theta_m(t) + \sin^2 \theta_m(0) \cos^2 \theta_m(t) \Leftrightarrow \frac{1}{2} \sin 2\theta_m(0) \sin 2\theta_m(t) \cos \varphi(t) \end{aligned}$$

À la sortie de la matière, l'angle de mélange vaut l'angle de mélange dans le vide et la probabilité de trouver des  $\nu_\mu$  ne dépend que de l'angle de mélange initial et de l'angle de mélange dans le vide. À la limite où la densité électronique initiale tend vers l'infini, on a vu que  $\theta_m(0)$  tend vers  $\frac{\pi}{2}$ , on a alors :

$$P_{e\mu}(\rho_e = 0) = \cos^2 \theta$$

les états propres de propagation dans la matière à la sortie de la matière coïncident avec les états propres de propagation dans le vide et il n'y aura pas d'oscillation dans le vide. On voit aussi que plus l'angle de mélange dans le vide est petit plus la probabilité que les neutrinos électroniques aient oscillé en neutrinos muoniques entre le centre et la sortie du Soleil est grande.

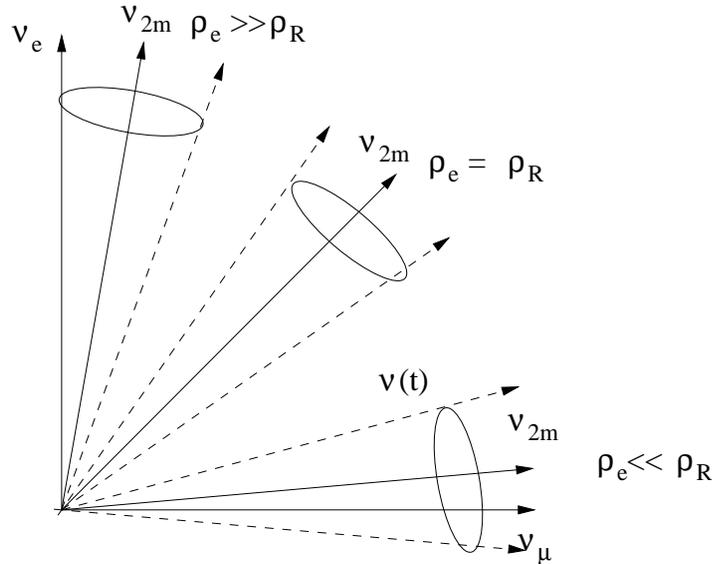


FIG. 5.2 – Position de l'état propre de propagation dans le vide  $\nu_{m_2}(t)$  en fonction de  $t$  et donc, comme sur la figure, de  $\rho_e$ . Dans l'approximation adiabatique, un état initialement  $\nu_e$ , suit l'état  $\nu_{m_2}(t)$ , en tournant autour de lui avec la fréquence  $\frac{\pi}{L_m}$  proportionnelle à  $\varphi(t)$ .

### Régimes non adiabatiques

Lorsque l'approximation adiabatique n'est pas satisfaite, les états propres  $\nu_{m_i}$  tournent trop vite pour que l'état  $\nu(t)$  puissent les suivre. L'adiabaticité peut n'être violée qu'autour de  $\rho_e \simeq \rho_R$ , auquel cas, l'état  $\nu(t)$  commence par suivre  $\nu_{m_2}(t)$ . Puis, autour de la résonance,  $\nu_{m_2}(t)$  tourne brusquement. À la sortie de la couche résonnante, l'adiabaticité étant rétablie,  $\nu(t)$  tourne à nouveau autour de  $\nu_{m_2}(t)$  avec une nouvelle fréquence (voir figure 5.3).

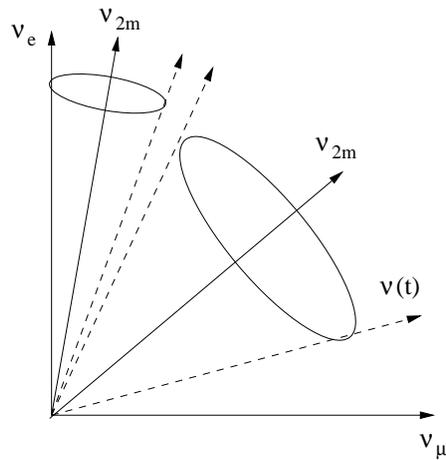


FIG. 5.3 – Représentation de ce qui se passe lorsqu'il y a une variation brutale de la densité électronique.

### 5.4.5 Application au Soleil : l'effet M.S.W.

L'effet M.S.W., pour Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein [25] rend compte de ce qui se passe dans le Soleil pour  $m_1 < m_2$ . On a vu, alors, que le neutrino initialement créé comme un  $\nu_e$  va évoluer vers l'état propre de masse  $\nu_2$  couplé principalement au  $\nu_\mu$ . Dans le cas de l'approximation adiabatique, la probabilité que le  $\nu_e$  natif soit encore de saveur électronique ne vaut plus que  $\sin^2 \theta$  et peut avoir une valeur très faible.

Deuxième partie

**L'expérience NOMAD**



# Chapitre 6

## Introduction

### 6.1 Une expérience de recherche d'oscillations

La conception d'une expérience de recherche d'oscillations de neutrinos repose sur plusieurs points.

1. Tout d'abord, rappelons de quels paramètres dépend la probabilité d'oscillation (en considérant que la symétrie CP est conservée et dans le cas de deux familles) :

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}, L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\pi \frac{L}{L_{osc}}\right)$$

où  $L_{osc}(m) = 2,47 \frac{E(MeV)}{\Delta m^2 (eV^2)}$

On voit que  $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}, L, E)$  est fonction des deux paramètres  $\Delta m^2$  et  $\sin^2 2\theta$ , pour deux familles données. Les différentes expériences de recherche d'oscillations explorent donc des domaines du plan  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ . La sensibilité d'une expérience à une telle zone dépend à la fois de **l'énergie du faisceau de neutrinos**  $E$  qu'elle observe et de **la distance à la source**  $L$ .

Les physiciens chasseurs de neutrinos disposent des sources suivantes :

SOURCE	Neutrinos	Énergie $E_\nu$ en $MeV$	Distance au détecteur en $m$	$\Delta m^2$ en $eV^2$
Réacteur	$\bar{\nu}_e$	4	$10^3$	0,01
Accélérateur	$\nu_\mu$	$10^4$	$10^3$	25
Atmosphère	$\nu_\mu$ et $\nu_e$	400	$10^4$	0,1
	$\nu_\mu$	$10^3$	$10^7$	$10^{-4}$
Soleil	$\nu_e$	1	$10^{11}$	$10^{-11}$

Pour les expériences auprès d'accélérateurs, on appelle « **short base-line** » les expériences caractérisées par un paramètre  $L/E$  très inférieur à  $1 \text{ km}/GeV$  (elles ont accès aux  $\Delta m^2$  supérieur à  $1 \text{ eV}^2$ ), « **middle base-line** » les expériences caractérisées par un  $L/E$  de l'ordre de  $1 \text{ km}/GeV$  (et des  $\Delta m^2$  de l'ordre de  $10^{-1} \text{ eV}^2$ ) et « **long base-line** » les expériences de  $L/E$  de l'ordre de ou supérieurs à la centaine de  $km$  par  $GeV$ .

2. Un autre point important est la façon de signer l'oscillation :

- soit on recherche l'**apparition** d'une certaine saveur de neutrino dans un faisceau dont on suppose qu'elle est absente,
- soit on recherche la **disparition** d'une saveur d'un faisceau suffisamment bien connu du point de vue des flux.

Dans le premier cas on cherche à estimer la probabilité qu'un neutrino de saveur  $\nu_l$  ait oscillé en un neutrino de saveur  $\nu_{l'}$ , et dans le formalisme à deux familles cela s'exprime par :

$$P(l \rightarrow l', x) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{l_{mm'}}$$

Ce cas est le plus sensible, en effet dans un faisceau vierge d'une saveur  $\nu_l$  (aucun bruit de fond attendu) il suffit de voir un seul de ces neutrinos pour signer une oscillation.

Dans le second cas, il s'agit de savoir quelle probabilité a un neutrino de saveur  $\nu_l$  de rester de saveur  $\nu_l$ , soit :

$$P(l \rightarrow l, x) = 1 \Leftrightarrow \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{l_{mm'}}$$

à deux familles. Ce cas est le moins sensible car on cherche la disparition de la saveur représentée dans le faisceau et il faut qu'il en disparaisse une fraction statistiquement supérieure aux fluctuations statistiques et aux méconnaissances systématiques sur le flux de cette saveur.

Enfin, comme on ne détecte une saveur de neutrino que par son interaction avec la matière, il faut que l'énergie du faisceau soit suffisamment élevée pour que l'on soit au dessus du seuil de création des particules signant la présence du neutrino ce qui n'est pas toujours le cas (soleil et réacteur).

## 6.2 NOMAD : choix

La collaboration NOMAD comporte environ 140 physiciens provenant de 23 laboratoires et de 8 pays différents : U.S.A. (University of Massachusetts, Harvard University, Johns Hopkins University, UCLA), France (LAPP, Universités Paris VI et VII, DAPNIA - CEA), Italie (Universités de Calabria, de Florence, de Padova, de Pavia, de Rome, d'Urbino et de Pisa, INFN), Suisse (CERN, Université de Lausanne), Allemagne (Université de Dortmund), Russie (Université de Dubna, Institut de Recherche Nucléaire de Moscou), Australie (Universités de Melbourne, Sydney, ANSTO), Croatie (Institut Rudjer Boskovic). Les différents participants se sont réparti la construction des sous-détecteurs et la mise au point des programmes d'acquisition et d'analyse associés.

Cette collaboration a choisi de répondre aux points évoqués précédemment de la façon suivante :

1. L'expérience NOMAD explore un domaine de  $\Delta m^2$  favorisé par les modèles cosmologiques :  $\Delta m^2 \geq 1 \text{ eV}^2$ , et ce pour les petits angles de mélange, puisque les zones

du diagramme d'exclusion à grand angle de mélange et grand  $\Delta m^2$  ont été exclues par l'expérience E531 [26].

L'expérience se trouve dans le hall ouest du CERN arrosé par le faisceau large bande du SPS. Ce faisceau est composé essentiellement de  $\nu_\mu$  d'énergie moyenne  $\simeq 24 \text{ GeV}$ . L'expérience est située à environ  $L \simeq 625 \text{ m}$  du point de production des neutrinos. Il s'agit donc d'une expérience « **short base-line** ».

2. Le faisceau étant pratiquement (on reviendra sur ce point dans la description du faisceau) vierge de la saveur  $\nu_\tau$ , NOMAD cherche l'oscillation  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  par l'**apparition de  $\nu_\tau$**  dans le faisceau.
3. La méthode adoptée consiste à détecter le  $\tau^-$  produit par interaction par courant chargé de  $\nu_\tau$  dans la matière :  $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ . Après son vol très court, le  $\tau^-$  se désintègre.

Cette particule ne vole que sur à peu près  $600 \mu\text{m}$ . L'expérience NOMAD a choisi de détecter le  $\tau^-$  selon des **critères purement cinématiques**, contrairement à CHORUS [27], la deuxième expérience qui se trouve dans le hall ouest du CERN et qui, grâce à des émulsions à la granularité très fine, peut voir le  $\tau^-$  voler et se désintégrer.

## 6.3 Méthode

Le lepton tau peut se désintégrer selon cinq canaux principaux (qui représentent à eux cinq 86,2 % des rapports de branchement et qui sont accessibles à NOMAD) :

- Les canaux leptoniques et leurs rapports de branchement [9] :

$\tau^-$	$\rightarrow$	$\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	:	17,4 %
$\tau^-$	$\rightarrow$	$e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$	:	17,8 %

- Les désintégrations hadroniques et leurs rapports de branchement [9] :

$\tau^-$	$\rightarrow$	$\pi^- \nu_\tau$	:	11,1 %
$\tau^-$	$\rightarrow$	$\rho^- \nu_\tau$	:	25,3 %
$\tau^-$	$\rightarrow$	$\pi^+ \pi^- \pi^- + n \pi^0 + \nu_\tau$	:	14,6 %

Le canal tau en électron est particulièrement séduisant puisque le bruit de fond principal de ce canal vient des neutrinos électroniques du faisceau qui sont en proportion très faible (à peu près 1 %).

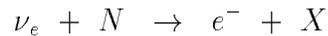
Quels sont les critères cinématiques qui permettent de séparer le signal du bruit ?

Un événement de signal se décompose comme suit :

$$\begin{aligned} \nu_\tau + N &\rightarrow \tau^- + X \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_e + e^- \end{aligned}$$

soient deux neutrinos dans l'état final caractérisé par la grande impulsion manquante qu'ils emportent.

Un événement bruit de fond est :



soit aucun neutrino dans l'état final.

Dans le plan transverse (voir figure 6.1) soient  $\Phi_{eh}$  l'angle entre l'électron et la gerbe hadronique et  $\Phi_{mh}$  l'angle entre la gerbe hadronique et l'impulsion transverse manquante (qui dans un événement bruit de fond est uniquement due aux particules non reconstruites). Pour un vrai événement d'interaction de  $\nu_\tau$  par courant chargé,  $\Phi_{eh}$  est piqué à  $\pi$  ainsi que  $\Phi_{mh}$ , alors que pour un événement bruit de fond  $\Phi_{eh}$  est très piqué à  $\pi$  mais  $\Phi_{mh}$  est plat (voir les distributions de la figure 6.2). Un événement bruit de fond peut être confondu avec un événement signal si on ne reconstruit pas bien la trace du lepton, ou si on ne mesure pas correctement la gerbe hadronique. Le détecteur a donc été conçu pour bien identifier les électrons et les muons et mesurer le flux d'énergie.

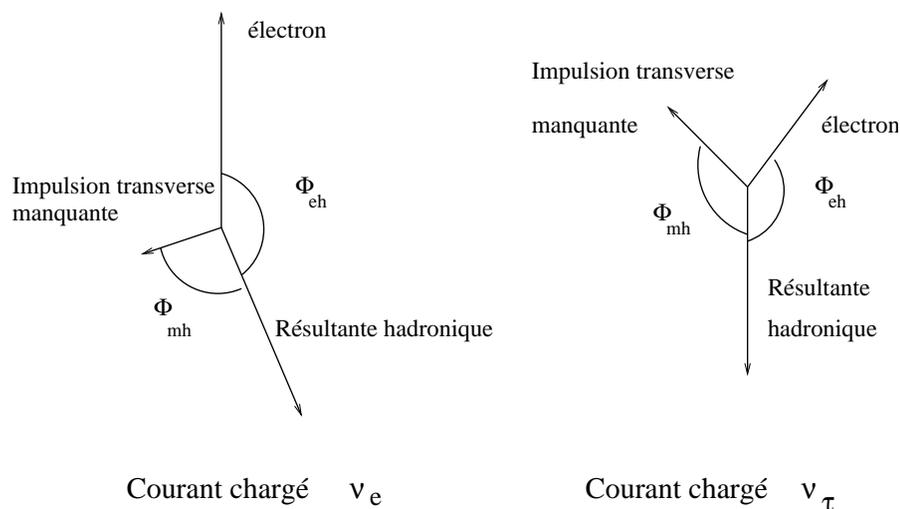
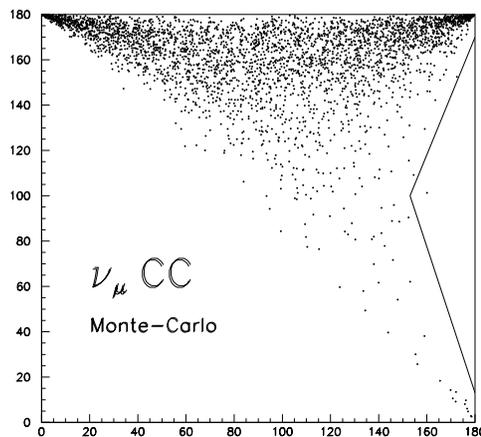
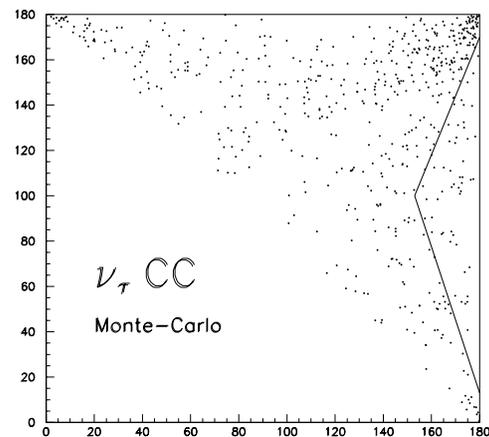


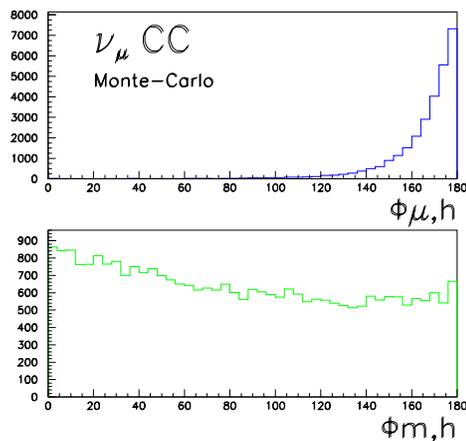
FIG. 6.1 – Définition des angles dans le plan transverse au faisceau de neutrinos utilisés pour caractériser le signal dans NOMAD par rapport au bruit de fond, pour le canal du  $\tau$  en électron.



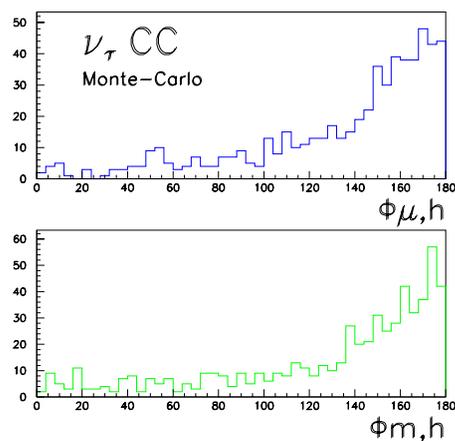
(a) Pour un événement d'interaction de neutrino  $\nu_\mu$  par courant chargé, angle dans le plan transverse entre le muon et la gerbe hadronique *versus* l'angle dans le plan transverse entre l'impulsion transverse manquante et la gerbe hadronique.



(b) Pour un événement d'interaction de  $\nu_\tau$  par courant chargé dans le canal  $\tau$  en  $\mu$ , angle dans le plan transverse entre le muon et la gerbe hadronique *versus* l'angle dans le plan transverse entre l'impulsion transverse manquante et la gerbe hadronique.



(c) Pour un événement d'interaction de neutrino  $\nu_\mu$  par courant chargé, angle dans le plan transverse entre le muon et la gerbe hadronique (en haut) et angle dans le plan transverse entre l'impulsion transverse manquante et la gerbe hadronique (en bas).



(d) Pour un événement d'interaction de  $\nu_\tau$  par courant chargé dans le canal  $\tau$  en  $\mu$ , angle dans le plan transverse entre le muon et la gerbe hadronique (en haut) et angle dans le plan transverse entre l'impulsion transverse manquante et la gerbe hadronique (en bas).

FIG. 6.2 – Simulation Monte Carlo pour des interactions de  $\nu_\mu$  par courant chargé ((a) et (c)) et de  $\nu_\tau$  par courant chargé puis désintégration du  $\tau$  en  $\mu$  ((b) et (d)). Distributions des angles dans le plan transverse entre l'impulsion transverse manquante, l'impulsion transverse du muon et l'impulsion transverse de la gerbe hadronique.

# Chapitre 7

## Le faisceau

Le détecteur NOMAD est traversé par le faisceau de neutrinos à large bande délivré par le SPS (Super Proton Synchrotron) au CERN.

### 7.1 Production du faisceau de neutrinos

#### 7.1.1 Le faisceau de protons

Le SPS fournit un faisceau de protons de haute énergie ( $450\text{ GeV}$ ) en deux bouffées de  $4\text{ ms}$  séparées de  $2,6\text{ s}$  et ce, toutes les  $14,4\text{ s}$ , comme schématisé sur la figure 7.1. L'intensité de chacune des bouffées peut atteindre jusqu'à  $1,5 \cdot 10^{13}$  protons sur cible (p.s.c.) par bouffée soit jusqu'à  $3 \cdot 10^{13}$  protons sur cible par cycle (en 1998). À l'entrée sur la cible le faisceau a une demi-largeur moyenne de  $0,5\text{ mm}$ .

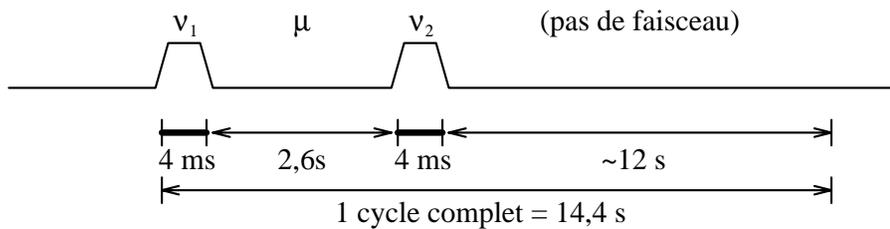


FIG. 7.1 – Schéma en temps du cycle du faisceau de protons extrait du SPS pour le hall ouest.

#### 7.1.2 La cible

Ce faisceau frappe une cible formée de onze cylindres de beryllium de  $10\text{ cm}$  de long et de  $3\text{ mm}$  de diamètre positionnés le long du faisceau de protons. Ces cylindres sont séparés par des espaces de  $9\text{ cm}$ . Les protons frappant la cible produisent des mésons secondaires, essentiellement des kaons et des pions.

#### 7.1.3 Système de focalisation

Les mésons traversent une paire de lentilles magnétiques (corne et réflecteur) qui défocalisent les particules négatives et refocalisent les particules de charge positive. Ce sont des conducteurs de forme conique soumis à une différence de potentiel et donc parcourus par des lignes de courants le long des génératrices du cône. Les particules chargées subissent à la fois l'accélération

électrostatique et l'action du champ magnétique torique créé par les lignes de courants. Les mésons positifs sont les seuls intéressants car ils se désintègrent essentiellement en muons positifs et en neutrinos muoniques et les signes des champs appliqués aux lentilles sont choisis pour les sélectionner. Un collimateur de fer placé entre les deux éléments magnétiques réduit la contamination en anti-neutrinos en arrêtant les particules chargées négativement défocalisées avant qu'elles ne se désintègrent. Ajoutons qu'entre ces trois éléments, les particules se propagent dans des tubes à hélium afin de minimiser leur absorption.

### 7.1.4 Tunnel de désintégration

Cet ensemble est suivi d'un tunnel de désintégration (dans lequel règne le vide) de près de 300 m de long, dans lequel les mésons se désintègrent essentiellement en muons positifs et neutrinos muoniques. Juste avant le hall ouest où les expériences CHORUS et NOMAD sont situées, les muons accompagnant le faisceau sont à la fois défocalisés par un aimant et arrêtés par 400 m de blindage de fer et de terre. En moyenne la distance entre le point de désintégration des mésons et NOMAD vaut 625 m. L'ensemble de ces éléments est schématisé sur la figure 7.2.

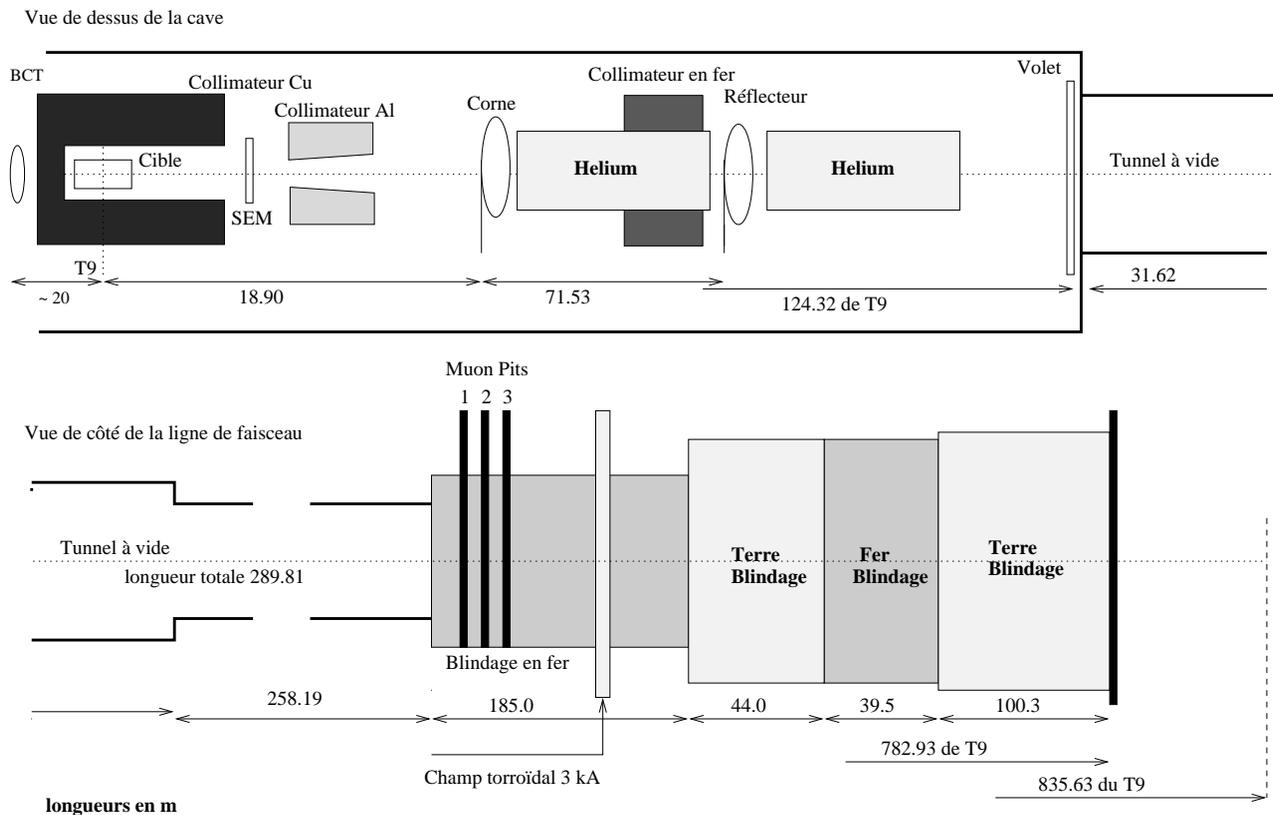


FIG. 7.2 – Schéma de la ligne de faisceau produisant les neutrinos pour le hall ouest.

### 7.1.5 Compréhension du faisceau

La connaissance du faisceau vient de différents points de mesure :

- en amont de la cible, un ensemble de BCT (Beam Current Transformer) mesure le flux des protons incidents,

- juste après la cible, une SEm (Secondary Emission chamber) mesure le flux total des particules secondaires,
- à la sortie du tunnel de désintégration, des puits à muons constitués de détecteurs de silicium mesurent le flux total de muons.

Une simulation GEANT est utilisée pour modéliser le spectre en énergie du faisceau de neutrinos et sa composition.

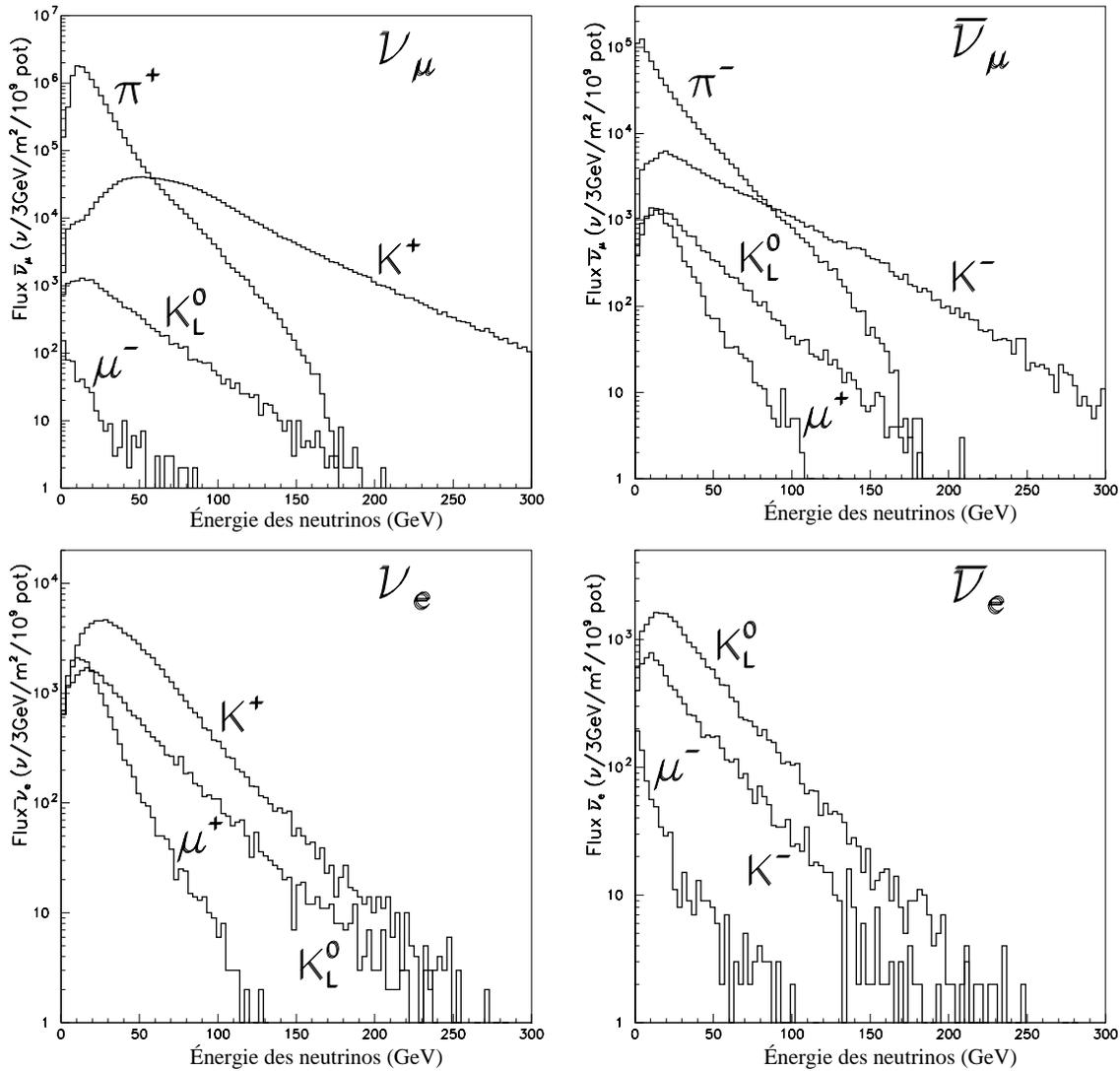


FIG. 7.3 – Provenance des différentes composantes du faisceau de neutrinos.

## 7.2 Connaissance du faisceau

### 7.2.1 Composition du faisceau

La collaboration SPY [28] détermine les proportions relatives des mésons secondaires issus de l'interaction des protons dans la cible de béryllium, avec une précision meilleure que 3 %. Il faut néanmoins noter que malgré cette très bonne précision sur les flux des mésons secondaires, la connaissance des flux de neutrinos est entachée d'une erreur supérieure à 15 %. À partir de

ces chiffres, une simulation Monte Carlo, NUBEAM, est effectuée afin d'obtenir la composition du faisceau en saveurs de neutrinos, leurs spectres et leurs flux. Les principales désintégrations des mésons secondaires prises en compte sont regroupées dans la table 7.1. Les chiffres de la table 7.1 sont intégrés dans la simulation et sur la figure 7.3 on peut voir les spectres en énergie des neutrinos des différentes saveurs selon leur provenance. La traduction de ces chiffres en abondances relatives, et le résultat en interactions de neutrinos dans la cible de NOMAD sont donnés dans la table 7.2. Les spectres des différentes saveurs présentes dans le faisceau et détaillées dans la table 7.2 peuvent être visualisés sur la figure 7.4.

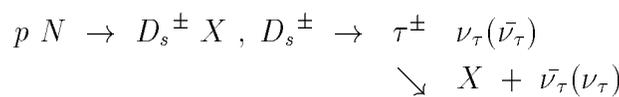
Désintégration		Rapport de branchement
$K^+$	$\rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	63.5 %
	$\rightarrow \pi^+ \pi^0$	21.2 %
	$\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	5.6 %
	$\rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	4.8 %
	$\rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	3.2 %
	$\rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	1.7 %
$K^0_L$	$\rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}_e(\nu_e)$	38.8 %
	$\rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	27.2 %
	$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	12.6 %
$\pi^\pm$	$\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	$\approx 100$ %
$\mu^\pm$	$\rightarrow e^\pm \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \nu_e(\bar{\nu}_e)$	$\approx 100$ %

TAB. 7.1 – Chaîne des principales désintégrations à l'origine du faisceau de neutrinos.

Neutrino	Flux		Interactions CC	
	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	Abondances	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	Abondances
$\nu_\mu$	23,5	1,00	44,1	1,0
$\bar{\nu}_\mu$	19,2	0,061	40,6	0,021
$\nu_e$	37,1	0,0094	56,6	0,015
$\bar{\nu}_e$	31,3	0,0024	50,7	0,0016
$\nu_\tau$	$\sim 35$	$\simeq 5 \cdot 10^{-6}$		

TAB. 7.2 – Abondances relatives des différentes saveurs de neutrinos présentes dans le faisceau et leurs énergies moyennes respectives, chiffres correspondants en interactions de neutrinos par courants chargés dans la cible de NOMAD [29].

La contamination en neutrinos  $\nu_\tau$  est extrêmement faible. Elle provient de l'interaction suivante :



L'estimation résultante est d'environ  $5 \cdot 10^{-6}$  interaction dans le volume fiduciel de NOMAD pour une interaction par courant chargé de neutrino  $\nu_\mu$ , ce qui revient, après coupures et sélections, à moins d'un événement observé pour la totalité des données prises par NOMAD.

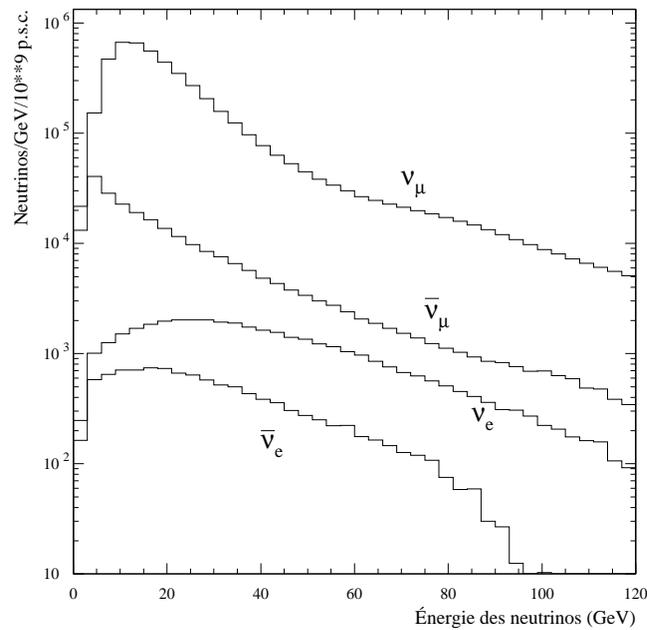


FIG. 7.4 – Spectres en énergie et abondances des différents saveurs de neutrinos présentes dans le faisceau de NOMAD quelque soit leur provenance.

### 7.2.2 Résumé des statistiques

Pour résumer, l'intensité du faisceau n'a cessé d'augmenter au cours des années, comme on peut le voir sur la figure 7.5 :

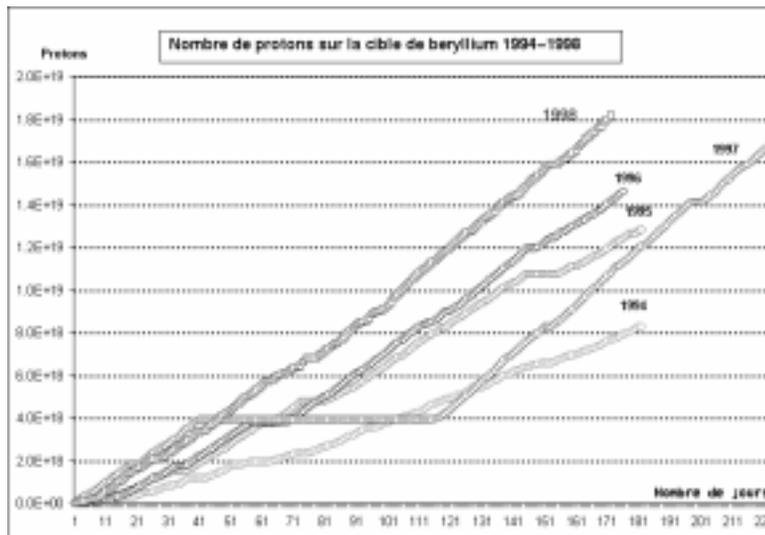


FIG. 7.5 – Nombre de protons sur la cible de beryllium en fonction du temps de 1994 à 1998. Les chiffres sont les suivants (on note psc pour protons sur cible) : 1995 :  $1,28 \cdot 10^{19}$  psc, 1996 :  $1,46 \cdot 10^{19}$  psc, 1997 :  $1,66 \cdot 10^{19}$  psc, 1998 :  $1,82 \cdot 10^{19}$  psc.

# Chapitre 8

## Le détecteur

### 8.1 Description introductive du détecteur

#### 8.1.1 Le cahier des charges

La méthode de détection des interactions de  $\nu_\tau$  par courant chargé *via* les canaux à la fois leptoniques et hadroniques nécessite les caractéristiques suivantes :

- une bonne identification des muons et des électrons à la fois pour détecter le signal dans les canaux leptoniques et pour rejeter le bruit de fond dans les canaux hadroniques,
- une mesure des énergies (particules neutres) et des impulsions (particules chargées) suffisamment précise pour que la résolution sur l'impulsion transverse manquante soit bonne, pour cela il faut limiter la diffusion multiple,
- en contradiction avec l'exigence précédente, une bonne statistique donc une cible dense.

#### 8.1.2 Description brève

Les figures 8.1 et 8.2 présentent des vues schématiques de l'ensemble du détecteur NOMAD respectivement de côté et de dessus. On y distingue une suite de sous-détecteurs [30] dont la plupart sont situés dans l'aimant qui représente un volume en champ de  $7,5 \times 3,5 \times 3,5 m^3$  pour un champ magnétique de  $0,4 T$ . Les sous-détecteurs vont être d'abord brièvement présentés.

En suivant le sens du faisceau, on rencontre :

- les plans de veto, qui avec les plans de scintillateurs T1 et T2 forment le système de déclenchement,
- le calorimètre avant (noté FCAL pour « Forward CALorimeter ») qui est une cible très massive instrumentée.  
Puis, plongés dans le champ magnétique de  $0,4 T$  :
- Les chambres à dérive qui forment la *cible active* du détecteur et qui seront décrites au chapitre suivant,
- le détecteur à rayonnement de transition (noté TRD pour « Transition Radiation Detector ») qui permet de distinguer les électrons des pions. Il est placé entre les déclencheurs T1 et T2,
- puis vient le détecteur de pieds de gerbe (appelé PRS pour « PReShower ») qui permet d'affiner la distinction entre les pions et les électrons et de mesurer avec précision le pied

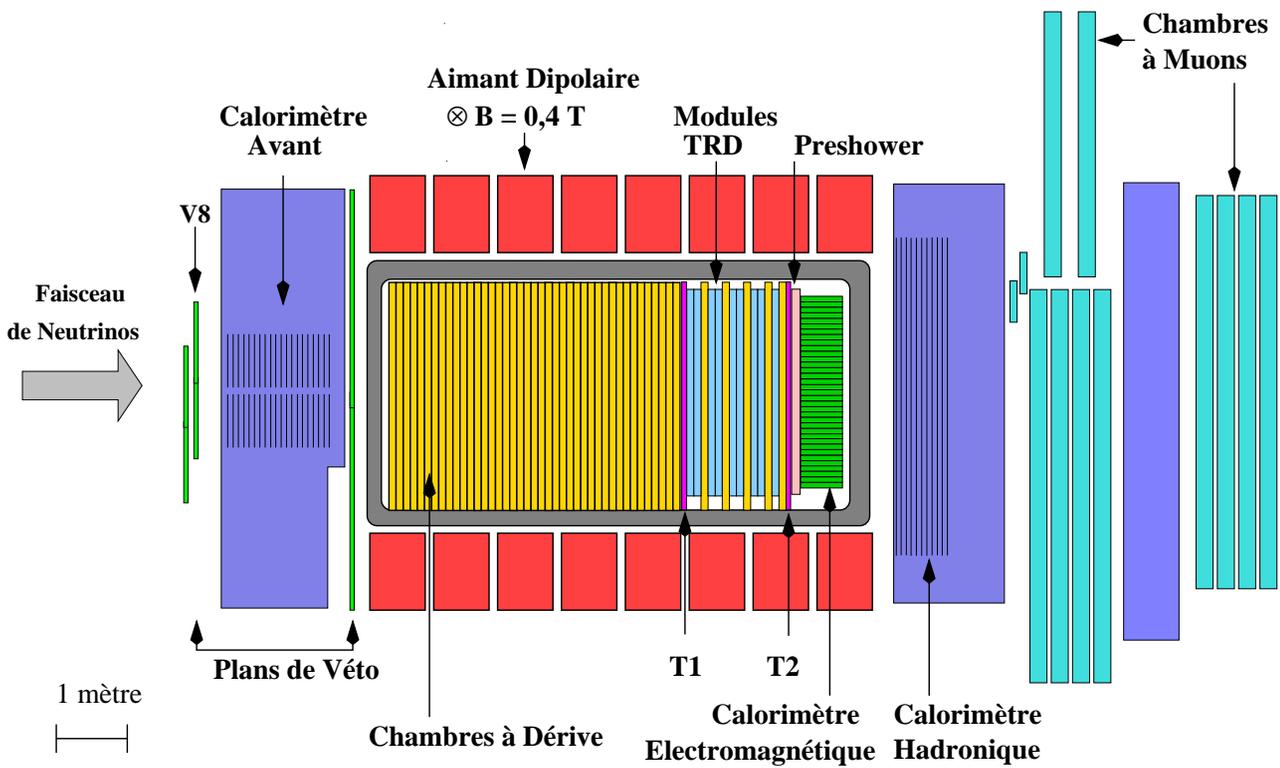


FIG. 8.1 – Vue de côté du détecteur NOMAD.

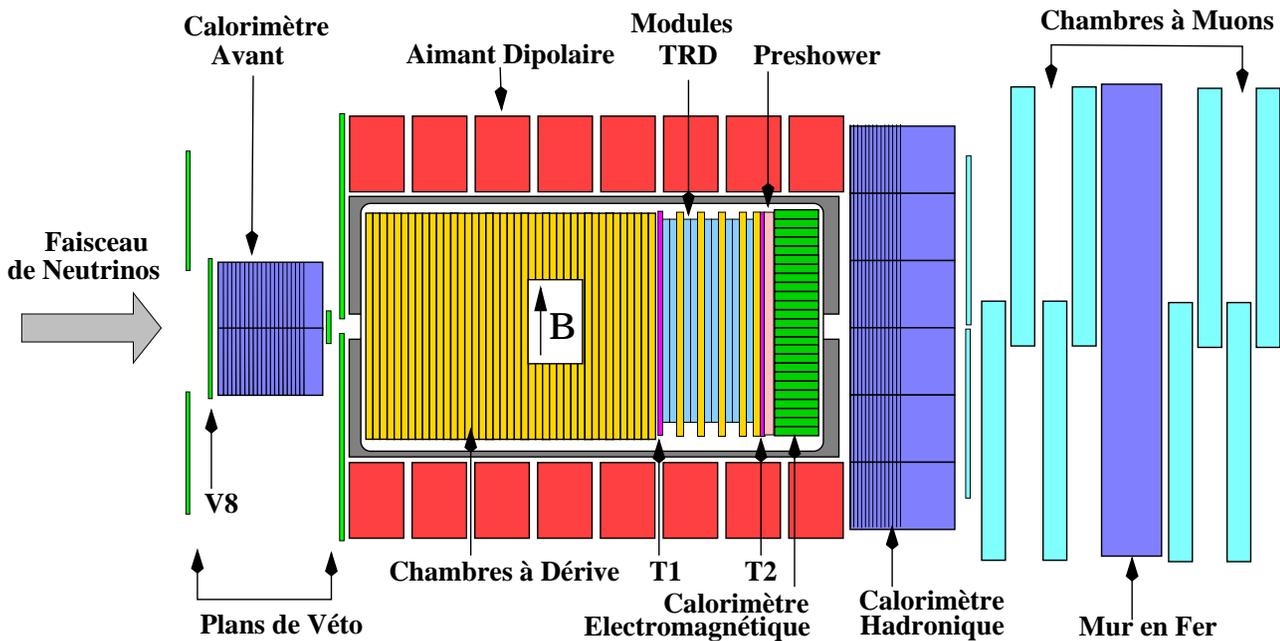


FIG. 8.2 – Vue de dessus du détecteur NOMAD.

- de gerbe  $\gamma$ ,
- enfin, le calorimètre électromagnétique (noté ECAL pour « Electromagnetic CALorimeter ») permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons.
- À nouveau hors champ magnétique, le calorimètre hadronique (noté HCAL pour « Hadronic CALorimeter ») détecte et mesure l'énergie des hadrons en particulier des hadrons neutres qui n'ont pas été vus dans les chambres à dérive,
- les chambres à muons sont situées après le calorimètre hadronique qui sert de filtre à muons.

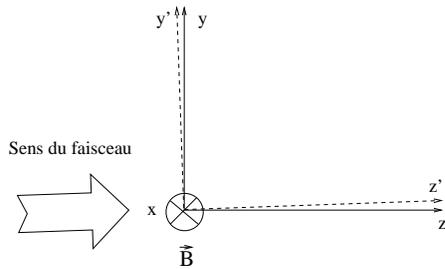


FIG. 8.3 – Les deux repères utilisés fréquemment dans NOMAD.

Il est utile de préciser dès maintenant les différents repères géométriques qui sont utilisés par la collaboration NOMAD. Dans le repère dit du laboratoire, l'axe  $x$  est dirigé selon le champ magnétique (voir sur les figures 8.1 et 8.2), l'axe  $y$  forme avec l'axe  $x$  un plan parallèle à la surface d'entrée du détecteur et est dirigé vers le haut du détecteur, l'axe  $z$  complète le trièdre et est dirigé « dans le sens » du faisceau. Le repère dit du faisceau est nécessaire dans la mesure où le faisceau n'est pas parfaitement horizontal mais fait un angle de  $2,5^\circ$  avec l'axe  $z$  précédemment décrit. Les deux repères ont l'axe  $x$  en commun, ils sont représentés sur la figure 8.3.

Le repère du faisceau est utilisé dans tous les calculs qui mettent en jeu des variables liées au plan transverse au faisceau comme l'impulsion transverse manquante.

## 8.2 Le calorimètre frontal

La collaboration a profité de la géométrie des supports du détecteur NOMAD dans l'aimant pour fabriquer une cible instrumentée très massive. En effet, le pilier de soutien amont est constitué de 23 plaques de fer de  $4,9\text{ cm}$  d'épaisseur et espacées de  $1,8\text{ cm}$ . Les vingt-deux interstices ont été équipés de scintillateurs. Le détecteur FCAL, dont la masse est de  $17,7\text{ t}$  et qui représente 5 longueurs d'interaction nucléaire, permet d'étudier la physique du charme avec des événements di-muons et d'effectuer la recherche d'éventuelles particules neutres et lourdes produites lors des interactions de neutrinos dans le détecteur CHORUS ou bien le blindage, positionnés en amont de NOMAD.

## 8.3 Le détecteur à rayonnement de transition

### 8.3.1 Principe de fonctionnement

Une particule chargée passant à l'interface entre deux milieux caractérisés par des propriétés diélectrique et magnétique différentes émet un rayonnement dans les X mous dont l'intensité est proportionnelle à son facteur de Lorentz  $\gamma = E/mc^2$ . Il est ainsi possible de différencier un électron d'énergie au dessus du  $GeV$  ( $\gamma > 500$ ) et qui émet des rayons X, d'un pion plus massif qui ne perd de l'énergie que par ionisation. Le rayonnement de transition est émis dans un cône autour de la direction de propagation de la particule chargée avec une ouverture angulaire en  $1/\gamma$ , ce qui fait que les différentes énergies déposées par un électron se superposent en intensité et spatialement. Le nombre moyen de photons de transition émis à une interface entre un

matériau dense et le vide est de l'ordre de la constante de structure fine  $\alpha \simeq 1/137$ . La technique pour permettre la détection consiste alors à multiplier de telles interfaces. Le choix des matériaux importe beaucoup dans la mesure où ils doivent être transparents aux photons de signal.

### 8.3.2 Géométrie

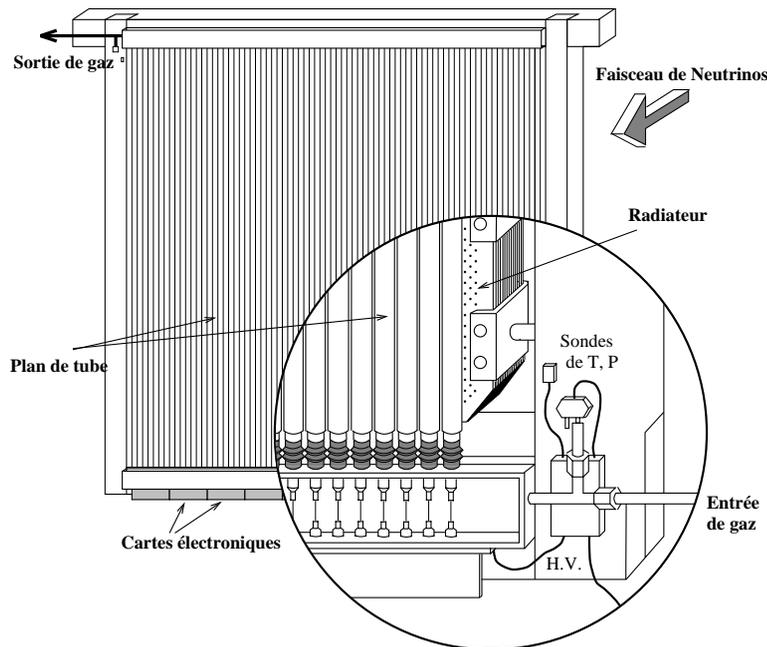


FIG. 8.4 – Vue du détecteur à rayonnement de transition.

Le détecteur à rayonnement de transition (TRD) est situé dans la bobine de NOMAD, il épouse donc ses dimensions transverses :  $2,85 \times 2,85 \text{ m}^2$ . Il est positionné entre les deux plans de déclenchement T1 et T2 et consiste en neuf modules identiques. Les huit premiers modules sont regroupés par deux. Entre les cinq groupes résultants et après le dernier, une chambre à dérive permet de continuer à suivre la trajectoire des particules chargées.

Chaque module est composé d'un radiateur et d'un plan de détection :

- Les radiateurs sont des feuillets de 315 couches de polypropylène de  $15 \mu\text{m}$  d'épaisseur séparées par des couches d'air de  $250 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Des cadres d'aluminium maintiennent le tout de façon à garder un écartement constant entre les feuilles malgré leur grande surface et les tensions électrostatiques auxquelles elles sont soumises.
- Les plans de détection sont constitués de 176 pailles verticales de  $16 \text{ mm}$  de diamètre juxtaposées remplies d'un mélange xénon-méthane en proportions respectives 80 %/20 %. Le fil d'anode central en tungstène doré a un diamètre de  $50 \mu\text{m}$ . Les pailles sont en mylar aluminisé.

Pour protéger le gaz de toute contamination en oxygène et en eau, chaque module est recouvert de peaux de mylar aluminisé et baigné d'azote sec.

Dans NOMAD un électron de  $10\text{ GeV}$  produit en moyenne 3,1 photons à la traversée d'un module du TRD, ce qui représente une énergie moyenne de  $14\text{ keV}$  qui se superpose aux  $5\text{ keV}$  perdus par ionisation. L'absorption par le xénon dans les tubes de détection est de 60 %. Un module représente environ 1 % de longueur de radiation.

### 8.3.3 Calibration et performances

Une calibration permanente a lieu grâce à des sources radioactives de  $^{55}\text{Fe}$  espacées régulièrement sur des rubans horizontaux positionnés à mi-hauteur de chaque plan de détection. Les sources se caractérisent par un rayonnement à  $E_\gamma = 5,89\text{ keV}$ . Des mesures permanentes de ce signal particulier permettent de contrôler la sensibilité du détecteur aux variations de pression, de température et d'homogénéité du mélange gazeux dans les tubes proportionnels.

L'algorithme d'identification des électrons [32] repose sur une méthode de rapport de vraisemblances. Il existe deux algorithmes pour prendre en compte la différence de topologies entre une particule isolée et deux particules qui déposent de l'énergie dans les mêmes tubes. Rappelons en effet que le détecteur à rayonnement de transition n'est équipé que de tubes verticaux. Prenons pour commencer le cas d'une trace isolée. On utilise les informations dispensées par les chambres à dérive pour effectuer une collection de coups TRD le long de la trajectoire estimée de la particule. Puis le rapport de vraisemblance est calculé comme suit :

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \log \frac{P(\epsilon_i | e)}{P(\epsilon_i | \pi)}$$

où

- $N$  est le nombre de coups TRD le long de la trace,
- $P(\epsilon_i | e)$  (respectivement  $P(\epsilon_i | \pi)$ ) la densité de probabilité pour qu'un électron (respectivement un pion) d'impulsion donnée ait déposé l'énergie  $\epsilon_i$  dans le plan  $i$ .

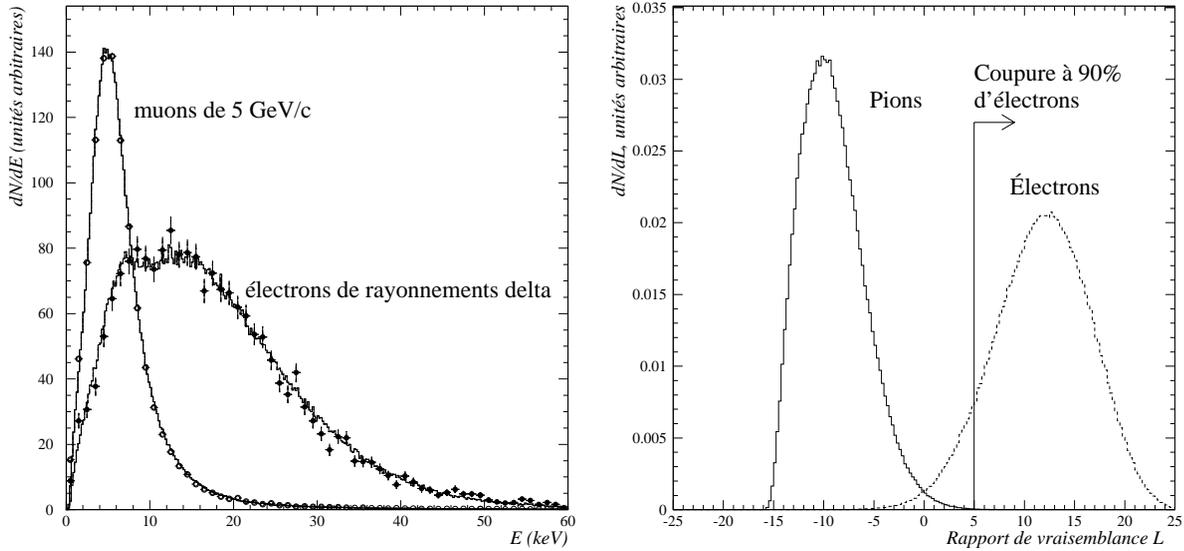
Les distributions de densité de probabilité ont été simulées et comparées à des données tests. La coupure sur  $\mathcal{L}$  est dictée par l'efficacité souhaitée sur les électrons (voir figure 8.5 (b)).

Dans le cas où deux particules déposent de l'énergie dans les mêmes tubes [33], on calcule quatre vraisemblances différentes correspondant aux quatre hypothèses suivantes (avec  $p_1$  et  $p_2$  les impulsions des deux particules estimées grâce aux chambres à dérive) :

- deux pions  $\pi(p_1)$  et  $\pi(p_2)$ ,
- deux électrons  $e(p_1)$  et  $e(p_2)$ ,
- la particule 1 est un électron la deuxième un pion  $e(p_1)$  et  $\pi(p_2)$ ,
- la particule 1 est un pion la deuxième un électron  $\pi(p_1)$  et  $e(p_2)$ .

On procède alors par maximum de vraisemblance.

Afin de tester le TRD, on a utilisé un lot de muons produisant des rayons  $\delta$  de plus de  $500\text{ MeV}$ . Si l'on considère les électrons et leurs muons parents séparément on obtient une efficacité de reconnaissance des électrons de  $(86 \pm 3)\%$  pour un rejet de  $10^3$  des muons. Si l'on additionne l'énergie déposée par le muon et celle perdue par l'électron de  $\delta$ -ray, et si l'on essaye de séparer les deux traces en utilisant le TRD, on reconnaît correctement la combinaison  $e\mu$  dans 72 % des cas (voir figure 8.5 (a)).



(a) Comparaison entre la mesure (points) et la simulation (lignes) de l'énergie déposée dans une paille du TRD par des muons de  $5\text{ GeV}/c$  et des électrons de  $2\text{ GeV}/c$

(b) Distributions simulées de rapports de vraisemblances pour des pions et des électrons de  $10\text{ GeV}/c$  traversant les neuf modules du TRD.

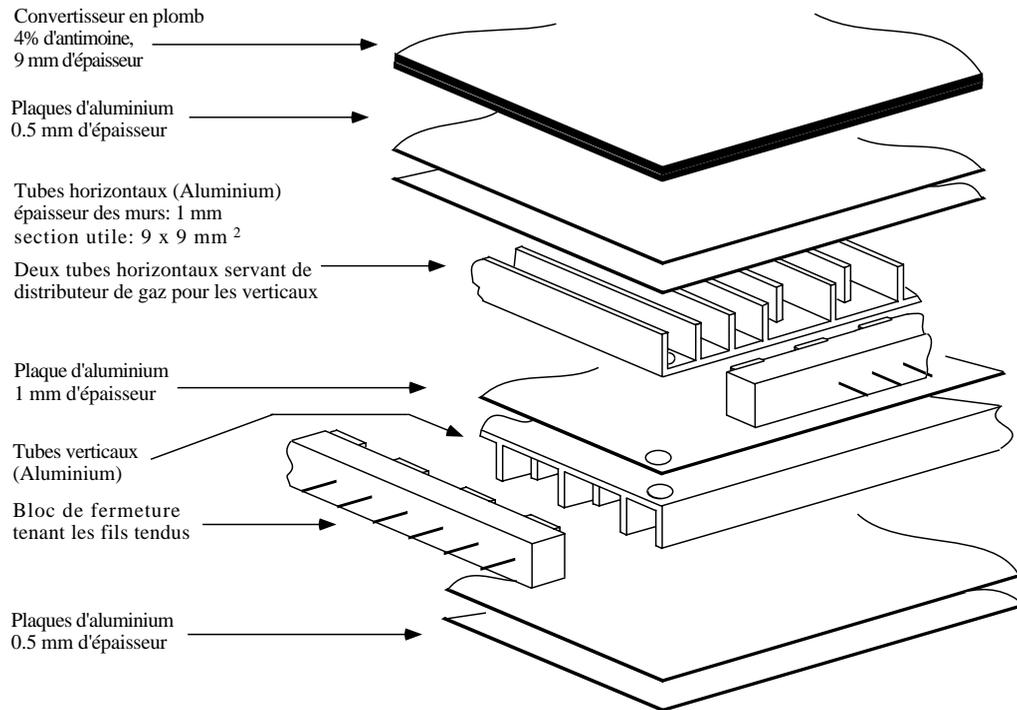
FIG. 8.5 – Performances du TRD dans l'identification des électrons et la réjection des pions. Figure (a) : séparation des muons et des électrons émis par rayonnement delta, figure (b) : validité de la méthode par rapport de vraisemblances pour séparer les pions des électrons.

Les performances obtenues pour l'identification des traces isolées sont représentées par simulation Monte Carlo sur la figure 8.5. Pour une efficacité de 90 % sur les électrons, on obtient, avec les neuf modules traversés, un rejet des pions meilleure que  $10^3$ , pour des impulsions comprises entre 1 et  $50\text{ GeV}$ .

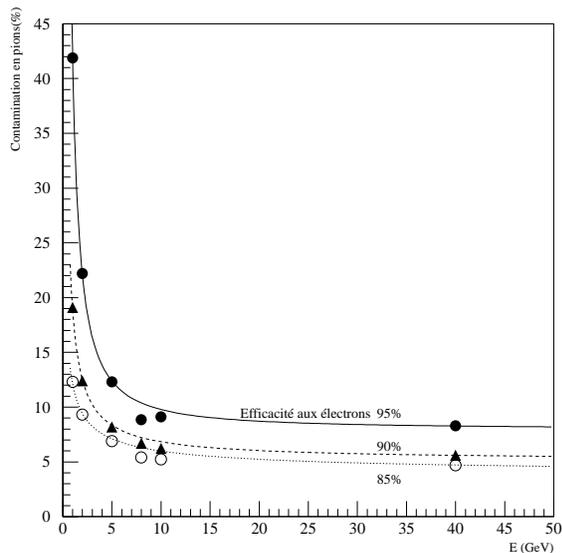
## 8.4 Le détecteur à pieds de gerbe

Placé juste devant le calorimètre électromagnétique, il concourt à l'identification des électrons et permet la localisation des photons grâce à une granularité beaucoup plus fine que celle du ECAL. Le PRS est constitué d'un convertisseur, feuille de  $9\text{ mm}$  de plomb(96 %)-antimoine(4 %) rigidifié par deux feuilles d'aluminium, dans lequel se convertissent 71 % des photons (il représente 1,6 longueur de radiation). Il précède deux plans de tubes proportionnels à section carrée de  $9 \times 9\text{ mm}^2$ , 286 tubes horizontaux et 288 tubes verticaux (voir figure 8.6 (a)) contenant une anode en tungstène doré soumise à  $1500\text{ V}$  dans un mélange argon- $\text{CO}_2$  en proportions respectives de 80 % et 20 %.

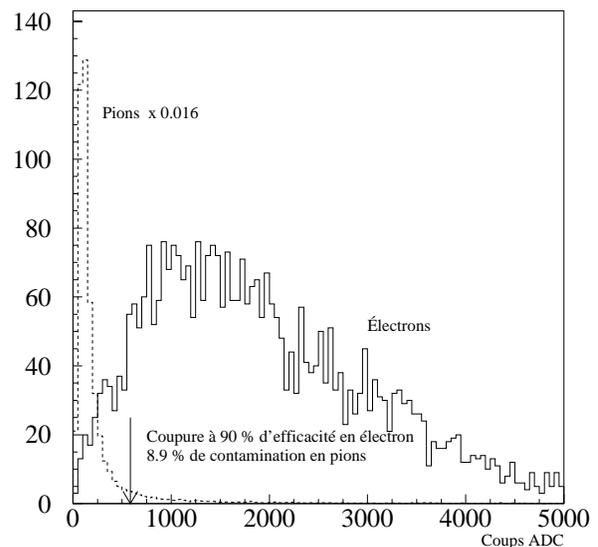
La calibration, effectuée à l'aide de muons de haute énergie, permet de maîtriser la variation du gain de chaque voie en fonction des inhomogénéités du mélange gazeux et des variations de pression et de température. La dispersion sur les gains des tubes, de 6 %, est due essentiellement aux variations des conditions atmosphériques. Le PRS permet d'identifier les électrons : pour des électrons d'énergie supérieure à  $4\text{ GeV}$  et pour une efficacité aux électrons de 90 %, la contamination en pion est inférieure à ou de l'ordre de 10 % (figures 8.6 (b) et (c)).



(a) Vue éclatée du détecteur à pieds de gerbes. Le faisceau de neutrino arrive sur la face supérieure du convertisseur.



(b) Contamination en pion (%) en fonction de l'énergie des particules considérées pour différentes efficacités d'identification des électrons.



(c) Spectre en coups ADC dans le détecteur à pieds de gerbe des électrons et des pions simulés par Monte Carlo.

FIG. 8.6 – Vue éclatée du détecteur à pieds de gerbes (figure (a)). Performances du détecteur à pieds de gerbe pour l'identification des électrons (figures (b) et (c)).

## 8.5 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Il est nécessaire de mesurer le plus précisément possible l'énergie des photons et des électrons, ainsi que d'affiner l'identification de ces derniers. Pour cela, la collaboration NOMAD a choisi un calorimètre électromagnétique composé d'un mur de 875 compteurs Čerenkov en verre au plomb, disposés sur 35 lignes et 25 colonnes. Chaque compteur (figure 8.7) de section carrée de  $79 \times 112 \text{ mm}^2$  représente 19 longueurs de radiation ( $500 \text{ mm}$  de profondeur), l'optimal pour concilier un dépôt maximal d'énergie par les électrons et une absorption minimale du signal dans les compteurs. Les tétrodes sont accolées sur un plan biseauté en bout de cellule. le plan est incliné à  $45^\circ$  pour limiter la perte en gain due au champ magnétique. Cette perte est évaluée à 20 %.

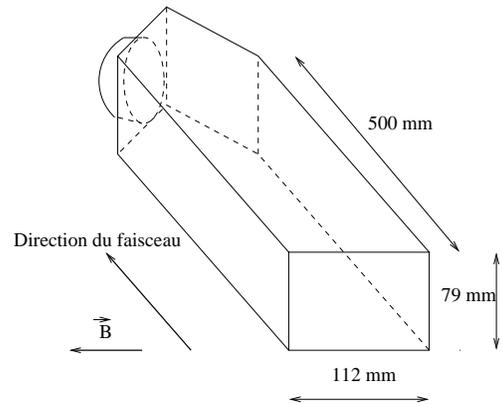


FIG. 8.7 – Vue schématique d'un compteur Čerenkov du calorimètre électromagnétique de NOMAD.

Le signal en sortie des blocs est intégré sur  $\sim 2 \mu\text{s}$ , mais l'analyse d'un signal rapide permet d'atteindre une résolution en temps de quelques nanosecondes après mise en forme du signal pour une énergie déposée supérieure au  $\text{GeV}$ . Les variations des réponses des blocs sont supervisées grâce aux signaux émis par des diodes émettant de la lumière bleue. Ces LED sont au nombre de deux par bloc. Les trois qualités principales du ECAL ont été testées :

- l'écart à la linéarité de sa réponse n'excède jamais 1,5 % dans la gamme d'énergie de  $1,5 \text{ GeV}$  à  $80 \text{ GeV}$ ,
- la réponse du calorimètre ne dépend pas de la localisation du point d'impact de la particule à plus de 0,5 %,
- la valeur de la réponse du calorimètre à un dépôt donné (les muons déposent  $(0,566 \pm 0,003) \text{ GeV}$ ) est stable à 1 % au cours du temps.

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est paramétrisée par :

$$\frac{\Delta E}{E} = a + \frac{b}{\sqrt{E}}$$

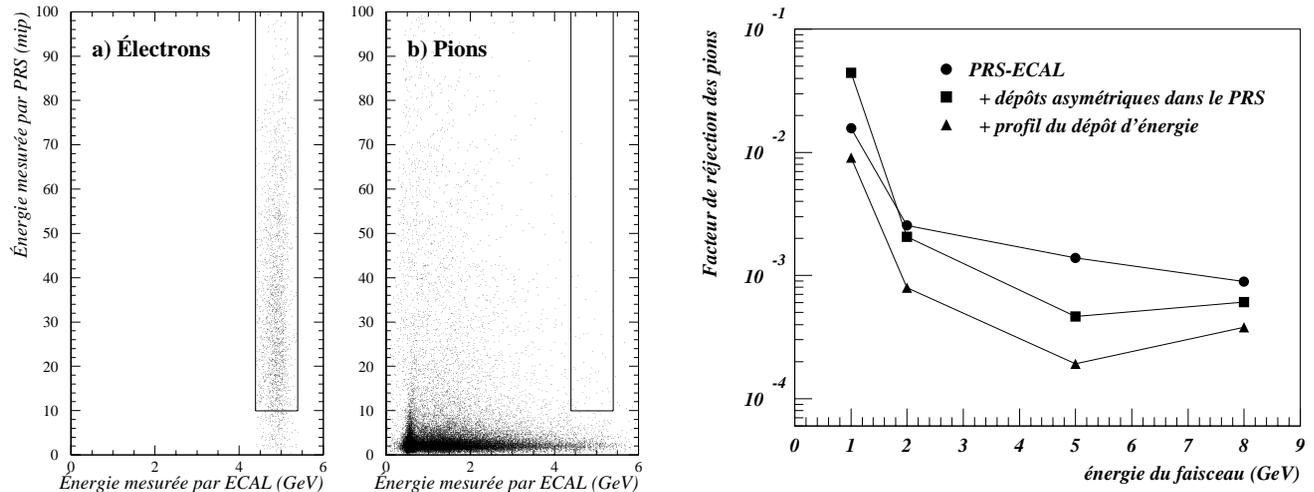
L'ajustement des paramètres donne :

$$\begin{aligned} a &= (1,04 \pm 0.01) \% \\ b &= (3,22 \pm 0.07) \% \end{aligned}$$

## 8.6 Performances de la calorimétrie

Le détecteur à pieds de gerbe seul permet déjà d'identifier des électrons. Mais le tandem gagnant est l'équipe détecteur à pieds de gerbe-calorimètre électromagnétique. La corrélation entre les réponses de ces deux détecteurs a été étudiée en faisceau test avec des électrons de 2 à  $10 \text{ GeV}$ . Le résultat est résumé sur les diagrammes de la figure 8.8. On atteint un facteur de réjection des pions de  $10^3$  pour une efficacité aux électrons de 90 %.

Le détecteur à pieds de gerbe apporte aussi une aide au calorimètre grâce à sa fine granularité : lorsque les dépôts d'énergie dans le calorimètre ont été associés aux traces chargées, l'énergie restante peut être identifiée comme ayant été perdue par un photon grâce à l'association de ces dépôts avec des coups dans le PRS.



(a) Séparation des électrons (à gauche) et des pions (à droite) grâce aux corrélations entre l'énergie mesurée par le PRS (en m.i.p.) et l'énergie déposée dans le ECAL (en  $GeV$ ).

(b) Facteur de rejet des pions obtenue par l'ensemble PRS-ECAL en fonction de l'énergie dispensée par le faisceau (en  $GeV$ ).

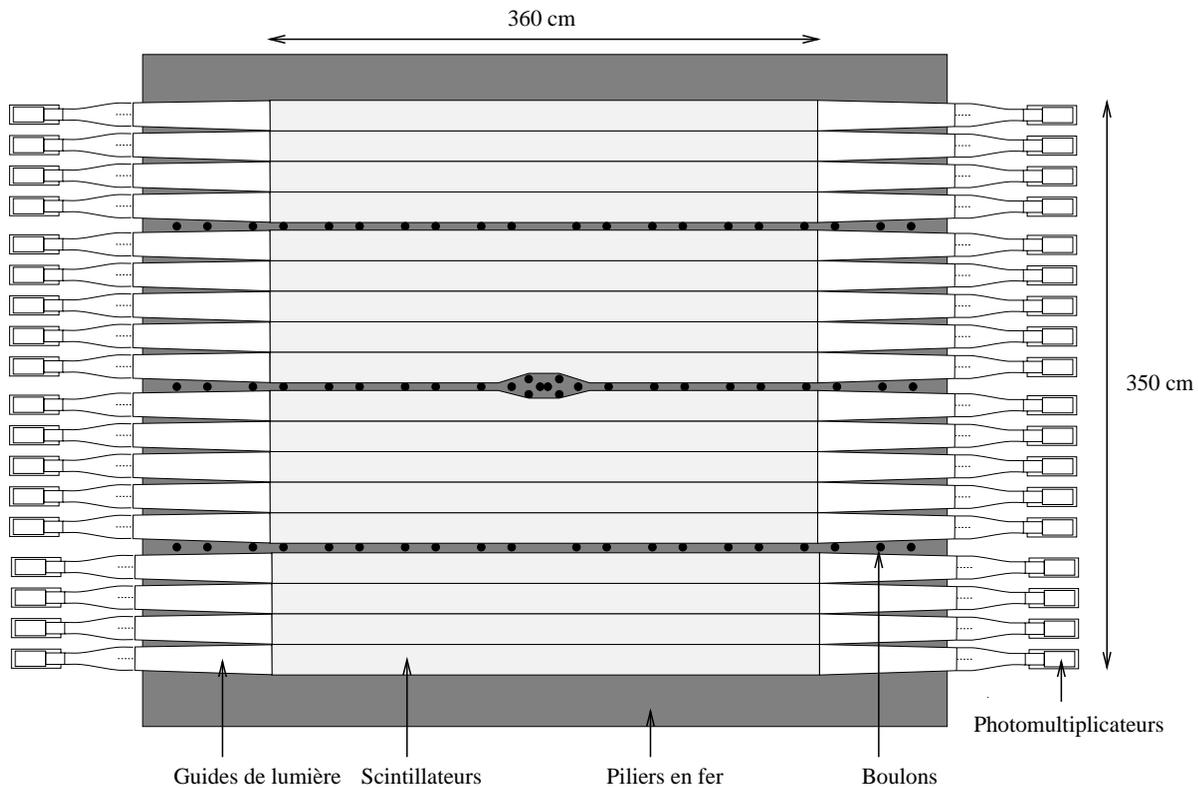
FIG. 8.8 – Performances du tandem PRS/ECAL pour l'identification des électrons (figure (a)) et la réjection des pions (figures (a) et (b)).

Un très bon test des performances de la calorimétrie est la reconstruction de la masse invariante des paires de photons issues de désintégration de  $\pi^0$ . Pour le calorimètre électromagnétique seul, le résultat suivant a été obtenu en faisceau test :  $m_{\pi^0} = (133,7 \pm 1,2) MeV/c^2$  avec une résolution sur la masse de  $16 MeV/c^2$ .

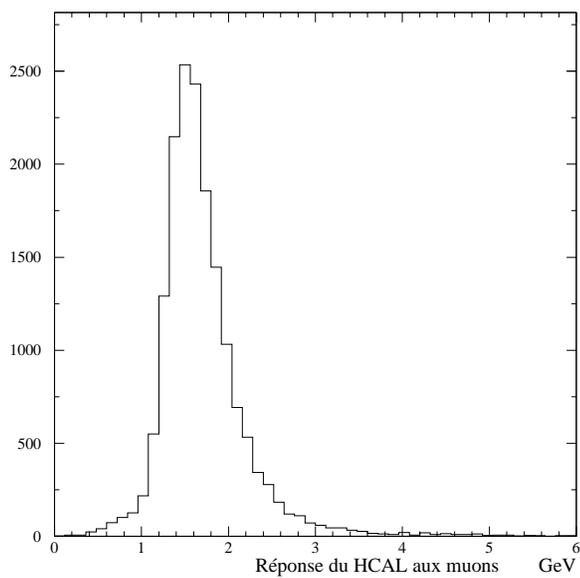
## 8.7 Le calorimètre hadronique

De la même façon que le calorimètre frontal a été installé dans le support amont du détecteur, le support aval est instrumenté pour constituer le calorimètre hadronique. Le pilier de fer est constitué de 23 plans de  $4,9 cm$  d'épaisseur séparés par des interstices de  $1,8 cm$  d'épaisseur. Cela résulte en un mur de  $5,4 m$  de largeur sur  $5,8 m$  de hauteur et  $1,5 m$  d'épaisseur qui sert de filtre à muons en même temps que de support pour le détecteur. Les onze premiers intervalles sont équipés de 18 lattes de scintillateur posées horizontalement les unes au dessus des autres et qui représentent une surface active de  $3,6 \times 3,5 m^2$  (voir figure 8.9(a)). Les scintillateurs sont lus aux deux extrémités.

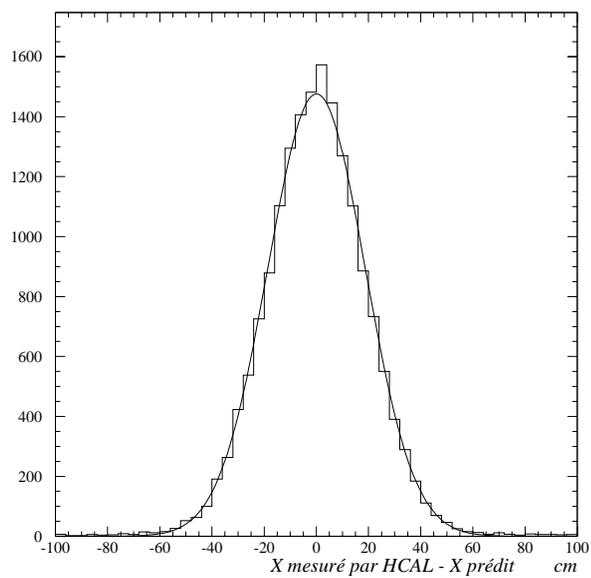
Le calorimètre hadronique détecte les hadrons neutres qui déposent peu de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Il aide à distinguer, dans les dépôts d'énergie du calorimètre électromagnétique, la partie déposée par des hadrons et l'énergie déposée par les photons et les électrons. Il mesure l'énergie des hadrons.



(a) Vue schématique du calorimètre hadronique de NOMAD.



(b) Pic du minimum d'ionisation pour des muons traversant la calorimètre hadronique.



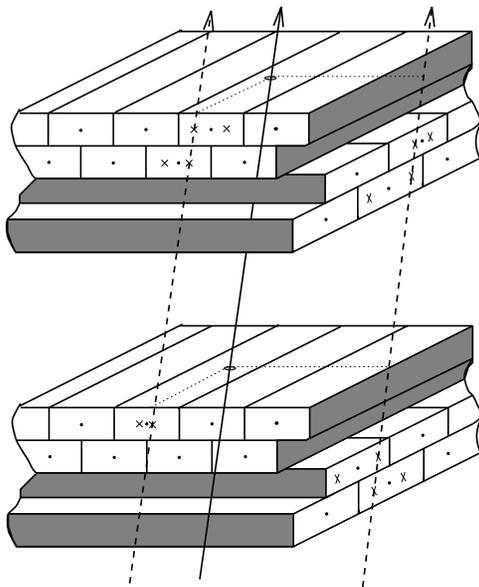
(c) Résolution en position horizontale du calorimètre hadronique pour des muons traversant un plan du HCAL.

FIG. 8.9 – Assemblage du calorimètre hadronique (figure (a)) et performances quant à la réponse en énergie (figure (b)) et la résolution en position (figure (c)).

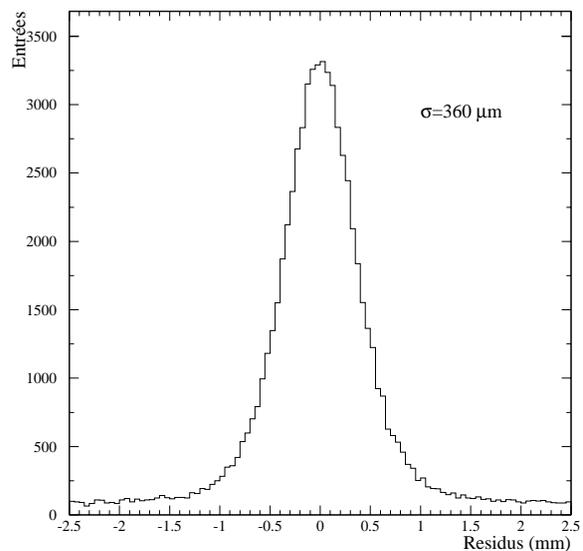
Ce calorimètre a une résolution en énergie de l'ordre de  $\frac{120}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$  % [34]. La résolution en position verticale est limitée par la hauteur des lattes ( $183\text{ mm}$ ). La position horizontale est donnée par la moyenne géométrique des signaux des deux photo-multiplicateurs placés à chaque extrémité des lattes, la résolution est de l'ordre de  $20\text{ cm}$  (voir figure 8.9 (c)).

## 8.8 Les chambres à muons

Le détecteur à muons de NOMAD est constitué de 10 chambres à dérive provenant de l'expérience UA1. Elles sont situées juste après le calorimètre hadronique. Chaque chambre représente une surface de détection de  $3,75 \times 5,55\text{ m}^2$  et se compose de deux plans de tubes respectivement horizontaux et verticaux, comme schématisé sur la figure 8.10 (a). Deux chambres forment un module et les cinq modules ainsi constitués sont séparés en deux groupes (figure 8.2 et 8.1). Un groupe de trois modules (formant la station 1) est placé juste après l'aimant, puis vient un mur de  $80\text{ cm}$  d'épaisseur d'acier avant les deux modules restants (station 2). Il y a géométriquement une zone morte entre les modules de la station 1 qui a été comblée par des lattes de scintillateur que l'on appelle le veto muon.



(a) Schéma d'une partie des deux stations des chambres à muons montrant la disposition des tubes de dérive et un ensemble typique de coups laissés dans les chambres par un muon les traversant. La trace du muon est en trait plein, les projections sur les plan  $(x,z)$  et  $(y,z)$  en pointillés.



(b) Résidus (différences entre la position mesurée et la position prédite) des coups pour une trace de 4 coups dans une station des chambres à muons.

FIG. 8.10 – *Shéma et performances des chambres à muons du détecteur NOMAD.*

Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux d'argon-éthane (40 %-60 %). Les performances des chambres sont contrôlées en permanence grâce aux muons de haute énergie qui traversent le détecteur entre les bouffées de neutrinos. La résolution en position pour une station va de  $350\text{ }\mu\text{m}$

à  $600 \mu\text{m}$  selon la qualité du mélange gazeux. Cette résolution est montrée figure 8.10 (b).

Pour atteindre la première station, une particule chargée doit traverser 8 longueurs d'interactions nucléaires, pour atteindre la deuxième station il lui faut en franchir 13. Ainsi, pour qu'un muon à incidence normale ait une probabilité de 50 % d'arriver à la station 1 il faut que son énergie soit supérieure à  $E_{seuil\ 1} = 2,3 \text{ GeV}$ , le seuil correspondant à la station 2 est  $E_{seuil\ 2} = 3,7 \text{ GeV}$  (quantités mesurées).

Les traces des muons sont reconstruites à partir de segments déterminés séparément dans chaque station à partir des deux projections de la trace sur les plans  $(x,z)$  et  $(y,z)$  (voir figure 8.10 (a)). L'efficacité de reconstruction atteint 98 %. Cette efficacité représente la part de muons de plus de  $5 \text{ GeV}$  qui traversent les deux modules et qui sont reconstruits et associés avec une trace dans les chambres à dérive de la cible.

## 8.9 Le système de déclenchement

### 8.9.1 Description

Le système de veto et de déclenchement est composé de trois éléments :

- Complètement en amont du détecteur, 10 lattes de scintillateur forment le veto noté V8. C'est le veto « individuel » du calorimètre frontal.
- Le détecteur est précédé de 59 compteurs scintillants formant au total une surface de  $5 \times 5 \text{ m}^2$  : cet ensemble est noté V. Ces lattes de scintillateur sont réparties de façon à couvrir une surface maximale et sont séparées en deux sous-lots, un positionné avant le calorimètre frontal, l'autre après, de telle sorte que ces plans de veto voient non seulement les particules chargées qui arrivent de l'amont du détecteur mais aussi celles produites dans le support de fer de l'aimant ou bien les cosmiques à grand angle. Les signaux sont lus aux deux bouts des lattes pour la plupart et sont associés par un « OU » logique.
- Les plans de veto sont couplés avec deux plans de déclenchement notés T1 et T2 sur les figures 8.1 et 8.2. Ces deux plans se composent de 28 lattes horizontales et de quatre lattes verticales qui couvrent la zone morte induite par les guides de lumières des précédentes.

L'efficacité du système de veto est constante depuis le début de la prise de données de NOMAD et prend des valeurs entre 96 % et 97 %. Le temps mort associé représente 4 % du temps mort total de l'expérience.

### 8.9.2 Les différents déclenchements

De nombreux types de déclenchement sont considérés par l'acquisition :

- Celui de ces déclenchements qui intéresse le plus NOMAD concerne les interactions de neutrinos dans la cible active qui se caractérisent par au moins un coup dans chacun des plans T1 et T2 et pas de coup dans le système de veto (pour éliminer les déclenchements sur les muons qui traversent tout le détecteur). On le note  $\bar{V}T_1T_2$ . Il y en a en moyenne 5 pour  $10^{13}$  protons sur cible ou « psc » (le faisceau délivre  $3 \cdot 10^{13}$  psc par cycle), parmi lesquels seulement 0,5 est potentiellement une interaction de neutrino dans la cible. Les autres peuvent être des muons non vus par le veto, des cosmiques, ou des interactions de neutrinos dans l'aimant.

- Il existe d'autres déclenchements de type « interaction de neutrino » pour lesquels la décision appartient à un sous-détecteur (FCAL, ECAL) et à une partie du système de veto. Il y en a environ 15 par cycle, dont ceux pour le FCAL qu'on limite à 6,5 par  $10^{13}$  psc à cause du temps mort, 1,5 déclenchement par  $10^{13}$  psc en événements quasi-élastiques et 2,5 déclenchements par  $10^{13}$  psc pour le ECAL. Ces déclenchements, consacrés à la physique, ont lieu pendant les deux bouffées de neutrinos, qu'on appelle les portes neutrinos 1 et 2.
- Des déclenchements pour calibration des chambres à dérive (alignement), du TRD et du PRS. Ils sont du type  $VT_1T_2$  (*i.e.* des coups dans le système de veto et dans les deux plans de déclenchement). Ils ont lieu pendant ce qu'on appelle la porte muon, entre les deux bouffées de neutrinos. On en prend 60 par  $10^{13}$  psc. Ils servent aussi au contrôle en ligne des réponses des sous-détecteurs.
  - Le déclenchement aléatoire sert à vérifier le bon fonctionnement du détecteur et la façon dont il est sollicité géométriquement.

### 8.9.3 L'acquisition

L'acquisition a lieu après chaque cycle du faisceau. Les données, pendant les portes neutrinos, sont numérisées et mises en attente par des modules FASTBUS contrôlés par des « stage » (voir figure 8.11). Ce sont des processeurs qui ont pour rôle d'initialiser les FASTBUS, répondre aux signaux d'acquisition, lire les FASTBUS, classer les données par événement. Chaque « stage » envoie ensuite les informations à l'« Event Builder » qui écrit les données sur disque. Ces informations sont traitées par un ordinateur affecté à chaque « stage », qui vérifie que les informations reçues sont dans les normes, émet une alarme le cas échéant et édite des histogrammes de contrôle régulièrement.

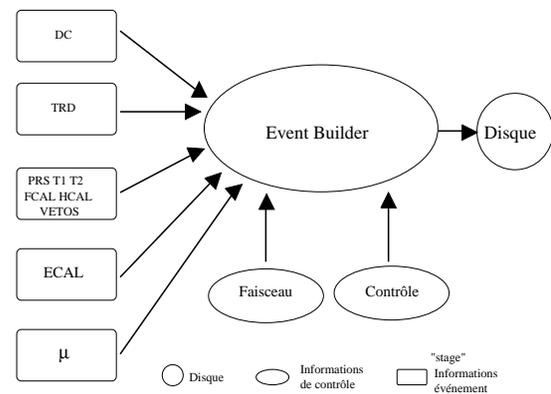


FIG. 8.11 – *Shéma du système d'acquisition.*

Il faut au plus  $10 \mu s$  pour transmettre les données des mémoires des TDC aux modules FASTBUS et à peu près  $100 ms$  pour vider les mémoires de ces derniers vers l'Event Builder (ceci n'intervient pas dans le temps mort puisque cette opération est effectuée à la fin de chaque bouffée). Enfin, l'essentiel du temps mort de l'expérience (qui est de 10 %) vient de la digitisation.



## Troisième partie

### Les chambres à dérives de **NOMAD**



# Chapitre 9

## Introduction

Les chambres à dérive représentent la *cible active* du détecteur, c'est-à-dire que les interactions des neutrinos du faisceau ont lieu dans la matière des chambres et c'est aussi au niveau des chambres que se fait la reconstruction des traces des particules chargées, donc une partie importante de la reconstruction des événements de NOMAD.

La construction de ce sous-détecteur a incombé à l'équipe de Saclay. Elle s'est achevée en 1994, mais la responsabilité des chambres revient toujours aux physiciens de Saclay pour la partie matérielle et aux groupes du LPNHE et de Saclay pour la partie logicielle.

Arrivée bien après la fin de la construction des chambres, j'ai travaillé uniquement sur la reconstruction des événements, d'une part très en amont du programme de reconstruction (la procédure d'alignement), d'autre part plus en aval avec la prise en compte de l'information en temps des traces de particules et pour améliorer la qualité de la reconstruction.

Après une description précise des spécificités et du fonctionnement des chambres à dérive, j'en viendrai à l'alignement puis au traitement de l'information temporelle. Enfin, je décrirai le programme de reconstruction auquel j'ai travaillé avec Jean-Pierre Meyer, et qui a pour but d'améliorer la reconstruction dans les chambres à dérive des traces « difficiles », courtes, à grand angle ou sur le bord du détecteur.

# Chapitre 10

## Description et fonctionnement

### 10.1 Principe d'une chambre à dérive

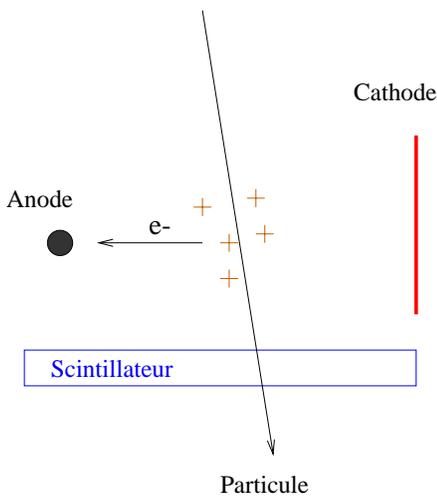


FIG. 10.1 – Principe d'une cellule de dérive.

Les chambres à dérive sont des détecteurs gazeux dont le but est de déterminer la position des particules chargées qui les traversent *via* les interactions de ces particules avec le gaz. Les interactions électromagnétiques sont de plusieurs ordres de grandeur plus importantes que les autres et parmi celles-ci les plus probables sont celles qui se traduisent par l'ionisation des atomes du milieu [35].

Le principe d'une chambre à dérive est le suivant : une **cellule de dérive** est une enceinte gazeuse soumise à un champ électrique. Le champ électrique est façonné par un fil d'anode et des cathodes (fils et/ou feuilles). Lorsqu'une particule chargée traverse cette enceinte elle crée par ionisation des paires électron-ion qui dérivent le long des lignes de champ. Autour du fil d'anode, le champ devient très intense, les électrons de dérive deviennent alors suffisamment énergétiques pour créer eux-mêmes d'autres paires électron-ion, c'est le phénomène d'avalanche. Le signal induit par les électrons et les ions est collecté sur le fil d'anode. Si l'on connaît la vitesse de dérive des électrons (qui dépend de la nature du gaz), on remonte à la distance anode/point de passage de la particule dans la cellule en mesurant le temps de dérive (voir figure 10.1). Le temps est relatif et on utilise un système rapide, tel que des scintillateurs pour donner un temps de référence. Pour la mesure de l'impulsion, il faut reconstruire la trajectoire de la particule avec plusieurs points et mesurer le rayon de courbure dû au champ magnétique.

## 10.2 Les chambres à dérive du détecteur NOMAD

### 10.2.1 Cahier des charges

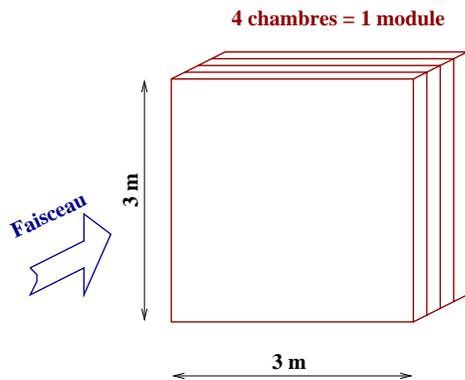
Le cahier des charges des chambres à dérive de NOMAD est le suivant :

- Les neutrinos ayant des sections efficaces d’interaction très faibles, il faut choisir des matériaux très massifs et favoriser les grands volumes pour augmenter la statistique. C’est-à-dire que les chambres doivent avoir une **grande surface** d’entrée et être constituées par un matériau à **densité élevée**.
- Afin de rendre possible la reconstruction des traces des particules chargées et l’identification de ces traces (ce qui suppose que les particules ne s’arrêtent pas dans les chambres mais vont jusqu’aux détecteurs d’identification), il faut choisir des matériaux qui ne favorisent ni la diffusion multiple ni les autres pertes d’énergie possibles (bremsstrahlung, ionisation) donc des matériaux à **faible numéro atomique**.
- Les chambres sont plongées dans le champ magnétique de  $0,4 T$ . Or la résolution des chambres dépend de leur planéité, de leur rigidité et de la maîtrise de leurs positions respectives. Il faut donc choisir des matières **insensibles au champ magnétique**.

Les points précédents concernent surtout les choix géométriques et techniques. Les performances des chambres en matière de résolutions en position et impulsion dépendent de façon cruciale de la géométrie du champ électrostatique et donc des anodes et cathodes.

### 10.2.2 Description

#### Chambres et modules



Les chambres à dérive de NOMAD sont au nombre de 49 (44 placées consécutivement plus 5 intercalées avec les modules du détecteur à rayonnement de transition). Elles ont une surface de  $3 \times 3 m^2$ . Pour des raisons de rigidité et de manutention, elles sont regroupées en onze modules de quatre chambres (voir figure 10.2).

Les chambres représentent une masse fiducielle de 2,57 tonnes pour à peu près une longueur de radiation. Cette masse fiducielle correspond à une surface d’entrée de  $2,6 \times 2,6 m^2$ .

FIG. 10.2 – Définition d’un module.

#### Plans de dérive

Chaque chambre est constituée de quatre panneaux rigides qui délimitent trois espaces contenant le gaz de dérive. Chaque panneau fait  $16 mm$  d’épaisseur et est en aramide en nid d’abeille rigidifié par deux peaux de kévlar-époxy. Les panneaux sont espacés de  $8 mm$  et cet intervalle est maintenu constant par les cadres extérieurs et les entretoises, au nombre de neuf, servant de guide à neuf tiges métalliques qui traversent la chambre. Ces entretoises, plus denses que le reste des chambres, constituent des points d’interactions privilégiés. Elles sont donc visibles sur le diagramme 10.3 (a) sur lequel sont portés les coordonnées  $x$  et  $y$  des points

d'interactions de neutrinos (vertex primaires) reconstruits.

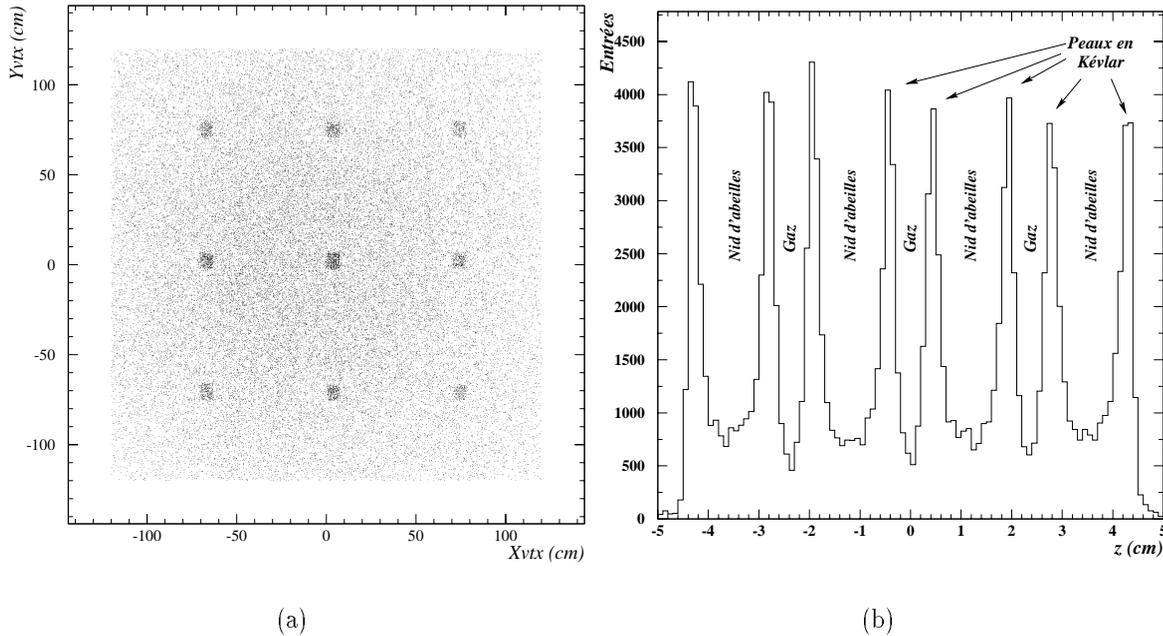


FIG. 10.3 – *Neutrino-graphie des chambres à dérive de NOMAD. La figure (a) montre les positions des vertex reconstruits dans le plan  $(x,y)$ , la figure (b) les montre selon  $z$ . La densité des vertex est proportionnelle à la densité des matériaux rencontrés, ce qui permet de distinguer les entretoises (sur (a)) et les peaux de kévlar (sur (b)).*

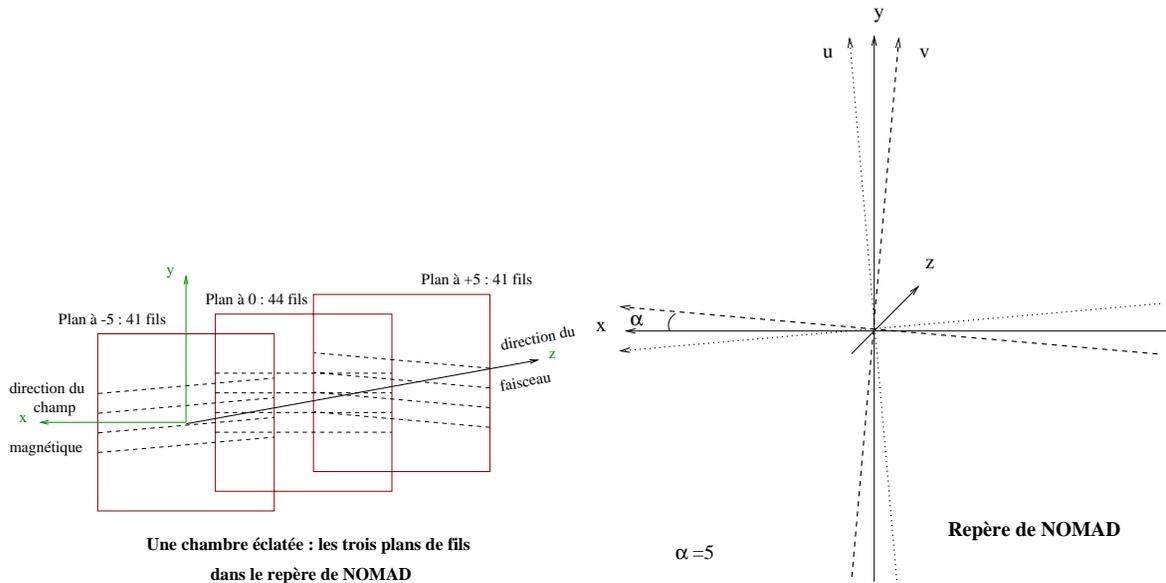
Dans chaque chambre, les quatre panneaux forment trois intervalles de dérive équipés de fils de lecture, de fils de potentiel et de bandes de cathodes. Les peaux de kévlar, plus denses, de la même façon que les entretoises, sont visibles sur le diagramme 10.3 (b) qui montrent la distribution des points d'interactions des neutrinos en fonction de la coordonnée  $z$ .

## Fils

Dans une chambre, les trois plans de fils sont orientés respectivement (dans le sens du faisceau de neutrinos) à  $\Leftrightarrow 5^\circ$  (plan  $u$ ),  $0^\circ$  (plan  $y$ ) et  $+5^\circ$  (plan  $v$ ) par rapport à la direction du champ magnétique. Les plans à  $0^\circ$  contiennent 44 fils de lecture alors que les plans inclinés en contiennent 41 (voir figure 10.4). Grâce à cette disposition stéréoscopique, on peut reconstruire les points de passage d'une particule.

Pour éviter une flèche trop importante sur des fils aussi longs, les fils sont maintenus par cinq points de colle : deux à chaque extrémité et trois intermédiaires sur des barrettes parallèles à l'axe des  $y$ . Les barrettes font  $4\text{ mm}$  d'épaisseur et sont positionnées en moyenne à  $x = \Leftrightarrow 75\text{ cm}$ ,  $x = 0\text{ cm}$  et  $x = +75\text{ cm}$ . Dans les faits, elles ne sont pas exactement en regard les unes des autres (c'est-à-dire exactement au même  $x$  d'un plan à l'autre) pour ne pas créer des zones de détection mortes trop importantes.

Lorsqu'une particule dépose de l'énergie par ionisation sur un fil de lecture, on doit être capable de remonter à la coordonnée le long du fil et à la distance au fil à laquelle la particule



(a) Les trois plans de fils d'une chambre orientés à  $-5^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $5^\circ$  dans le sens du faisceau.

(b) Repères définissant les différents plans de fils.

FIG. 10.4 – Définition de l'angle  $\alpha$  et orientations respectives des trois plans de fils d'une chambre.

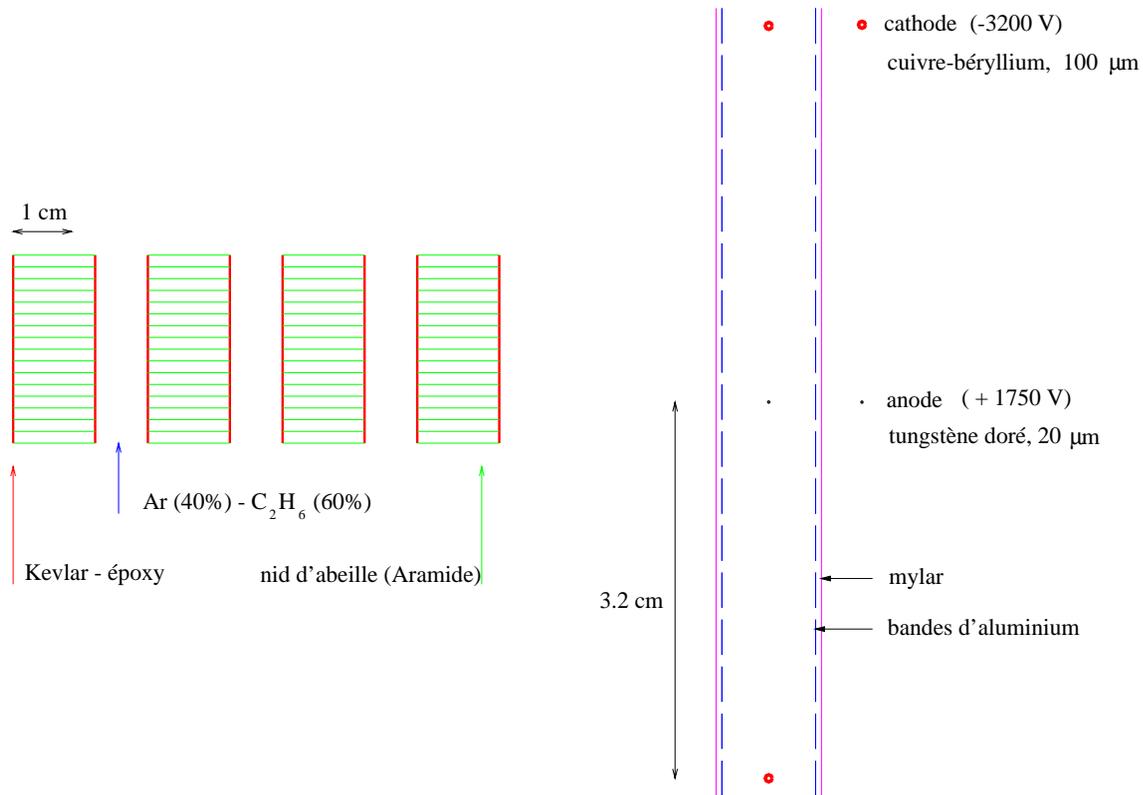
est passée, dans la mesure où les fils sont très résistifs et où le temps de propagation du signal dans les fils n'est pas négligeable. En revanche, il reste une ambiguïté : on ne sait pas de quel côté du fil (dans NOMAD, l'indécision est entre le haut et le bas) elle est passée. Pour aider à lever ces ambiguïtés, les fils d'une même nature ( $u$ ,  $y$  ou  $v$ ) ne sont pas en regard d'une chambre à l'autre mais en quinconce (haut-bas-bas-haut) avec un décalage de  $3,2\text{ cm}$ .

## Cellules de dérive

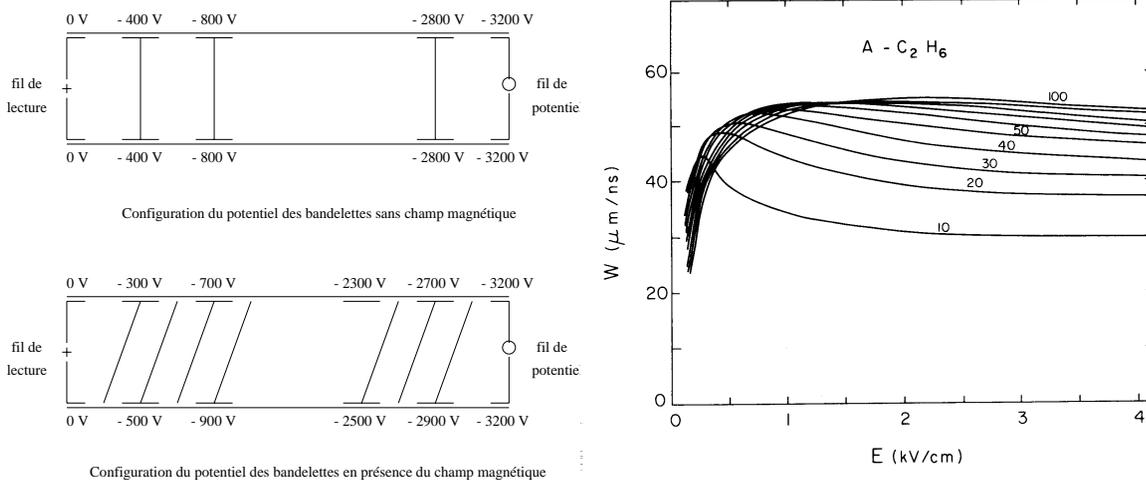
Les cellules de dérive sont formées par les fils de lecture au centre de chaque cellule, des bandes de cathodes sur les parois et deux fils de potentiel pour fermer les cellules. Les fils de lecture sont en tungstène doré de  $20\ \mu\text{m}$  de diamètre (le faible diamètre est requis pour augmenter le gradient de champ autour du fil et donc le gain de l'avalanche), les fils de potentiel sont en cuivre-béryllium de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre et les bandes de cathodes en mylar aluminisé. Les pistes des cathodes ont une largeur de  $2,8\text{ mm}$  et sont séparées de  $1,2\text{ mm}$ . Par construction, elles sont regroupées sur des lés de  $57,6\text{ cm}$  de large (voir figure 10.5 (a)). Il y a cinq de ces lés par plan.

Les fils de potentiel sont maintenus à  $\approx 3200\text{ V}$  et les fils de lecture à  $+1750\text{ V}$ . Dans une configuration sans champ magnétique, les bandes de cathodes qui se font face sont symétriques en potentiel et sont portées à des potentiels décroissants de  $\approx 3200\text{ V}$  à  $0\text{ V}$  par pas de  $400\text{ V}$ . Le champ électrostatique qui en découle est de  $1\text{ kV/cm}$ . Le détecteur est équipé pour fonctionner hors et en champ magnétique. En présence du champ, les électrons de dérive sont soumis à la force de Lorentz. Pour corriger cet effet, une configuration avec potentiels de cathodes décalés est possible (voir figure 10.5 (b)).

La mise en forme des lignes de champ n'est pas le seul problème. En effet, pour optimiser



(a) La figure de gauche montre la vue en coupe d'une chambre à dérivation, la figure de droite montre le détail d'une cellule de dérivation.



(b) Les deux configurations possibles des potentiels des bandes de cathodes avec et hors champ magnétique.

(c) Vitesse de dérivation des électrons en fonction du champ électrique appliqué. Les lignes sont indexées par la proportion d'éthane dans le mélange argon/éthane. Ces résultats proviennent des mesures effectuées en faisceau test sur un petit prototype.

FIG. 10.5 – Propriétés des cellules de dérivation des chambres de NOMAD.

le fonctionnement d'une chambre à dérive il faut choisir le gaz de façon à avoir le meilleur gain dans les avalanches, à ce que l'ionisation soit idéale et à ce que la réabsorption soit minimale. Évidemment, il faut aussi connaître le mieux possible la vitesse de dérive. On choisit un gaz rare qui assure un gain intéressant sans que l'on soit obligé de porter les fils de lecture à un trop fort potentiel, ici il s'agit d'argon. Un problème des gaz rares est que les électrons de dérive perdent de l'énergie en excitant les atomes. Ceux-ci se dés excitent en émettant des photons typiquement dans les ultra-violets qui peuvent à leur tour être à l'origine d'électrons de dérive se superposant au signal. On rajoute donc un gaz non rare susceptible d'absorber ces photons et de freiner leur production, ici de l'éthane. Enfin, on choisit les proportions de telle sorte que la vitesse de dérive dépende le moins possible du champ électrostatique (voir figure 10.5 (c)). On contrôle aussi le taux d'oxygène et d'humidité de telle sorte que les électrons de dérive ne soient pas réabsorbés. Le choix de NOMAD s'est porté sur un mélange d'argon-éthane à 40 %-60 %.

## Électronique

La faible stéréoscopie des fils ( $\pm 5^\circ$ ) a été choisie de manière à ce que chaque point des chambres contribue de façon notable à la mesure de la courbure des traces de particules, à ce que les zones non équipées de fils soient minimales et à ce que la résolution en  $x$  ne soit pas trop dégradée ( $\sigma_x \sim 10 \sigma_y$ ). De plus, ce choix permet de placer toute l'électronique sur les côtés des chambres à dérive.

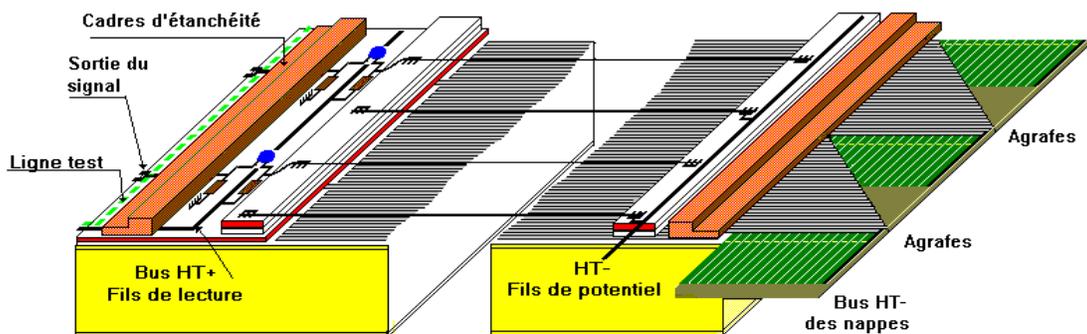


FIG. 10.6 – Structure interne de l'électronique des chambres à dérive de NOMAD. À gauche, le bus haute tension alimentant les fils de signal soudés sur les circuits imprimés. À droite, les bandes de cathodes agrafées sur le bus délivrant les hautes tensions qui configurent le champ de dérive dans les cellules. À l'extrême gauche, la ligne de test court le long de la chambre [36].

### Les bandes de cathodes

Sur le bord vertical droit d'une chambre positionnée dans le détecteur (dans le sens du faisceau) court un bus haute tension alimentant les bandes de cathodes. Les bandes sont repliées et agrafées sur le bus comme on peut le voir sur la figure 10.6. La tension est amenée à travers un boîtier équipé d'un pont de résistances qui délivre les différentes tensions de  $\approx 3200 V$  à  $0 V$  par pas de  $400 V$ . Ce système est muni d'une bascule permettant de passer de la configuration en champ à la configuration hors champ (voir figure 10.5 (b)).

### Les fils

Les fils de potentiel (à  $\approx 3200\text{ V}$ ) sont alimentés par une piste qui longe le bus d'alimentation des cathodes et qui est protégée par une résistance de  $10\text{ M}\Omega$ . Chaque fil de lecture arrive sur les circuits imprimés placés le long du bord gauche des chambres. Ces circuits contiennent une résistance de  $4,7\text{ M}\Omega$  chargée de faire chuter la tension au cas où un dysfonctionnement provoque une fuite de courant. Suivent une autre résistance de  $4,7\text{ M}\Omega$  et une capacité de  $1\text{ nF}$  qui assure le découplage du signal de la haute tension ( $+1750\text{ V}$ ) et précède l'amplificateur (voir figure 10.7).

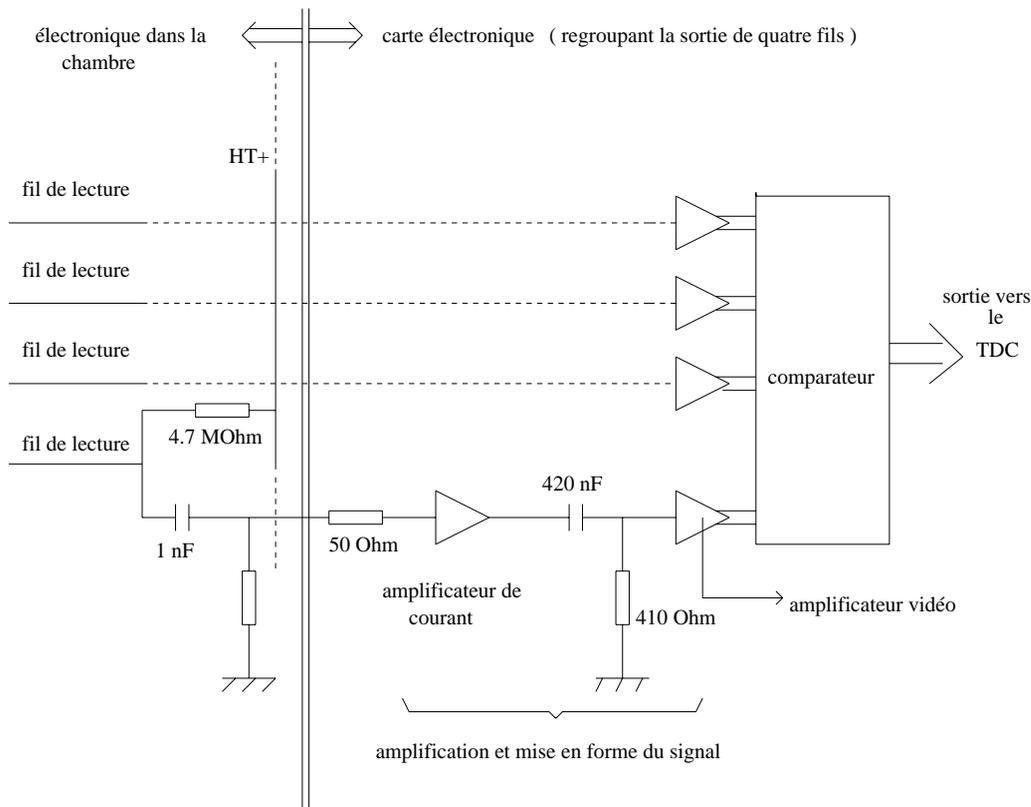


FIG. 10.7 – *Électronique de sortie du signal* [36].

### La ligne test

À l'extrême bord de la chambre, côté circuits imprimés, court une ligne de test qui permet par couplage capacitif d'injecter un signal à l'entrée des amplificateurs. On peut ainsi mesurer les temps de propagation d'un signal depuis la sortie de la chambre jusqu'à l'électronique d'acquisition et de vérifier le bon fonctionnement de la chaîne d'électronique associée.

### L'électronique de sortie

Un signal dure typiquement  $20\text{ ns}$  avec un pic à  $20\text{ }\mu\text{A}$ . Ce signal est amplifié et différencié par un circuit RC passe-haut, avant d'être envoyé à un comparateur. Ce dernier a un seuil de  $7\text{ mV}$  et sort un signal carré en mode différentiel. Le signal ainsi transformé voyage à travers les câbles vers le TDC (Time to Digit Converter). Les TDC sont équipés d'une mémoire circulaire à 16 cases qui enregistrent en permanence et à  $1\text{ ns}$  près les signaux qui lui arrivent. Au signal

de stop retardé (de  $3,4 \mu s$ ) envoyé par le déclenchement, l'état des TDC est figé et ils sont vidangés dans la mémoire tampon des cartes FASTBUS.

### 10.3 Les performances des chambres à dérive

On définit l'efficacité d'une chambre par sa capacité à répondre au passage d'une particule chargée. En moyenne, l'efficacité des chambres de NOMAD est de 98 %. Ce chiffre, soumis à caution, est discuté dans le chapitre suivant, page 76. Il provient d'une mesure effectuée en faisceau test.

La résolution spatiale des chambres est de  $150 \mu m$  pour les traces à incidence normale. Elle se dégrade en fonction de l'angle dans la mesure où le signal s'étale dans le temps. Ceci sera présenté au chapitre suivant, cependant on peut dès à présent se reporter à la figure 11.13, page 89.

La résolution en impulsion peut s'écrire comme suit :

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0,05}{\sqrt{L}} \oplus \frac{0,008 p}{\sqrt{L^5}}$$

avec  $p$  l'impulsion et  $L$  la longueur de la trace. Le premier terme vient de la diffusion multiple, le second est corrélé avec la résolution spatiale de chaque point de la trace considérée. Pour une trace de  $3,5 m$  et de  $10 GeV$ , la résolution est meilleure que 3 % [30].

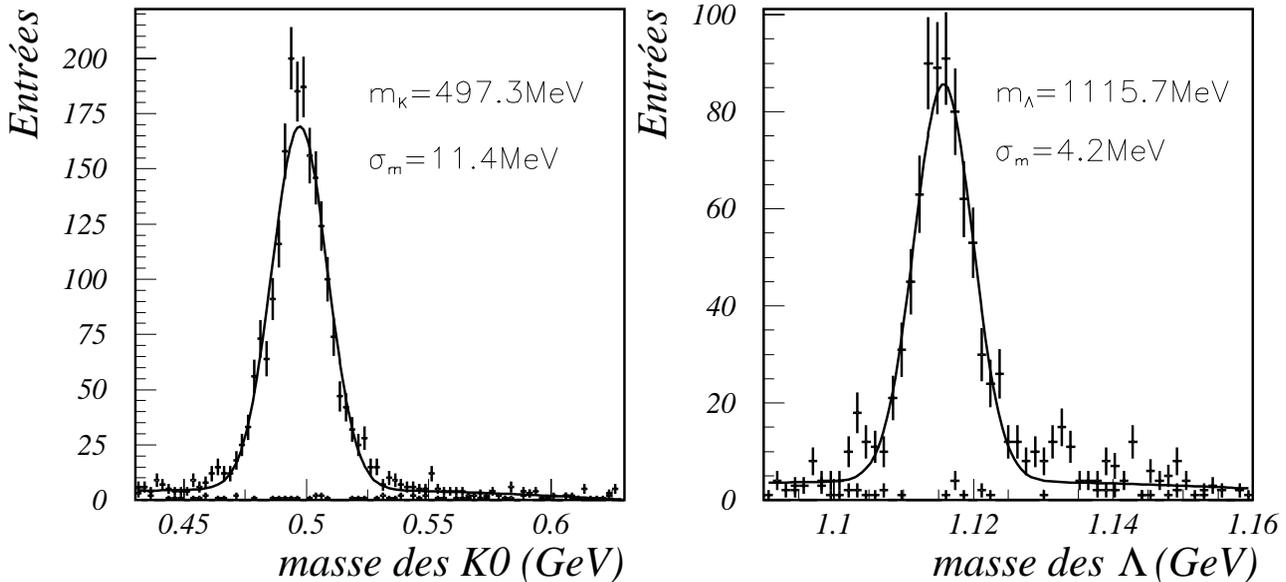


FIG. 10.8 – Masse invariante des paires  $\pi^+ \pi^-$  reconstruites dans les chambres à dérive de NOMAD (à gauche) et des paires  $\pi^- p$  (à droite).

Ces résolutions permettent d'obtenir de bons résultats, comme on peut le constater sur la figure 10.8, qui donne la masse invariante du  $K_0$ , reconstruite à partir des traces de ses produits de désintégration  $\pi^+ \pi^-$ . On trouve  $m_{K_0} = 497,3 \pm 0,4 \text{ MeV}/c^2$  avec une résolution sur la masse de  $11 \text{ MeV}/c^2$ . La mesure de ces masses est un test de la carte de champ qui a été déterminée à l'aide d'une sonde de Hall à 3 dimensions avant le montage du détecteur.

## 10.4 Reconstruction

### 10.4.1 Définitions

On appelle un **coup**, un ensemble d'informations sur un point de passage d'une particule chargée dans un plan de dérive. Ces informations sont le numéro du fil touché et donc le plan de dérive concerné, et le temps mesuré par l'électronique. Ce sont ces informations que le programme de reconstruction est chargé de traduire pour remonter au point de passage exact.

On appelle **trace**, un ensemble de coups que le programme de reconstruction a reliés et qui représente la trajectoire de la particule chargée dans les chambres à dérive.

### 10.4.2 Les paramètres de dérive

Il s'agit de savoir où une particule est passée dans la cellule de dérive (c'est-à-dire en quel point elle a traversé le plan médian de la cellule). Pour cela, en théorie, si l'on connaît le temps de dérive, la vitesse de dérive et la position du fil de lecture, on en déduit la distance au fil :

$$coord_{coup} \Leftrightarrow coord_{fil} = temps \times vitesse$$

avec l'ambiguïté sur le côté du fil duquel la particule est passée.

En pratique, l'état de nos connaissances est :

- La vitesse de dérive est expérimentalement connue (voir figure 10.5 (c)) et ne dépend que du mélange gazeux et du champ électrostatique. Dans NOMAD, elle est à peu près constante (sur le plateau) et vaut  $50 \mu m$  par  $ns$ . Cependant, il est facile de voir que cette vitesse dépend de la position du coup dans la cellule puisque près du fil le gradient de champ est très élevé. La figure 10.5 (c) montre que la vitesse de dérive diminue légèrement quand le gradient augmente. Autrement dit, il faut connaître la vitesse de dérive pour calculer la distance dans la cellule à laquelle la particule est passée, et cette distance est nécessaire pour corriger la relation temps-distance (soit ... la vitesse de dérive!).
- La relation temps distance doit donc être affinée. De plus l'angle de la trace est à prendre en compte dans la mesure où idéalement, on considère que tous les électrons de dérive arrivent en même temps sur le fil. Ce qui est bien entendu faux pour une trace à angle, comme on peut le constater en comparant la répartition des électrons de dérive pour une trace à incidence normale (figure 10.10 (a)) avec celle des électrons de dérive induits par une trace à angle (figure 10.10 (b)). Ce paramètre est très important puisque le gain de l'électronique a été ajusté de telle sorte que le premier électron est l'électron déclencheur. L'angle (noté  $\Phi$ ) que fait la trace dans le plan  $(y, z)$  ( $y$  est ici une coordonnée généralisée, ce peut être  $u$ ,  $y$  ou  $v$ ) permet de mieux connaître la vitesse. La vitesse de dérive est modélisée comme représenté sur la figure 10.9 pour l'électron déclencheur.
- Les fils sont déformés à cause de leur longueur, du fait qu'ils sont soumis à l'action du champ électromagnétique et à cause de leur poids. On peut néanmoins considérer qu'ils sont constitués de quatre segments de droites (entre les cinq points de colle), la déformation maximale étant alors inférieure à  $100 \mu m$ . Leur position, d'après construction, est connue à  $500 \mu m$  près, ce qui n'est pas suffisant.

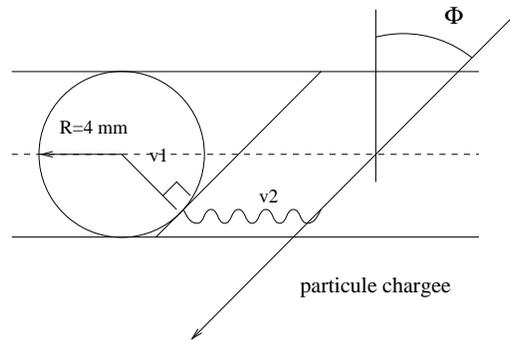


FIG. 10.9 – Modélisation de la vitesse de dérive des électrons. Hors d'un cylindre de 4 mm de rayon centré sur l'anode, les électrons dérivent parallèlement aux lés de cathodes avec une vitesse  $v_2$  de l'ordre de  $50 \mu\text{m/ns}$ . Après l'entrée dans la zone où le champ est cylindrique, on considère que les électrons dérivent avec une vitesse réduite d'environ 10 % le long des rayons du cylindre.

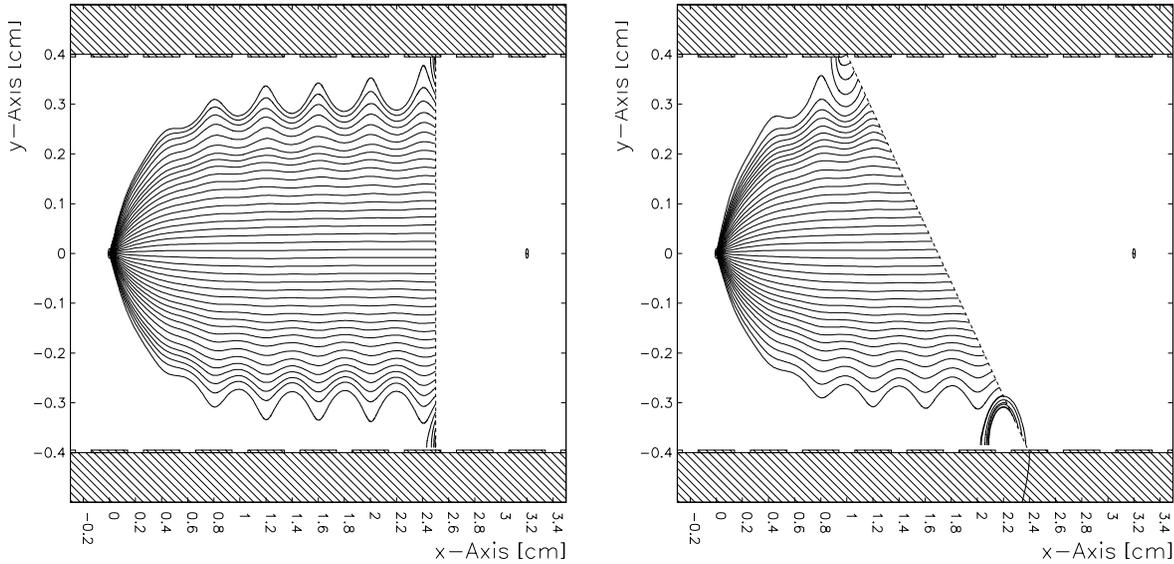
- Le temps de chaque « coup » (les différents temps sont résumés sur la figure 10.11) est déterminé par une horloge à pas de  $1 \text{ ns}$  et stocké dans une mémoire tampon de 16 cases par fil. La largeur du signal sur le fil (après mise en forme) est d'environ  $20 \text{ ns}$  et on stocke le front de montée du signal. Ces mémoires sont vidangées toutes en même temps au stop donné par le deuxième plan de déclenchement (scintillateur T2). Le temps d'un coup vaut alors :

$$\begin{aligned} t_{\text{coup}} &= t_{\text{début}} \Leftrightarrow t_{\text{stop}} \\ t_{\text{début}} &= t_{\text{dérive}} + t_{\text{fil}} + t_{\text{électronique}} \\ t_{\text{stop}} &= t_{\text{particule}} + t_{\text{scintillateur}} + t_{\text{retard}} \end{aligned}$$

avec :

- $t_{\text{dérive}}$  le temps de dérive des électrons dans la cellule,
- $t_{\text{fil}}$  le temps de voyage du signal dans le fil sensible jusqu'à l'entrée du préamplificateur,
- $t_{\text{électronique}}$  le temps de propagation de l'entrée du préamplificateur jusqu'au TDC,
- $t_{\text{particule}}$  le temps de vol de la particule entre le « coup » et le plan de scintillateur qui va déclencher,
- $t_{\text{scintillateur}}$  le temps de vol des photons de scintillation dans le scintillateur jusqu'au photomultiplicateur auquel il faut rajouter le temps de formation du OU logique (toutes les lattes de scintillateur n'étant pas forcément parfaitement alignées en temps), ce temps a une largeur non négligeable,
- $t_{\text{retard}}$  un délai de  $3450 \text{ ns}$  pour prendre en compte la profondeur temporelle de tout l'événement (en tenant compte de tous les sous-détecteurs qui fonctionnent en « stop commun »).

On voit qu'il y a beaucoup d'incertitude sur des paramètres cruciaux pour la reconstruction des traces.



(a) Lignes de dérive des électrons induits par le passage d'une particule normale au plan de dérive dans des conditions de champ optimales.

(b) Lignes de dérive des électrons induits par le passage d'une particule à angle par rapport au plan de dérive dans des conditions de champ optimales.

FIG. 10.10 – Simulation des lignes de dérives des électrons induits par le passage d'une particule chargée dans des demi-cellules dans les conditions optimales de champ de dérive.

### 10.4.3 Principe de la reconstruction

Ou de l'intérêt de connaître les paramètres précédemment décrits le mieux possible.

#### Triplets

Il faut savoir traduire les temps des TDC en positions par rapport aux fils. Pour chaque chambre on a comme paramètres : une coordonnée  $u$  (plan à  $\Leftrightarrow 5^\circ$ ), une coordonnée  $y$  (plan à  $0^\circ$ ) et une coordonnée  $v$  (plan à  $+5^\circ$ ), qui sont des distances par rapport à un fil. Au départ, on fait l'hypothèse que la particule est passée avec un angle  $\Phi$  nul par rapport à l'horizontale dans le plan  $(u,z)$  (ou  $(v,z)$  ou  $(y,z)$ ). Des coordonnées spatiales et angulaires dépend la relation temps-distance.

À partir de ces informations, pour chaque chambre, on essaye de fabriquer un **triplet**, c'est-à-dire qu'on va mettre à profit la stéréoscopie (si faible soit-elle) pour retrouver les coordonnées du point de passage de la particule en  $x$  et  $y$ . Exprimons les coordonnées de chacun des fils dans le repère  $(x,y,z)$  (voir figure 10.4 (b)) :

$$u = x_u \sin \alpha + y \cos \alpha, \quad y, \quad v = \Leftrightarrow x_v \sin \alpha + y \cos \alpha$$

le résidu du triplet est défini comme suit :

$$\Delta = u + v \Leftrightarrow 2y \cos \alpha = (x_u \Leftrightarrow x_v) \sin \alpha$$

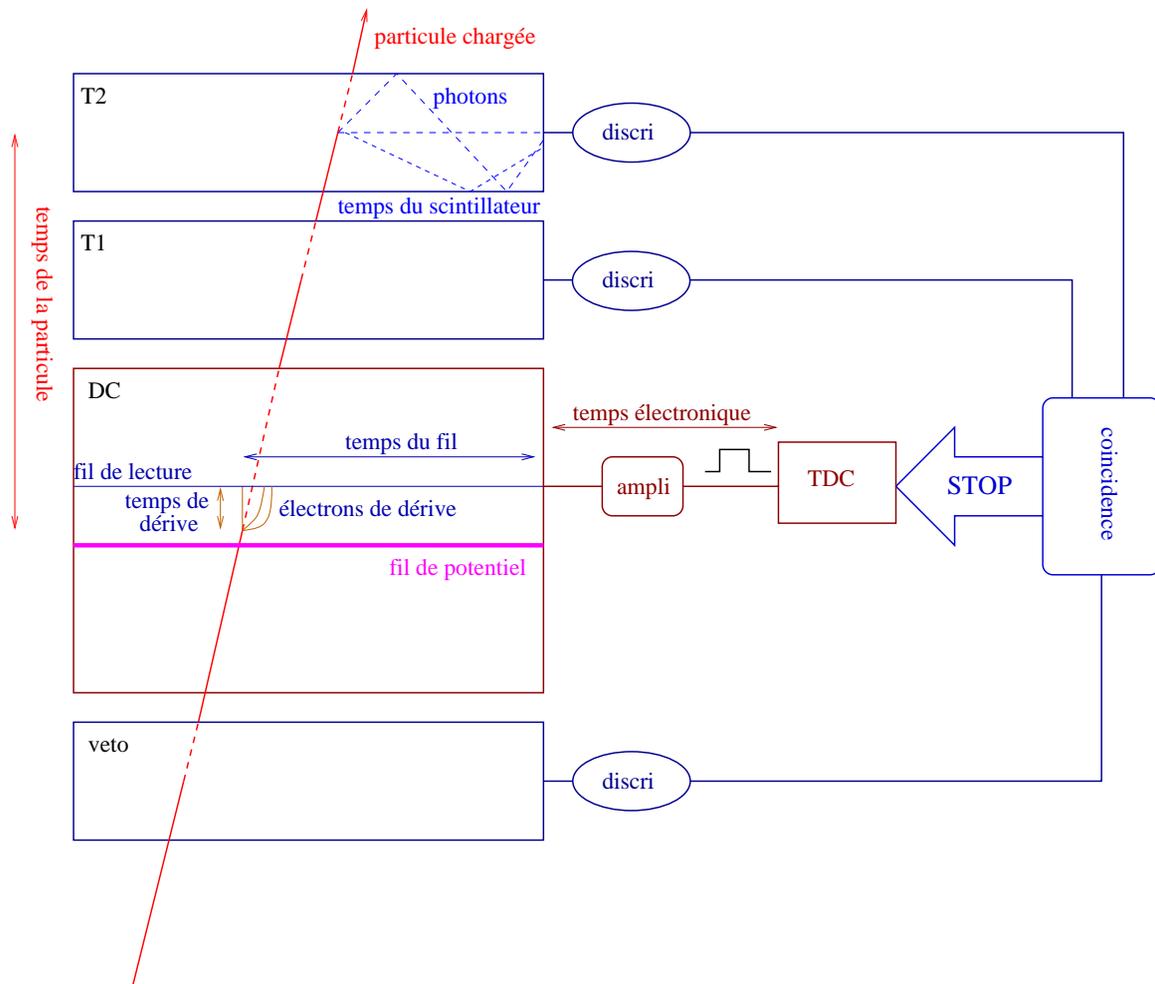


FIG. 10.11 – Rappel des différents temps et schéma du déclenchement.

Il y a deux possibilités de signe (en haut ou en bas du fil) par coup soit huit calculs à faire pour un ensemble de trois coups.

On trie les triplets selon  $\Delta$  par ordre croissant. À partir de là, il est possible d'affiner la connaissance des paramètres puisque la position en  $x$  sur le fil étant connue approximativement, on connaît mieux le temps de propagation le long du fil.

### Amorces

Lorsqu'une liste de triplets est construite, on cherche à fabriquer des amorces qui sont des ensembles de trois triplets par lesquels passe une hélice, trajectoire suivie dans le vide par une particule chargée soumise à un champ magnétique. Les hélices sont paramétrisées localement par les six paramètres suivants :  $x$ ,  $y$ ,  $1/R$ ,  $\tan \lambda$ ,  $\varphi$ ,  $t_0$ , où  $R$  est le rayon de courbure dans le plan  $(y,z)$ , les angles sont ceux définis sur la figure 10.12 et  $t_0$  est le temps du coup. Les principaux paramètres sont représentés sur la figure 10.12.

Aucune hélice ne passant exactement par les neuf coups, on ajuste les paramètres locaux afin de minimiser les **résidus des coups**, qui sont les écarts entre le points de passage de l'hélice et la position mesurée, comme défini sur la figure 10.13. Toutes les amorces possibles

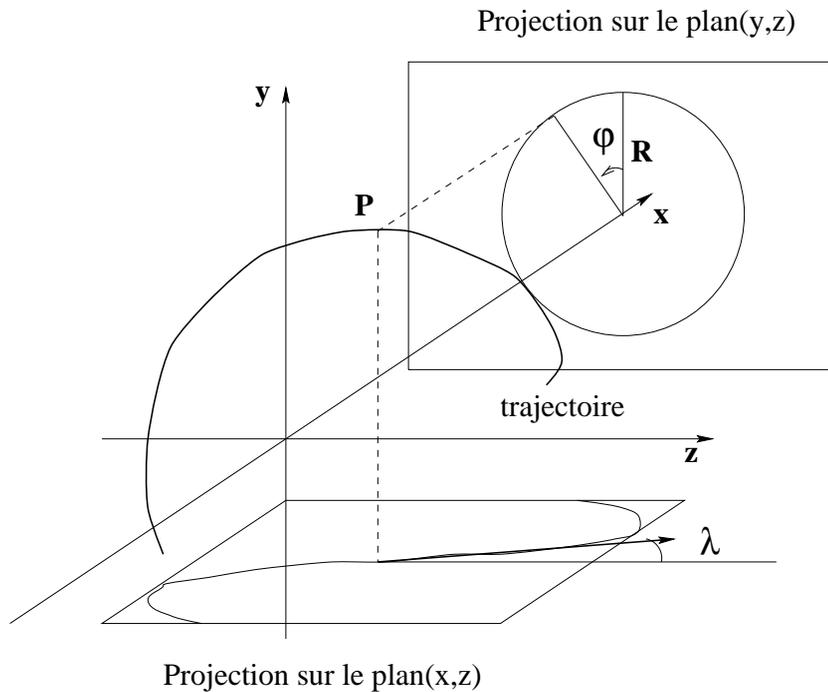


FIG. 10.12 – Définition des différents paramètres d’une hélice dans le repère de NOMAD. Au point courant  $P$ , de coordonnées  $(x,y,z)$  et de temps  $t_0$ , on associe un rayon de courbure  $R$  qui est le rayon de la projection de l’hélice dans le plan  $(y,z)$  ( $y$  étant soit  $y$ , soit  $u$ , soit  $v$ ) et les angles polaires  $\varphi$  et  $\lambda$  respectivement dans le plan  $(y,z)$  et le plan  $(x,z)$ .

sont construites selon un modèle qui ne prend pas en compte les pertes d’énergie (modèle rigide). Elles seront par la suite ajustées (par le filtre de Kalman) et triées en fonction de la probabilité de  $\chi^2$  du filtre.

### Collecte des coups

À partir des amorces trouvées, on **ouvre des routes**. Cela consiste à étendre les amorces en regardant autour de l’hélice de départ s’il y a des coups libres (*i.e.* n’appartenant pas à une trace déjà reconstruite). À chaque fois qu’un coup est ajouté à la trace, on calcule à nouveau les paramètres de l’hélice. Le coup est accepté dans la trace s’il n’éloigne pas trop l’hélice des positions mesurées. Un coup est gardé si :

- son résidu est inférieur à une valeur variant de  $2\text{ mm}$  à  $1\text{ cm}$  selon le niveau de reconstruction,
- $\frac{r^2}{\sigma^2} \leq 10$ , où  $r$  est le résidu du coup et  $\sigma$  la résolution sur le coup qui prend en compte la résolution des chambres à dérive, les erreurs d’extrapolation de la trace, la diffusion multiple et la perte d’énergie.

D’autre part, la collecte des coups s’arrête si trop de plans de mesure ont été traversés sans qu’un coup soit trouvé (typiquement 4 plans).

### Conclusion

Cette technique de reconstruction s’appuie sur des triplets. Elle ne fonctionne pas si un des trois plans  $u$ ,  $y$  ou  $v$  ne donne pas de signal, parce que l’amorce passe par les barrettes, ou

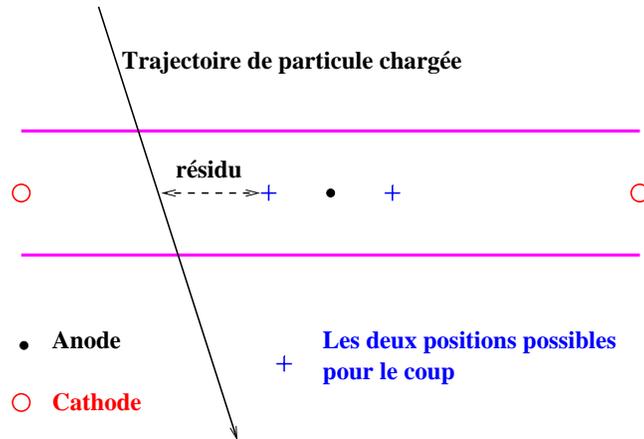


FIG. 10.13 – Définition du résidu d'un coup.

parce qu'elle passe dans les zones (en haut et en bas du détecteur) où il n'y a pas de fil dans les plans  $u$  et  $v$  par exemple. D'autre part, la technique employée n'est pas fiable pour les traces à grands angles ou à petits rayons de courbure. C'est pourquoi des techniques alternatives ont été développées s'appuyant sur les vertex déjà reconstruits.

Tout repose sur les résidus donc sur notre faculté à maîtriser la mesure des coordonnées des coups *i.e.* sur notre connaissance des paramètres tels que la vitesse de dérive, la relation temps-distance, la position des fils, à laquelle concourt la procédure d'alignement.

## 10.5 La procédure d'alignement

### 10.5.1 Rappel du problème et méthode

La méthode choisie par NOMAD pour détecter d'éventuels neutrinos  $\nu_\tau$  s'appuie sur une détermination la plus précise possible de l'impulsion de toutes les traces d'un événement. Or la résolution en impulsion est liée à la résolution en position.

Les traces des particules chargées sont une collection de coups dans les chambres à dérive traversées. La position d'une trace à la traversée d'un plan est connue moyennant la connaissance que l'on a des paramètres suivants :

- paramètres physiques des fils, coordonnées et temps caractéristique,
- paramètres liés aux cellules de dérive, vitesse de dérive.

Le raisonnement est que notre connaissance de ces paramètres est optimale lorsqu'elle débouche sur une résolution optimale des chambres. La résolution des chambres se mesure grâce à ce qu'on appelle les résidus : le résidu d'un coup est la différence entre la position mesurée du coup et la position extrapolée du coup, c'est-à-dire sa position « théorique » (voir figure 10.13). Dans le cas idéal d'un détecteur exactement connu, la valeur moyenne des résidus des coups est nulle et la largeur de la distribution des résidus égale à la résolution des chambres.

La méthode d'alignement est la suivante : on reconstruit des traces pas à pas et à chaque pas on modifie les paramètres précédemment décrits et laissés libres de façon à minimiser la

valeur moyenne des résidus, et ce de manière itérative. Cela nous permet d'obtenir une bonne connaissance des paramètres que l'on stocke dans une base de données qui va servir à la reconstruction. L'ampleur du travail vient du nombre de paramètres à ajuster : il y a 6 174 fils de lecture !

Pour que cela soit efficace, on utilise des événements simples : des muons qui traversent tout le détecteur. Il faut une statistique la plus grande possible et que toutes les cellules soient touchées équitablement. Pour cela, nous utilisons des muons du « flat-top » qui sont les muons qui arrivent d'un autre faisceau entre les deux bouffées de neutrinos. L'inconvénient est que ce faisceau de muons est en biais par rapport à NOMAD et certaines zones des chambres sont mal arrosées. Récemment nous avons commencé à utiliser des muons dits « hors temps » qui sont des muons qui viennent avec les neutrinos du faisceau et sont légèrement décalés en temps, donc qui ne parasitent pas les événements d'interaction de neutrinos. Leur distribution sur la surface du détecteur est plus homogène. On sélectionne des traces dont l'angle par rapport à l'axe  $z$  dans le plan  $(y,z)$  est faible pour ne pas souffrir de la dégradation de la relation temps distance avec l'angle. Ceci sera pris en compte après la procédure d'alignement par des mesures de la résolution spatiale des chambres en fonction des angles d'incidence des traces.

Pour la connaissance de la relation temps-distance en fonction de l'angle, on a besoin d'un échantillon de traces à grands angles fourni par les muons cosmiques qui traversent le détecteur et qui font aussi partie du lot des muons hors-temps.

La procédure d'alignement est effectuée à chaque fois qu'une manipulation a pu changer la géométrie du détecteur (remplacement de chambres à dérive, chaque ouverture et fermeture de l'aimant).

## 10.5.2 Procédure

La procédure itérative admet comme points de départ pour les paramètres à ajuster :

- les positions théoriques des cinq points de colle de chaque fil (cinq coordonnées  $y$  par fil). Par « théorique » on entend la position donnée par les géomètres et par les mesures effectuées lors de la construction,
- une relation temps-distance qui au départ est la même pour tout le détecteur et qui est linéaire (*i.e.* distance = vitesse  $\times$  temps), la vitesse venant de la figure 10.5 (c) *i.e.* du champ électrostatique et de la composition du gaz,
- un temps caractéristique par fil (le  $t_{\text{électronique}}$  qu'on appelle aussi  $t_0$ ), qui vient des mesures effectuées sur la ligne test,
- les positions en  $z$  de chaque plan de fil, mesurées par les géomètres.

Au cours de la procédure, les paramètres suivants sont libres d'être ajustés :

- par fil : les positions en  $y$  des cinq points de colle et le  $t_0$ ,
- par plan : les positions en  $z$ , la relation temps-distance qui comprend la vitesse de dérive et une correction tenant compte de la variation de la vitesse de dérive dans la cellule en fonction de la distance au fil de lecture. Une demi-cellule fait 32 mm, on détermine une valeur de la vitesse par tranche de 4 mm (huit tranches).

Une étude [31] menée pour estimer la convergence de la méthode d'alignement avec 60 000 muons générés par simulation Monte Carlo avec la même distribution spatiale et la même distribution en impulsion que les muons hors-temps donne les résultats suivants :

- On part des positions idéales (qui sont celles de la simulation) et on « agite » les paramètres autour de ces positions de départ selon des gaussiennes dont les largeurs sont :
  1. position des points de colle,  $\sigma = 1\text{ mm}$ ,
  2. temps propre des fils,  $\sigma = 40\text{ ns}$ ,
  3. relation temps-distance de chaque plan,  $\sigma \simeq 5\%$ ,
  4. position en  $z$  de chaque plan,  $\sigma = 2\text{ mm}$ .
  
- La procédure consiste à reconstruire les traces des muons et au cours de chaque passe à mettre à jour successivement les positions des fils, la relation temps-distance, le  $z$  des plans, le temps propre des fils, et à nouveau les positions des fils.
  
- Après cette procédure les largeurs de distributions sont devenues :
  1. position des points de colle,  $\sigma = 150\ \mu\text{m}$ ,
  2. temps propre des fils,  $\sigma = 40\text{ ns}$ ,
  3. relation temps-distance de chaque plan,  $\sigma \leq 1\%$ ,
  4. position en  $z$  de chaque plan,  $\sigma = 400\ \mu\text{m}$ .

L'effet sur les résidus est de passer d'une largeur de l'ordre du millimètre à une largeur de l'ordre de  $150\ \mu\text{m}$ . Comme on peut le voir les temps propres des fils ne convergent pas. La procédure d'alignement ne permet pas de déterminer les temps propres qui sont absorbés dans les relations temps-distance. De fait, l'information importante, à savoir le temps de chaque coup, est quand même accessible *via* les relations temps-distance.

# Chapitre 11

## Efficacité et défauts locaux des chambres à dérive de NOMAD

### 11.1 Introduction

Dans ce chapitre est présentée une étude particulière que j'ai menée dans le but d'améliorer l'accord entre la simulation et les données réelles au niveau de la reconstruction des traces chargées dans les chambres à dérive de NOMAD. Les points litigieux qui sont soumis à l'étude sont les suivants :

- Dans la simulation, toutes les chambres ont par défaut une efficacité (nombre de coups mesurés sur le nombre de coups qu'on aurait dû mesurer) de 98 %, chiffre qui vient des mesures effectuées sur le prototype de chambre à dérive à Saclay.
- Les résidus des coups réels ont des distributions qui s'écartent de la gaussienne dans des queues qu'il faudrait expliquer afin de pouvoir implémenter leurs causes dans la simulation.

L'existence d'un résidu trop grand traduit le fait que le coup n'est pas là où on l'attend et donc qu'on ne connaît pas suffisamment bien les chambres. Ceci vient de ce que la procédure d'alignement, qui doit aboutir à une connaissance fine des caractéristiques géométriques des chambres, n'a pas assez convergé. Au niveau de la reconstruction, pour reconstruire le passage d'une particule, on collecte des coups le long d'une trace à partir d'une amorce. Seuls les coups suffisamment proches de la trace sont inclus, il faut donc que les résidus soient le plus petits possibles, c'est-à-dire que l'on connaisse le mieux possible la réponse des chambres à dérive. D'autre part, la reconstruction dans NOMAD exige qu'il ne manque pas plus de quatre coups consécutifs le long d'une trace. Si ce n'est pas le cas, on arrête la trace. Il faut donc connaître le mieux possible les efficacités des fils de NOMAD pour au besoin « excuser » un coup : lorsqu'un fil a un défaut et que son efficacité est trop faible, on ne considère pas l'absence de coup comme significative.

Le travail sur le calcul des efficacités sera d'abord présenté, en commençant par une introduction à la méthode employée et aux paramètres utilisés. Suivra une analyse des causes des pertes d'efficacités. En deuxième section, le travail sur l'analyse des queues non gaussiennes revient en fait à comprendre en quoi l'alignement n'a pas convergé. Une troisième section décrira les études annexes qui vont de pair avec le travail effectué : la résolution des chambres en fonction de la distance dans la cellule de dérive et de l'angle de la trace et la connaissance des points denses dans les chambres, sources d'inefficacité.

## 11.2 Description de la méthode

Pour que la simulation corresponde le mieux possible à la réalité, il faut qu'elle prenne en compte non pas le comportement moyen du détecteur mais idéalement les spécificités géométriques et techniques de chaque chambre. Pour cela, il faut s'appuyer sur la géométrie et regarder ce qui se passe pour chaque fil, chaque lé, chaque plan de dérive pour chacune des périodes d'alignement, qui correspondent aux périodes de stabilité physique du détecteur.

Rappelons d'abord rapidement les sous-ensembles géométriques d'une chambre à dérive :

- Une chambre est composée de trois **plans**.
- Chaque plan de mesure de 44 ou 41  **fils**  de lecture comprend autant de **cellules de dérive** et est compris entre deux plans recouverts par 5 **lés** de bandes de cathodes.

### 11.2.1 Définitions des paramètres employés

La méthode de reconstruction décrite plus haut consiste à associer un coup avec une trace si le résidu du coup est suffisamment petit. La méthode présente consiste à reconstruire à nouveau des traces simples (on prend des muons qui traversent tout le détecteur et qui étant de haute énergie, ont des traces presque droites) en regardant, à chaque traversée de plan si le coup existe quelque soit son résidu et à lui associer un mot ou « flag » comme décrit figure 11.1 et qui peut prendre des valeurs comprises entre 0 et 3.

On peut alors définir :

- **L'efficacité brute**,  $\epsilon_{01}$ , qui traduit le fait qu'un fil répond ou ne répond pas. C'est le rapport nombre de coups avec un « flag » 0 ou 1 sur le nombre de plans traversés par la trace.
- **L'efficacité d'association**,  $\epsilon_0$ , au sens de la reconstruction dans NOMAD qui traduit la capacité du programme de reconstruction à associer un coup qui est présent à la trace à laquelle il appartient. C'est le nombre de coups de « flag » 0 sur le nombre de coups de « flag » 0 ou 1.

### 11.2.2 Résumé des statistiques

Pour donner une idée de ce qui a motivé cette étude, est donnée dans la suite un résumé des efficacités correspondant à une période d'alignement typique (du 14 septembre 1995 au 11 octobre 1995). Cette période correspond à un total de plus de 23 millions de coups. Une telle statistique est nécessaire dans la mesure où chaque élément d'une chambre doit être examiné.

Les résultats sont les suivants :

- Efficacités brutes ( $\epsilon_{01}$ ) :
  - Pour 85 % des fils  $\epsilon_{01} > 95$  %.
  - Pour 94 % des fils  $\epsilon_{01} > 90$  %.
- Efficacités d'association ( $\epsilon_0$ ) :
  - Pour 44 % des fils  $\epsilon_0 > 95$  %.
  - Pour 70 % des fils  $\epsilon_0 > 90$  %.
- Fils morts : 2 %.

Ces chiffres signifient que l'on sur-estime la résolution des fils (auxquels on associe une efficacité de 98 %). Il s'agit alors de comprendre l'origine de ce phénomène c'est-à-dire quels faits n'ont pas été pris en compte au niveau de l'alignement et de la reconstruction. Les efficacités brutes ne sont pas à la hauteur des mesures sur prototype. Les causes sont de différents ordres : matériel ou défauts de l'alignement.

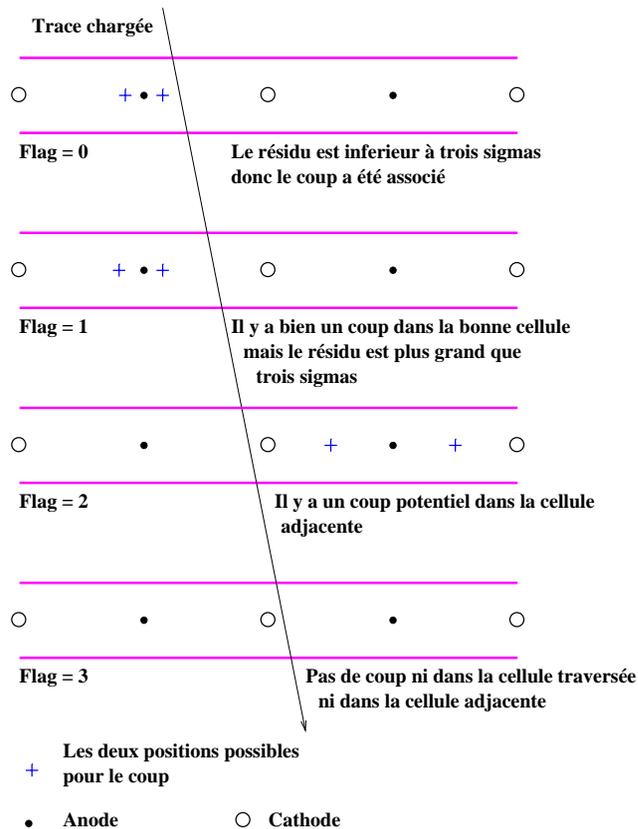


FIG. 11.1 – Définition des « flags » associés à chaque coup. On appelle  $R$  le résidu d'un coup (différence entre la position mesurée et la position vraie), et  $d$  la distance dans la cellule du coup au fil de lecture qui est au centre de la cellule,  $d$  varie entre  $\approx 3,2$  cm et  $3,2$  cm. Pour chaque coup, deux positions sont possibles à cause de l'ambiguïté haut-bas selon  $y$ .

## 11.3 Inefficacités des chambres : causes

### 11.3.1 Défauts de câblage locaux

Lesquels ?

Nous avons trouvé deux types de connections défectueuses. Une première concerne les connecteurs qui regroupent les fils de lecture en sortie par lots de 16 fils.

Soit un connecteur qui comporte 16 fiches numérotées  $f_1, f_2, \dots, f_{15}, f_{16}$ . En cas de bon branchement on lit sur la voie  $f_i$  l'information qui vient du fil  $i$ . Si le connecteur est décalé d'une fiche alors on lit sur la voie  $f_i$  l'information qui vient du fil  $i + 1$ . Au niveau des soudures des fils sur les connections, il peut aussi y avoir des inversions entre deux fils et l'effet est le même: on ne lit pas l'information relative au bon fil.

## Leurs effets

La moitié des coups sur ce genre de fils va être de type 2 (attribuée à la demie cellule adjacente) comme on le comprend sur la figure 11.2 à gauche tandis que l'autre moitié va être de type 3, ainsi que cela est représenté sur la figure 11.2 à droite.

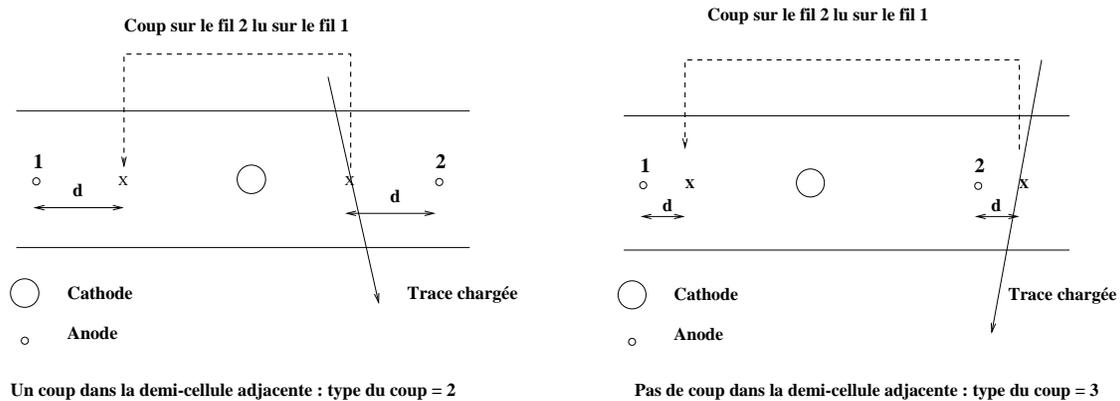


FIG. 11.2 – *Effet des défauts de connection sur le type des coups et donc sur les efficacités des fils incriminés. Lorsque la trace passe entre les deux fils, cela donne un coup de type 2 (à gauche) lorsque la trace passe de l'autre côté, cela donne un coup de type 3 (à droite).*

Sur les histogrammes de la figure 11.3 on constate que des groupes de 16 fils (connecteurs décalés) ou de deux fils voisins (soudures inversées) apparaissent à la fois sur l'histogramme qui donne le nombre de coups de types 3 par fil et par plan (nombre proportionnel à la taille du parallépipède) et sur celui qui donne le nombre de coups de type 2 par fil et par plan.

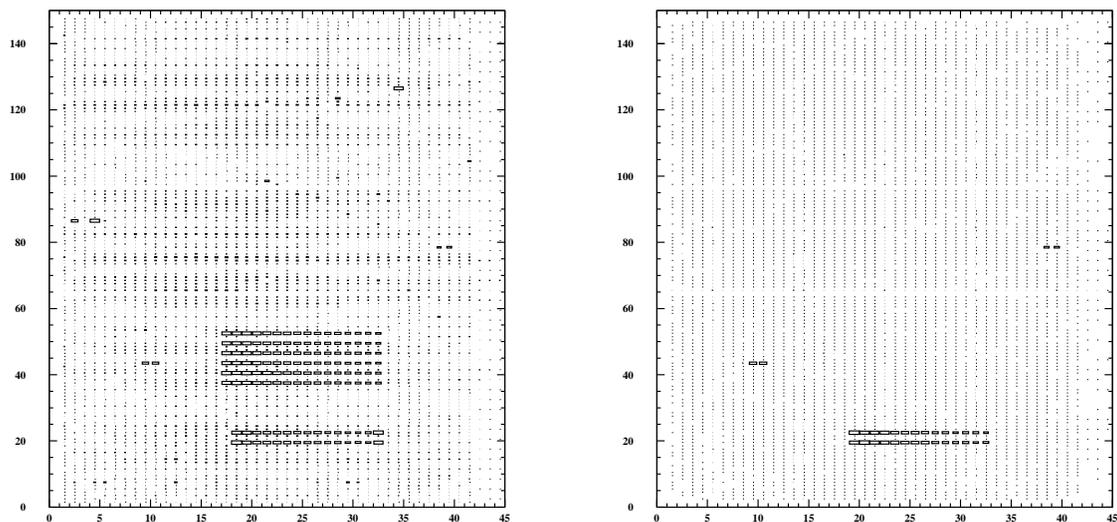


FIG. 11.3 – *En ordonnée de ces deux histogrammes le numéro du plan, en abscisse le numéro du fil. La taille des « boîtes » est proportionnelle au nombre de coups de type 3 (à gauche) ou de type 2 (à droite) comptés par tel ou tel fil pendant la période prise comme exemple. On remarque bien les fils victimes d'un défaut de connection dans la mesure où la moitié de la statistique sur ces fils est de type 2 l'autre moitié de type 3. On voit aussi les 96 fils correspondant au module TDC dont le digit de poids fort en temps est toujours à zéro.*

Sur ces mêmes histogrammes on remarque aussi un groupe de 6 fois 16 fils qui ne donnent que des coups de type 3. Cela vient du fait que ces 96 fils sont reliés au même module TDC

défectueux. Nous avons utilisé pour cette étude les muons hors temps. Il se trouve que le module TDC incriminé ne prend pas en compte l'information qui concerne les 16 dernières microsecondes de la fenêtre. Tous les muons dont le temps de passage correspond à ce temps ne sont pas vus sur ces 96 fils.

Enfin, une bonne manière de confirmer que ces pertes d'efficacité sont dues à des inversions est de vérifier que, comme cela est illustré sur la figure 11.4 (a), les résidus des coups de type 2 induits par ce genre de problème sont une fonction linéaire particulière de la distance dans la cellule de dérive du coup vrai : résidu ( $cm$ ) =  $6,4 (cm) - 2 \times d (cm)$ .

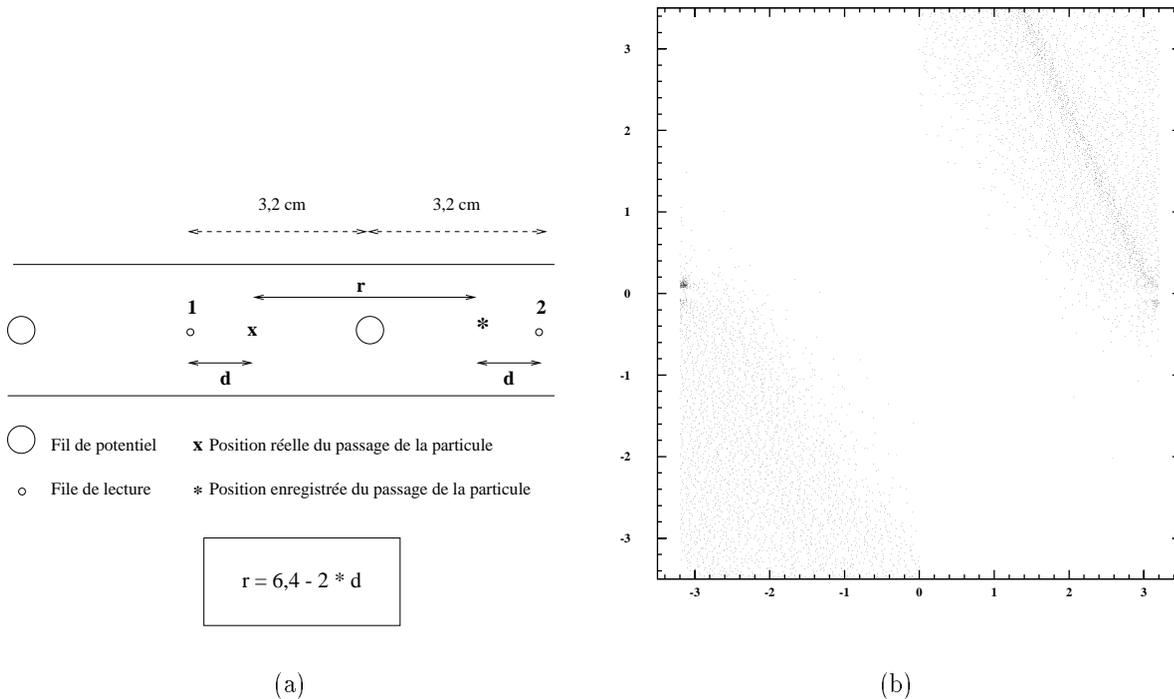


FIG. 11.4 – Sur l’histogramme (b) fait à partir des coups de type 2 de la période prise comme exemple, les résidus sont portés en ordonnée et la distance dans la cellule de dérive en abscisse. Les coups de type 2 issus d’un défaut de câblage, se regroupent dans le diagramme résidu en fonction de la distance dans la cellule sur une droite de pente -2 et d’ordonnée à l’origine 6,4.

### Correction

Ces défauts ont ceci de sympathique que comme on l’a vu, ils sont faciles à diagnostiquer et encore plus faciles à corriger : il suffit, au niveau de la base de données des coups bruts avant reconstruction de réattribuer le bon coup au bon fil. Bien-sûr, tout ne peut être rattrapé aussi aisément : si les fils inversés ne sont pas voisins, ils ne donneront que des coups de type 3 et seront considérés comme morts. Cependant, une étude plus poussée au niveau des fils dits morts peut permettre de récupérer des coups de ce type dans la mesure où ils existent mais ne sont simplement pas lus. D’autre part, dans un décalage de connecteur, il y a forcément un fil qui n’est pas connecté du tout.

### 11.3.2 Défauts locaux du détecteur

Les défauts locaux du détecteur affectent essentiellement le champ électrique dans certaines cellules de dérive et provoquent des pertes d'efficacité dans certaines zones de ces cellules. Deux types « d'incidents » peuvent perturber les lignes de dérive : lorsque les fils de potentiel ne sont pas mis sous tension et lorsque les lés de cathode sont mal positionnés.

#### Fil de potentiel déconnecté

Pour des raisons mal définies certains plans débitent du courant lorsque les fils de potentiel sont mis sous tension. Pour ces plans particuliers, on a mis les fils de potentiel flottants. Par construction, tout les fils de potentiel sont branchés sur un même bus pour un plan donné, ce qui fait que ce défaut affecte un plan entier. Sur les figures 11.5 (a) et 11.5 (b) sont représentés les lignes de dérive des électrons induits par le passage d'une particule chargée respectivement normale au plan et inclinée dans le cas où le fil de potentiel est flottant. On voit que cela induit une perte d'efficacité en bout de cellule de dérive. Les mesures effectuées sur un de ces plans montrent (voir histogramme 11.5 (c)) que sur les derniers 4 mm de la cellule de dérive près du fil de potentiel, l'efficacité tombe à 5 %.

#### Lé d'anode décalé

Sur chaque paroi des plans de dérive, sont collés 5 lés de bandes de cathodes juxtaposés. Lorsque les 5 lés d'une paroi sont exactement en face de ceux de l'autre paroi, les lignes de dérive sont normales telles que sur les figures 10.10 (a) et 10.10 (b). Par construction, il est impossible de positionner ces lés avec une précision infinie, et il arrive que le décalage relatif de deux lés en regard atteignent des valeurs comprises entre 500  $\mu m$  et 1 mm. Alors les lignes de champs façonnées par les bandes de cathodes sont déformées et cela induit une perte d'efficacité en bout de cellule comme on le voit sur les figure 11.6 (a) et 11.6 (b).

Contrairement aux fils de potentiels flottant, cela n'affecte pas tout le plan de la même façon et on constate des comportements différents de l'efficacité en fonction du lé, comme on le voit sur la figure 11.6 (c).

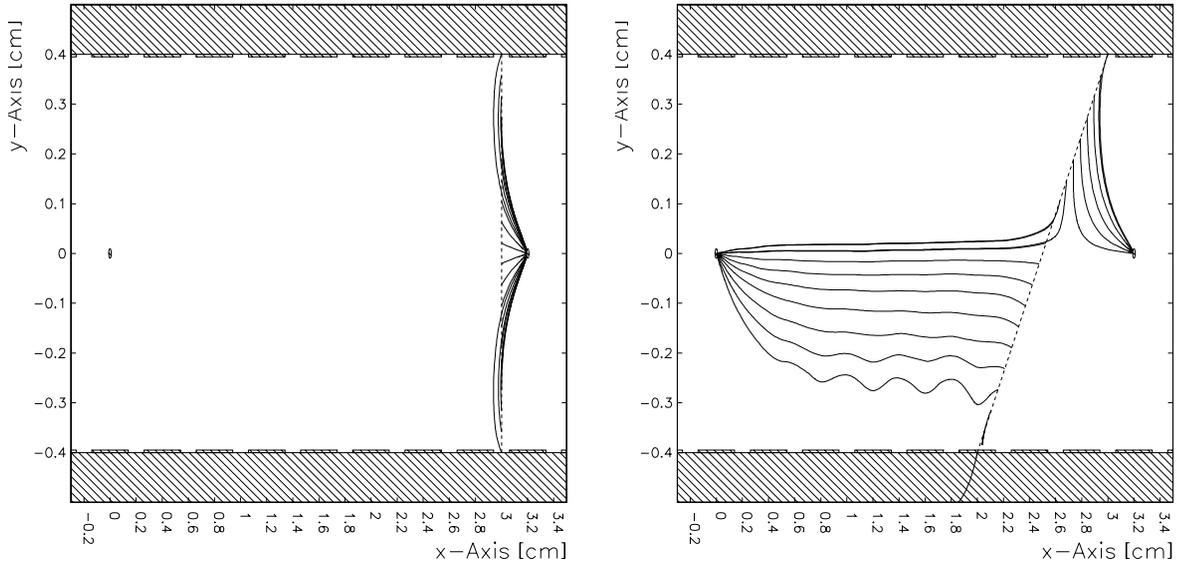
## 11.4 Étude de l'alignement

### 11.4.1 Introduction

Il s'agit de mieux prendre en compte les spécificités locales du détecteur et donc de faire une procédure d'alignement plus fine.

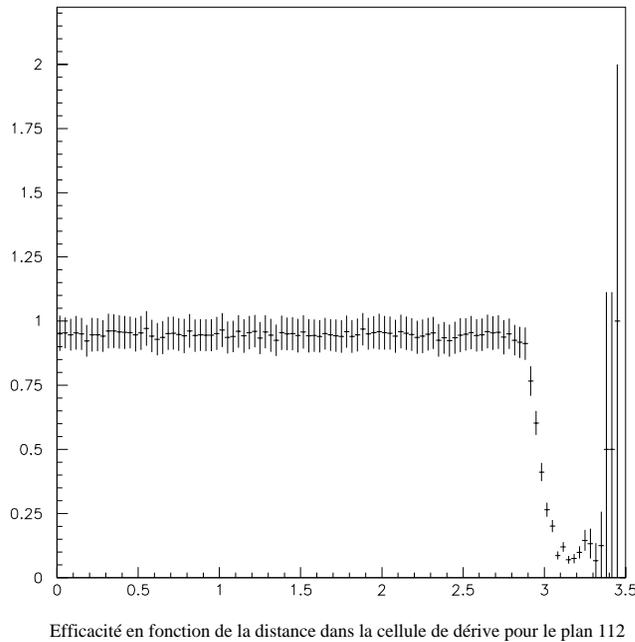
La procédure d'alignement est fondée sur le critère de la largeur de la distribution des résidus pour affiner par calcul itératif la connaissance des points suivants :

- un temps caractéristique pour chaque fil, appelé le  $t_0$  du fil,
- les positions des cinq points de colle pour chaque fil, appelés  $uglue_1 \dots uglue_5$ ,
- une relation temps-distance pour chaque plan,
- enfin, pour chaque plan, une correction à la vitesse de dérive en huit intervalles de distance dans la cellule de 4 mm chacun, pour tenir compte des effets de bords de cellule et d'avalanche.



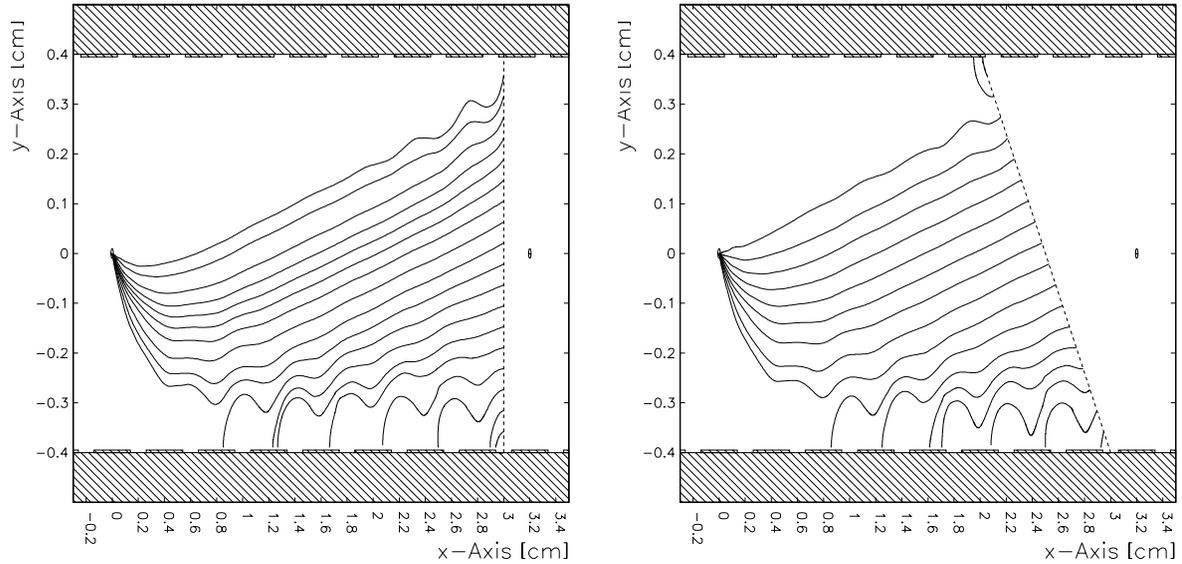
(a) Lignes de dérive des électrons induits par le passage d'une particule normale au plan de dérive lorsque les fils de potentiel sont déconnectés.

(b) Lignes de dérive des électrons induits par le passage d'une particule à angle par rapport au plan de dérive lorsque les fils de potentiel sont déconnectés.



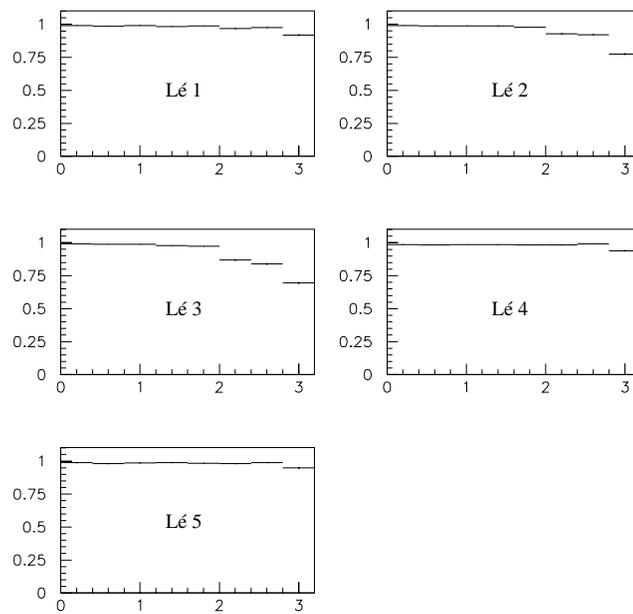
(c) Efficacité en fonction de la distance de dérive (en *cm*) pour le plan 112 dont les fils de potentiel sont déconnectés.

FIG. 11.5 – Sur les figures (a) et (b) sont simulées les lignes de dérive des électrons dans une demi-cellule induits par le passage d'une particule chargée, normale et à angle, dans un plan dont les cathodes sont flottantes. L'anode est à gauche des dessins, la cathode, flottante, à droite. L'histogramme (c) montre l'effet sur l'efficacité du plan.



(a) Lignes de dérive des électrons induits par le passage d'une particule normale au plan de dérive lorsque les bandes de cathodes sont décalées d'1 mm.

(b) Lignes de dérive des électrons induits par le passage d'une particule à angle par rapport au plan de dérive lorsque les bandes de cathodes sont décalées d'1 mm.



Efficacité en fonction de la distance de dérive pour chaque lé du plan 114

(c) Efficacité brute en fonction de la distance dans la cellule de dérive pour chaque lé du plan 114 dont deux lés sont décalés.

FIG. 11.6 – Dérives simulées des électrons induits par le passage d'une particule chargée dans des demi-cellules lorsque le lé correspondant est décalé d'un millimètre (figures (a) et (b)). Les effets de ce décalage sur l'efficacité des fils (effets mesurés) sont visibles sur la figure (c).

Parfois, parce que des caractéristiques très locales du détecteur n'ont pas été prises en compte, la procédure ne converge pas assez bien et, comme cela va être expliqué par la suite, un moyen efficace de déceler ce problème est d'étudier l'histogramme qui donne les résidus en fonction de la distance de dérive.

Avant de cataloguer les différents effets de paramètres mal estimés, rappelons comment s'exprime le résidu d'un coup et la distance de dérive. Nous appelons :

- $R$ , le résidu d'un coup,
- $E$ , la position vraie ou extrapolée du coup,
- $M$ , la position mesurée du coup,
- $u_0$ , la coordonnée du fil touché dans le repère du plan de fil ( $u$  est la coordonnée générale, elle peut être respectivement ce qu'on appelle  $u$  pour les plans de fils inclinés à  $-5^\circ$ ,  $y$  pour les plans à  $0^\circ$  ou  $v$  pour les plans à  $+5^\circ$ ),
- $d$ , la distance du coup au fil touché,
- $v$ , la vitesse de dérive,
- $t$ , le temps absolu du coup,
- $t_0$ , le temps propre du fil.

On a alors :

$$\begin{aligned} R &= M \Leftrightarrow E \\ M &= u_0 + d \\ d &= v \times (t \Leftrightarrow t_0) \end{aligned}$$

$$R = u_0 + v \times (t \Leftrightarrow t_0) \Leftrightarrow E \quad (11.1)$$

### 11.4.2 Un cas à part : les points de colle

Certains résidus parfaitement aberrants (plusieurs dizaines de centimètres) nous ont amenés à vérifier les positions des fils. Nous nous sommes aperçus que certains points de colle (qui déterminent la position des fils en définissant quatre tronçons de droite) étaient trouvés par l'alignement suffisamment loin pour être en dehors du détecteur. Le problème venait de la faible statistique dont disposait l'alignement dans une zone du détecteur, dans la mesure où les muons utilisés alors pour l'alignement provenaient d'un faisceau en biais par rapport à la face d'entrée du détecteur.

Cela nous a conduit à utiliser les muons hors temps, qui accompagnent le faisceau et ont le double avantage d'arroser toute la surface du détecteur de la même façon que le faisceau de neutrinos et de comporter aussi bien des muons qui traversent le détecteur normalement que des cosmiques à grand angle.

### 11.4.3 Distorsions de $R$ en fonction de $d$

En ce qui concerne les autres paramètres ( $t_0$  des fils, relations temps-distance, corrections à la vitesse de dérive), il s'agit d'abord de localiser sur quel fil ou dans quel plan la procédure d'alignement ne converge pas bien et les estime mal. Pour cela, on utilise la relation 11.1. Je vais en effet montrer qu'une mauvaise estimation des paramètres sus-cités est visible sur l'histogramme qui donne les résidus en fonction de la distance de dérive.

### Cas idéal

Dans le cas idéal où les lignes de champs sont telles que prévues et où l'alignement résulte bien en les paramètres vrais de la cellule, les résidus sont petits et indépendants de la distance dans la cellule de dérive comme on peut le représenter sur le schéma 11.7. L'aspect de ce diagramme joue le rôle de diagnostic. Toute déviation à l'aspect ci-contre signe un des problèmes qui vont maintenant être décrits.

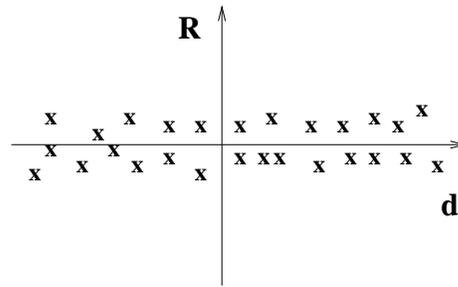


FIG. 11.7 – Aspect normal du diagramme résidu  $R$  en fonction de la distance  $d$  dans la cellule de dérive.

### Position des fils de lecture dans la cellule

Parfois, la procédure d'alignement aboutit à un résultat légèrement faux quant à la position vraie du fil de lecture au milieu de la cellule de dérive. On voit alors, d'après l'équation 11.1 que si  $u_0$  est décalé de  $du$  les résidus subissent une translation globale de  $du$  et l'histogramme qui donne les résidus en fonction de la distance dans la cellule de dérive est déformé comme représenté schématiquement sur la figure 11.8.

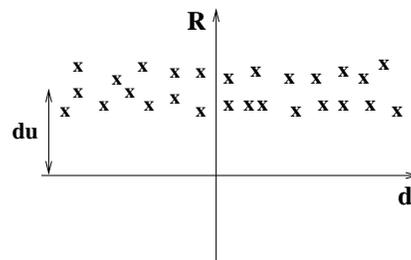


FIG. 11.8 – Effet d'un décalage de  $u_0$ , la position du fil de lecture au milieu de la cellule de dérive, sur le diagramme résidu  $R$  en fonction de la distance  $d$ .

### Temps propre des fils

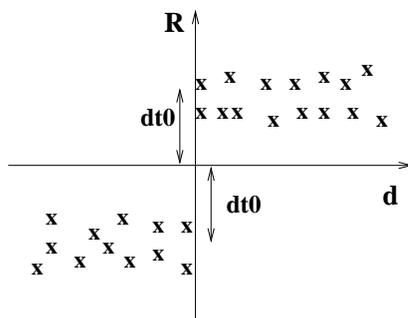


FIG. 11.9 – Effet d'un décalage de  $t_0$ , le temps propre du fil de lecture, sur le diagramme résidu  $R$  en fonction de la distance  $d$ .

Comme on peut le voir d'après l'équation 11.1, un décalage de  $t_0$  d'un fil entraîne une translation des résidus en fonction de leur signe. En effet, pour tenir compte de l'indication à gauche ou à droite du fil, on peut considérer que la vitesse de dérive est signée. On obtient alors une distorsion telle que celle schématisée sur la figure 11.9.

### Correction à la vitesse de dérive

La vitesse de dérive réelle des électrons n'est pas constante dans toute la cellule de dérive à cause de la présence des fils de potentiel et de lecture. Pour contrecarrer cet effet, la procédure d'alignement détermine une correction à la vitesse en fonction de la distance  $d$ , par intervalles de  $4\text{ mm}$ , et ce pour chaque plan. Lorsque l'alignement ne converge pas assez, la distorsion induite est l'apparition d'une pente comme cela est schématisé sur la figure 11.10.

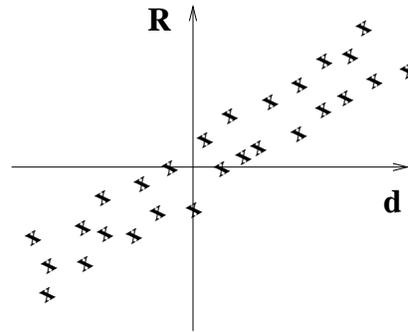


FIG. 11.10 – Effet d'un décalage de  $v$ , la vitesse de dérive, sur le diagramme résidu  $R$  en fonction de la distance  $d$ .

#### 11.4.4 Que faire ?

Dans la réalité, tous ces défauts peuvent apparaître en même temps, comme on le voit sur l'histogramme 11.11 qui représente les résidus des coups en fonction de la distance dans la cellule de dérive pour les cellules correspondant au premier lé de cathodes du plan 114, toujours pour la même période d'exemple. On y voit des décalages caractéristiques de mauvais  $t_0$ , ainsi que des pentes qui apparaissent différemment selon la distance  $d$ , eu égard aux intervalles de distance sur lesquels les corrections à  $v$  sont appliquées.

Toutes ces distorsions aboutissent au même effet que les distributions des résidus s'élargissent et que, si l'efficacité brute n'est pas remise en cause, l'efficacité d'association se détériore, comme on peut le voir sur le diagramme 11.12.

Le problème de la convergence de la vitesse de dérive est un cas à part. En effet, rappelons que la procédure d'alignement n'ajuste qu'une correction par plan. Or, comme on le constate facilement sur la figure 11.12, les comportements des lés d'un même plan peuvent être très différents et un mauvais lé (décalé) d'un plan, par l'intermédiaire de l'ajustement unique pour tous les lés peut détériorer la vitesse de dérive dans les autres lés. Nous avons donc préconisé d'ajuster non pas une correction à la vitesse de dérive par plan mais par lé.

Afin d'agir sur les paramètres précis que l'alignement a mal déterminés, nous avons mis au point un programme de diagnostic qui s'appuie sur les efficacités et les histogrammes  $R$  versus  $d$ . Les propriétés de chaque fil sont déterminées et des alarmes, classées par ordre d'importance sont déclenchées en cas d'insuffisance de tel ou tel fil, le fil est alors retiré du lot (on ne vérifiera pas qu'il peut déclencher d'autres alarmes).

- La statistique sur le fil examiné doit être supérieure à 50 coups. Si elle est nulle, le fil est déclaré mort, si elle est non nulle et inférieure à 50 coups, un message d'alerte demande à ce que le fil soit examiné.
- Si le nombre de coups de type 2 est supérieur à 10 % du nombre total de coups sur le fil (tous types de coups confondus), le fil est peut-être victime d'une erreur de cablage.
- L'efficacité brute du fil doit être supérieure à 90 %.

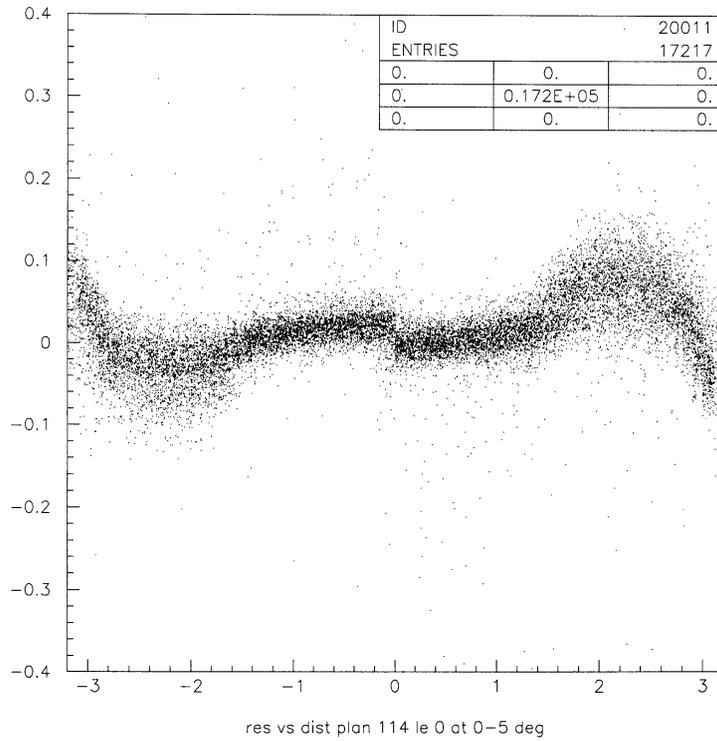


FIG. 11.11 – Histogramme donnant en ordonnée les résidus des coups en fonction de la distance dans la cellule de dérive (en abscisse) pour le premier lé du plan 114. On remarque vers le centre de la cellule un décalage dû au  $t_0$  des fils de lecture et vers les bords de la cellule une distorsion due à une mauvaise correction de la vitesse de dérive.

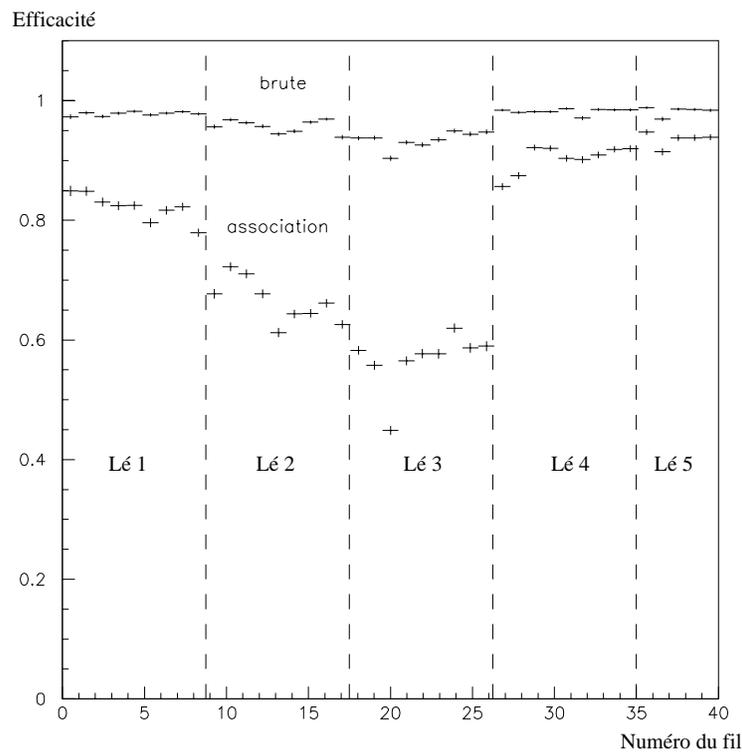


FIG. 11.12 – Pour un plan donné, le plan 114, efficacités brute et d'association en fonction du numéro du fil. On distingue parfaitement le rôle des différents lés dans l'efficacité d'association.

- La statistique des coups correspondant à des traces à petit angle (inférieur à  $5^\circ$ ) doit être suffisante (supérieure à 50) dans la mesure où c'est le lot pour lequel la relation temps-distance est la mieux définie, les défauts de ce lot sont alors plus facilement identifiables.
- Si un fil passe tous les tests précédents, on analyse alors les résidus de coups. En premier lieu, on regarde la valeur moyenne des résidus. Si cette valeur est plus grande en valeur absolue que  $100\ \mu\text{m}$ , cela peut signifier une translation globale des résidus, donc un décalage du  $u_0$  du fil (voir le paragraphe 11.4.3).
- Si la largeur de la distribution des résidus (sur laquelle on a ajusté une gaussienne) dépasse  $300\ \mu\text{m}$ , cela peut venir d'une mauvaise vitesse de dérive. On peut en avoir l'intuition en imaginant la projection du diagramme 11.10 sur l'axe des résidus.
- Toutes les vérifications précédentes étaient menées sur les coups de type 1 ou 0, autrement dit avec des acceptances larges sur les résidus. À ce niveau, on exige que les fils aient une efficacité d'association supérieure à 90 %.
- Un des derniers points à étudier est le décalage en  $t_0$  du fil. Pour cela on n'utilise que les coups qui sont à une distance du fil de lecture inférieure à  $4\ \text{mm}$ , car, comme on peut le constater sur la figure 11.11, c'est dans ces distances que le décalage en  $t_0$  est le plus visible. Au delà, l'effet est lavé par les autres phénomènes. On vérifie donc qu'il y a assez de coups dans les  $8\ \text{mm}$  autour du fil de lecture, le minimum accepté étant de 10 coups.
- On calcule alors le décalage en  $t_0$  en déterminant la valeur moyenne des résidus pour les distances négatives supérieures à  $\Leftrightarrow 4\ \text{mm}$  et la même quantité pour les distances positives inférieures à  $4\ \text{mm}$ . Le décalage en  $t_0$ , comme on peut l'imaginer à partir du diagramme 11.9, vaut la demi-somme de ces deux quantités.
- Une dernière vérification fine consiste à calculer l'asymétrie de population entre les coups à résidus positifs et les coups à résidus négatifs. Une asymétrie supérieure à 10 % peut signifier un décalage en  $u_0$ .

## 11.5 Études annexes

### 11.5.1 Résolution en fonction de l'angle

Dans la simulation, la résolution des chambres à dérive dépend de l'angle de la trace et de la distance  $d$  dans la cellule de dérive, uniquement pour des angles inférieurs à  $45^\circ$ . Profitant de la grande statistique de traces à grands angles fournie par les muons hors temps qui comportent des cosmiques, nous avons calculé les résolutions pour des intervalles de distance de  $4\ \text{mm}$  et des intervalles d'angles de  $5^\circ$  ou  $10^\circ$  (pour les angles supérieurs à  $10^\circ$  à cause de la statistique plus faible), jusqu'à  $70^\circ$ . Il suffit d'ajuster une gaussienne sur la distribution des résidus des coups de type 0 ou 1 et qui correspondent à tel intervalle de distance et à tel intervalle d'angle. La résolution est donnée par la largeur à mi-hauteur. Pour faire cette mesure nous nous sommes limités aux coups dont les résidus étaient inférieurs à  $4\ \text{mm}$ , le résultat est résumé sur la figure 11.13.

### 11.5.2 Position des points denses

Ce sont des endroits où il n'y a pas de mesure, donc des endroits à grande inefficacité. Ils sont de deux types, les barrettes et les entretoises :

- les barrettes sont au nombre de trois par plan et positionnées le long de l'axe vertical ( $y$  dans le repère du détecteur) à environ  $x = \Leftrightarrow 75\ \text{cm}$ ,  $x = 0\ \text{cm}$  et  $x = 75\ \text{cm}$ . Elles servent de supports aux fils sur lesquels ils sont collés.

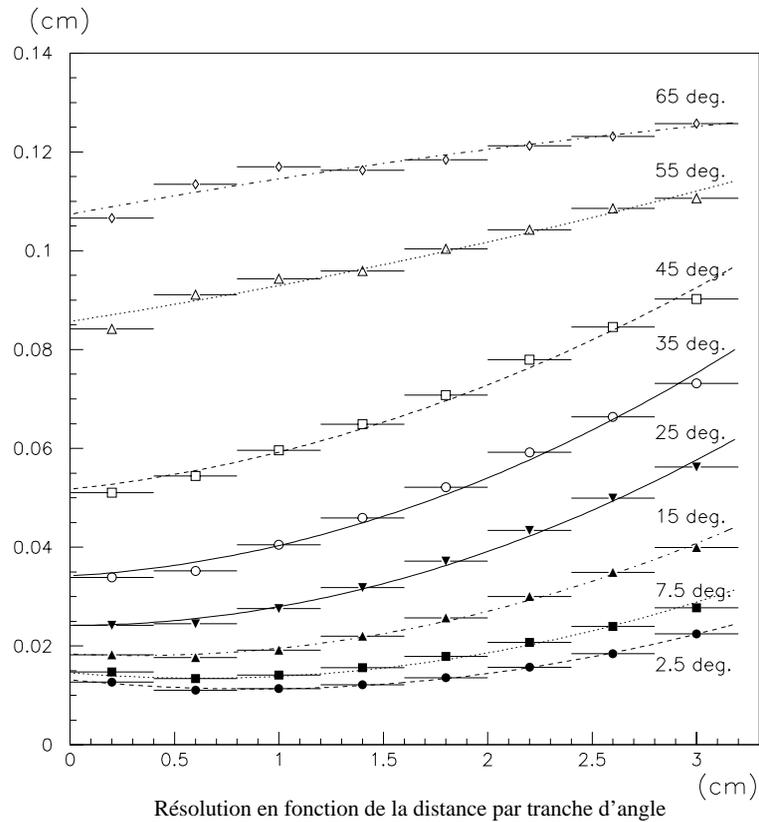


FIG. 11.13 – *Résolution des chambres en fonction de la distance dans la cellule pour des domaines d'angles de traces de  $5^\circ$  (ou  $10^\circ$ ) de large dont la valeur centrale est indiquée sur le diagramme.*

- Les neuf entretoises sont des petits supports cylindriques qui servent à maintenir un écart constant entre les plans qui pourraient fléchir mécaniquement à cause de leur grande surface.

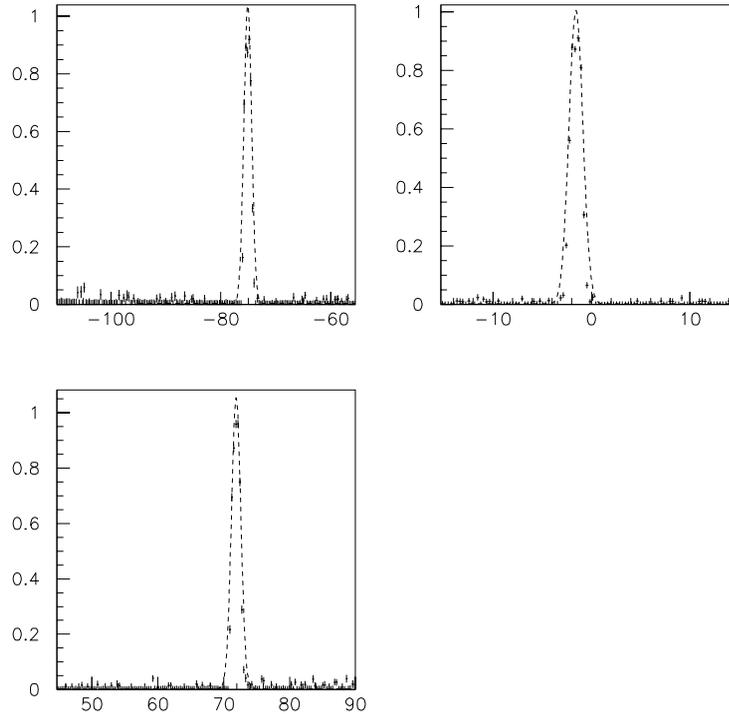
Au travers des entretoises passent de longues tiges métalliques, elles ont donc toutes, d'un plan à l'autre, les mêmes coordonnées  $x$  et  $y$ . En revanche, pour éviter de perdre des traces de particules qui les traverseraient toutes et dont on perdrait tous les coups, les barrettes sont légèrement décalées les unes par rapport aux autres. Dans la simulation, elles sont placées aux coordonnées théoriques et font  $5\text{ mm}$  de large :

- pour les plans de type  $u$ , les positions de la ligne médiane des barrettes sont  $x = \Leftrightarrow 74,157\text{ cm}$ ,  $x = \Leftrightarrow 0,725\text{ cm}$  et  $x = 72,707\text{ cm}$ ,
- pour les plans de type  $y$  ces positions sont  $x = \Leftrightarrow 68,257\text{ cm}$ ,  $x = 5,175\text{ cm}$  et  $x = 78,607\text{ cm}$ ,
- enfin, pour les plans de type  $v$ , elles valent  $x = \Leftrightarrow 78,607\text{ cm}$ ,  $x = \Leftrightarrow 5,175\text{ cm}$  et  $x = 68,257\text{ cm}$ .

Afin de pouvoir excuser les coups comme expliqué dans l'introduction, nous avons profité de la grande statistique fournie par les muons hors temps et de l'opportunité de l'étude sur les efficacités pour implémenter dans le programme de diagnostic une mesure de l'inefficacité de chaque plan dans des fenêtres en  $x$  autour des positions des barrettes. Ensuite, une gaussienne

ajustée sur les inefficacités permet d'obtenir une valeur moyenne (position de la ligne médiane de la barrette en  $x$ ) et une largeur, comme cela est présenté sur les histogrammes 11.14 en prenant pour exemple le premier plan de mesure des chambres à dérive. Les chiffres qu'il nous reste à introduire dans la base de données afin de pouvoir excuser les coups correspondant à ces coordonnées sont les suivants :

$$\begin{aligned} x &= -75,028091 \pm 0,522641 \\ x &= -1,564100 \pm 0,509377 \\ x &= 71,874573 \pm 0,522552 \end{aligned}$$



Inefficacités en fonction de  $X$  pour le premier plan

FIG. 11.14 – *Inefficacités en fonction de la coordonnée  $x$  dans le plan 1 de mesure. Cela détermine la position des 3 barrettes. La position moyenne et la largeur sont données par l'ajustement d'une gaussienne.*

Nous avons tenté d'effectuer la même opération sur les entretoises. Cependant, comme les entretoises sont à deux dimensions, il faut faire des mesures non seulement sur un domaine petit en  $x$  mais aussi petit en  $y$ . Les statistiques accumulées pendant certaines périodes d'alignement ne sont malheureusement pas suffisantes.

## 11.6 Conclusion

Les diagnostics fournis par le travail qui vient d'être présenté n'ont, à l'heure actuelle pas tous été pris en compte. Les problèmes de connections sont dans la base de données qui décrit les chambres à dérive, et les problèmes de points de colle ont été résolus grâce à l'utilisation des muons hors temps. Le programme de diagnostic permet aussi d'insister sur l'alignement (faire plus d'itérations) le cas échéant. En revanche, pour pouvoir compléter un alignement avec un fichier de données par lé et non plus par plan, il faut une statistique considérable qui n'est pas

disponible pour toutes les périodes d'alignement.

Les améliorations sont notables, par exemple, sur la période d'alignement qui correspond à toute la prise de données en 1996.

Les résultats pour l'ancien alignement sont les suivants :

- Efficacités brutes ( $\epsilon_{01}$ ) :
  - Pour 92 % des fils  $\epsilon_{01} > 95$  %.
  - Pour 96 % des fils  $\epsilon_{01} > 90$  %.
- Efficacités d'association ( $\epsilon_0$ ) :
  - Pour 87 % des fils  $\epsilon_0 > 95$  %.
  - Pour 94 % des fils  $\epsilon_0 > 90$  %.
- Fils morts : 0,8 %.

Avec la nouvelle version les chiffres deviennent :

- Efficacités brutes ( $\epsilon_{01}$ ) :
  - Pour 88 % des fils  $\epsilon_{01} > 95$  %.
  - Pour 93,5 % des fils  $\epsilon_{01} > 90$  %.
- Efficacités d'association ( $\epsilon_0$ ) :
  - Pour 95 % des fils  $\epsilon_0 > 95$  %.
  - Pour 96 % des fils  $\epsilon_0 > 90$  %.
- Fils morts : 2,4 %.

Les efficacités brutes sont moins bonnes en raison de la statistique deux fois moins élevée en nombre de coups utilisés pour l'alignement qui fait que certains fils du bord ne sont pas assez souvent sollicités (16 777 216 coups ont été utilisés pour l'ancien alignement, seulement 8 384 964 pour produire le fichier dont sont issus les nouveaux chiffres). La comparaison entre les deux alignements n'est pas évidente dans la mesure où deux ensembles différents d'événements ont été utilisés. En revanche, les efficacités d'association, indice fiable d'un bon alignement, sont nettement supérieures.

# Chapitre 12

## Prise en compte de l'information temporelle dans la reconstruction

### 12.1 Introduction

NOMAD s'appuie sur la valeur de l'impulsion transverse manquante (notée  $P_t^m$ ) pour reconnaître une interaction éventuelle de  $\nu_\tau$  par courant chargé. On procède comme suit : le vertex dit « primaire » est le vertex d'interaction d'un neutrino dans les chambres à dérive de NOMAD. L'impulsion totale au primaire est la somme des impulsions des traces tant chargées que neutres qui en partent (les traces neutres sont des traces fictives, *i.e.* non formées à partir de coups, qui joignent un amas calorimétrique déposée par une particule neutre au vertex primaire ou bien un vertex de désintégration de particule neutre au vertex primaire). Alors,  $P_t^m$  vaut l'opposé de la composante dans le plan transverse au faisceau de neutrinos de l'impulsion totale. Mesurer  $P_t^m$  implique donc une excellente reconstruction et identification des traces chargées.

On a constaté, en comparant  $P_t^m$  simulé et reconstruit à partir des mêmes événements simulés, qu'il y a un excès de  $P_t^m$  après reconstruction. Cet excès est dû non seulement aux traces non reconstruites (particules neutres qui échappent à la détection, particules chargées dont les traces sont difficiles à reconstruire), au double comptage de certaines particules mais aussi aux traces « orphelines ». Une trace a un vertex de début (ou vertex parent) dont elle est dite trace « fille », et un vertex de fin dont elle est dite trace « mère » ou parente. À partir du vertex primaire on peut établir une sorte d'arbre généalogique. On appelle alors « orpheline » (ou « hanger » en anglais) une trace isolée, qui n'a pas de sœur et dont le vertex de début n'a pas de mère (et n'est pas le vertex primaire). Les traces orphelines peuvent être par exemple une trace de proton venant de l'interaction d'un neutron issu du vertex primaire avec la matière des chambres, auquel cas compter cet invisible neutron dans le calcul de  $P_t^m$  est justifié. Mais les orphelines peuvent être aussi ce qu'on appelle des fausses traces. Ce sont des traces reconstruites à partir des coups laissés par plusieurs autres traces. Dans ce cas, non seulement cette trace détériore  $P_t^m$ , mais en plus, sa reconstruction peut altérer celle des traces à qui elle a « volé » des coups.

Nous avons cherché un moyen de caractériser la qualité d'une trace (si elle est fautive, si dans le cas contraire elle a bien été identifiée, si elle est reconstruite correctement). Pour reconstruire une trace, on ajuste sur les coups une hélice à cinq paramètres et un temps, dit  $t_0$  de la trace, qui est le temps du premier coup de la trace. Pour fabriquer un vertex, la reconstruction standard ne prend en compte que l'information spatiale et pas l'information temporelle, alors que toutes les traces issues d'un même vertex doivent avoir le même temps. Nous avons donc décidé

d'étudier le temps comme critère de qualité de reconstruction des traces. Pour cela, il fallait un calcul du temps le plus précis possible.

Je vais d'abord présenter le travail nécessaire qu'il a fallu accomplir sur la détermination du vertex primaire en préliminaire. Ensuite, je décrirai la méthode de « mise en temps » d'un événement. Enfin, je montrerai comment le temps ainsi calculé peut être utilisé pour améliorer la qualité d'un événement reconstruit.

## 12.2 Identification du vertex primaire

Le vertex primaire a pour filles les traces les plus longues. Plus une trace a de coups, meilleure est la précision sur ses paramètres. C'est donc le vertex primaire qui doit avoir le temps le mieux déterminé et la mise en temps d'un événement doit partir de là. Or, nous avons constaté que le vertex primaire reconstruit était parfois différent du vertex primaire simulé.

Jusqu'alors, la détermination du vertex primaire, qui est la plupart du temps le plus en amont, était fondée uniquement sur la coordonnée en  $z$  des vertex parmi des candidats dont l'impulsion totale étaient, si possible, supérieure à  $100 \text{ MeV}$ . Or, par exemple, certaines traces sont reconstruites à l'envers. Des traces, comme celles de protons de recul, qui vont des grands  $z$  vers les petits  $z$  sont parfois reconstruites dans l'autre sens parce que la logique du programme de reconstruction prend mal en compte le fait qu'il puisse y avoir des traces allant vers l'amont. Le vertex le plus en amont est alors le vertex de fin de la trace qui recule et non plus le vertex primaire dont cette trace est issue. Sur la figure 12.1, le programme de reconstruction désigne le vertex le plus en amont comme vertex primaire, ce qui est faux.

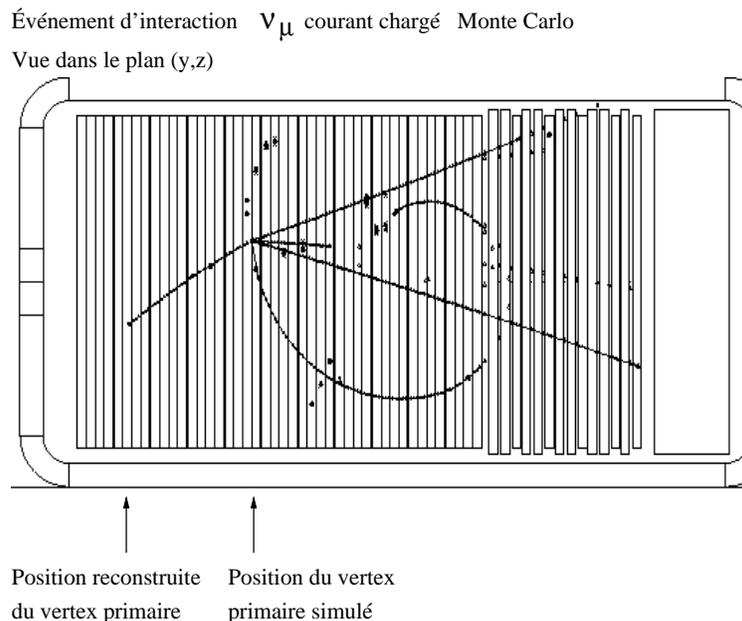


FIG. 12.1 – Événement simulé d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé. Le vertex primaire simulé a été reconstruit mais pas identifié en tant que tel : une particule issue du primaire recule vers l'amont et est reconstruite à l'envers. En vertu du critère du  $z$  le plus petit, c'est son vertex de fin simulé (ou de début reconstruit) qui est désigné comme primaire.

Nous avons donc réécrit la routine qui désigne le vertex primaire.

Cette fois-ci, il y a plus de critères pour désigner le bon vertex :

- Comme précédemment, le vertex d'interaction de neutrino est la plupart du temps celui qui est le plus en amont, on prend donc la coordonnée  $z$  du vertex,  $z_v$ , comme critère.
- L'interaction du neutrino a lieu avant toute propagation de traces, donc le vertex primaire doit être le vertex qui a le temps  $t_v$  le plus petit.
- C'est aussi le vertex le mieux reconstruit, celui pour lequel le temps est le mieux connu, on prend donc en compte l'erreur sur le temps,  $\sigma_{t_v}$  qui doit être la plus faible.
- À ce vertex se disperse toute l'énergie du neutrino, il doit donc être tel que la somme des impulsions des traces qui en partent,  $p_v$ , est la plus grande.
- De la même façon, de ce vertex doit partir la trace qui a la plus grande impulsion parmi toutes les traces de l'événement.
- C'est aussi souvent un vertex à haute multiplicité, c'est à dire que beaucoup de traces chargées en partent.

L'algorithme consiste à privilégier le vertex le plus en amont s'il est en accord en temps avec le temps de l'événement (qui est donné de façon peu précise par le déclenchement), si globalement l'impulsion du vertex le long de l'axe des  $z$ ,  $p_{v,z}$ , est positive, si l'impulsion totale du vertex est supérieure à  $500 \text{ MeV}$  et enfin si au moins deux traces chargées en sortent.

Si cette stratégie ne fonctionne pas, alors on classe les vertex en fonction des critères catalogués plus haut et à chaque classement on attribue une médaille au vertex qui a respectivement : le plus petit  $z_v$ , le plus lointain  $t_v$ , le plus petit  $\sigma_{t_v}$ , la plus grande  $p_v$ , pour fille la trace de plus grande impulsion et la plus grande multiplicité. Le vainqueur est le vertex qui remporte le plus grand nombre de médailles. S'il y a plusieurs vainqueurs, on impose des conditions sur certains des critères précédents comme l'impulsion totale. Si rien ne fonctionne, le vertex qui a le plus petit  $z_v$  l'emporte.

Cet algorithme a été écrit parce que nous avons découvert dans un fichier test d'événements d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé les erreurs sur le vertex présentées ci-dessus. Les améliorations apportées par ce nouveau programme qui se substitue à l'ancien (contrairement aux autres parties de programmes que nous avons développées, qui viennent s'y ajouter), vont de pair avec toutes les modifications de la reconstruction des vertex que nous avons été amenées à faire. Néanmoins, on peut, sur un petit fichier d'étude, constater les changements que cette fonction de choix du vertex primaire apporte seule.

Dans un fichier de 1 606 événements d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé, on sélectionne 1 345 événements pour lesquels le vertex primaire simulé est dans le volume fiduciel restreint suivant :

$$|x| < 120 \text{ cm} \quad \text{et} \quad y > \Leftrightarrow 115 \text{ cm} \quad y < 125 \text{ cm}$$

Ce choix permet de ne pas prendre en compte les événements pour lesquels l'interaction a lieu près du bord du détecteur et donc pour lesquels, avec la reconstruction standard, on risque de ne pouvoir reconstruire les traces issues du vertex primaire.

Avec le nouveau programme, la distance moyenne entre le vertex primaire reconstruit et le vertex primaire simulé passe de  $3,4 \text{ cm}$  à  $1,6 \text{ cm}$ , et le nombre moyen de traces chargées au

vertex primaire passe de 4,19 à 4,20, ce changement affectant surtout les vertex qui n'avait qu'une trace chargée (98 vertex primaires) et qui passe à deux ou plus traces chargées filles (5 d'entre eux). En particulier, si l'on ne considère que les vertex primaires reconstruits pour lesquels la distance au vertex simulé excède 30 cm (ce qui correspond à 1 ns de décalage en temps), ils restent au nombre de 8 mais leur distance moyenne au vertex simulé passe de 137,5 cm à 77,5 cm et l'un des 4 qui n'avaient qu'une trace fille en gagne une.

Bien-sûr, cette fonction de choix du vertex primaire s'intègre dans le nouveau programme de reconstruction qui comporte d'autres changements. Le résultat de l'ensemble de ces améliorations sera chiffré en conclusion.

## 12.3 « Mise en temps » d'un événement

### 12.3.1 Temps local

La première étape consiste à calculer le temps dit *local* de chaque vertex de l'événement, comme défini par l'équation 12.1 :

$$t_{0_{local}}^j = \frac{\sum_{i=1}^{N_j} \frac{t_0^i}{\text{var}(t_0^i)}}{\sum_{i=1}^{N_j} \frac{1}{\text{var}(t_0^i)}} \quad (12.1)$$

où  $N_j$  est le nombre de traces filles chargées issues du vertex  $j$  et  $t_0^i$  le temps de la trace  $i$ , c'est-à-dire le temps au premier coup de la trace corrigé du temps de vol (calculé avec  $\beta = 95\%$ ) entre le premier coup et le vertex. Les temps sont pondérés par les variances sur les temps afin de privilégier les traces pour lesquelles le temps est le mieux connu. La variance sur  $t_{0_{local}}^j$  vaut alors (équation 12.2) :

$$\text{Var}(t_{0_{local}}^j) = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_j} \frac{1}{\text{var}(t_0^i)}} \quad (12.2)$$

Ceci étant calculé, les traces sont cataloguées. Celles qui ne respectent pas le critère donné par l'équation 12.3, qui caractérise l'accord entre le temps d'une trace  $tr$  et celui de son vertex de début  $vert$ , sont déclarées hors-jeu.

$$t_0^{tr} \Leftrightarrow t_0^{vert} < 3 \times \frac{(\text{var}(t_0^{vert}) \Leftrightarrow \text{var}(t_0^{tr}))}{\sqrt{\text{var}(t_0^{tr})}} \quad (12.3)$$

### 12.3.2 Propagation en arrière

La deuxième étape est la propagation « en arrière » de ces informations. En arrière signifie vers le vertex primaire. Ne sont utilisés, pour calculer le temps du vertex primaire, que les vertex secondaires (par opposition à primaire) reliés au vertex primaire par une chaîne de traces chargées dont aucune n'est hors-jeu ou bien les vertex que l'on appelle des  $V_0$  qui « pointent » vers le vertex primaire.

On appelle  $V_0$  un vertex secondaire qui n'a pas de trace parente et qui a pour filles deux et seulement deux traces chargées de signes opposés dont la masse invariante est compatible avec la masse d'un photon, d'un kaon neutre ou d'un lambda neutre à moins de 5 écarts standards. Un  $V_0$  « pointe » vers le primaire lorsque la somme des impulsions de ses deux filles forment le

vecteur directeur d'une droite qui passe par le  $V_0$  et par le primaire dans les barres d'erreur sur l'impulsion.

On écrit alors :

$$t_0^{prim} = \frac{\frac{t_{0_{local}}^{prim}}{\text{var}(t_{0_{local}}^{prim})} + \sum_{s=1}^S \frac{t_{0_{local}}^s - \sum_{m=1}^{M_s} \frac{l_m}{\beta_m}}{\text{var}(t_{0_{local}}^s) + \sum_{m=1}^{M_s} \frac{l_m^2}{\beta_m^2} \text{var}(\beta_m)}}{\frac{1}{\text{var}(t_{0_{local}}^{prim})} + \sum_{s=1}^S \frac{1}{\text{var}(t_{0_{local}}^s) + \sum_{m=1}^{M_s} \frac{l_m^2}{\beta_m^2} \text{var}(\beta_m)}}} \quad (12.4)$$

et la variance sur le temps du primaire est :

$$\text{Var}(t_0^{prim}) = \frac{1}{\frac{1}{\text{var}(t_{0_{local}}^{prim})} + \sum_{s=1}^S \frac{1}{\text{var}(t_{0_{local}}^s) + \sum_{m=1}^{M_s} \frac{l_m^2}{\beta_m^2} \text{var}(\beta_m)}}} \quad (12.5)$$

On utilise les temps de  $S$  vertex secondaires indicés  $s$  et ayant  $M_s$  traces filles indicées  $m$ , de longueur  $l_m$  et de vitesse relative  $\beta_m$ .

On ajoute au temps local du primaire pondéré le temps local de chaque « bon » (au sens expliqué ci-dessus) vertex secondaire allongé de la somme des temps de vol des traces de la chaîne,  $\frac{l_m}{\beta_m}$ . Pour une trace neutre, on prend par défaut le  $\beta$  d'un photon. Pour une trace chargée, on prend le  $\beta$  donné par l'identification éventuelle qui a été effectuée à la reconstruction. Lorsque l'on compare le temps obtenu par cette méthode sur des événements simulés reconstruits avec le temps donné par la simulation, on obtient un accord à  $0,4 ns$  comme le montre la figure 12.2.

### 12.3.3 Propagation en avant

La troisième étape consiste en la propagation du temps du primaire « vers l'avant », c'est-à-dire vers les vertex secondaires. Le temps obtenu à chaque vertex secondaire est appelé *global*. On le calcule comme suit :

$$t_{0_{global}}^j = t_0^{prim} + \sum_{m=1}^{M_j} \frac{l_m}{\beta_m}$$

$$\text{Var}(t_{0_{global}}^j) = \text{var}(t_0^{prim}) + \sum_{m=1}^{M_j} \frac{l_m^2}{\beta_m^2} \text{var}(\beta_m)$$

On ajoute au temps  $t_0^{prim}$  du vertex primaire calculé comme décrit précédemment les temps de vol des  $M_j$  traces « mères » du vertex secondaire, c'est-à-dire appartenant à la chaîne de traces qu'il faut parcourir pour aller du primaire au vertex secondaire considéré.

On considère alors que la première itération du processus qui nettoie un événement grâce au temps est terminée. À ce stade, l'accord en temps entre chaque trace et son vertex de début est examiné, et s'il n'est pas bon (à plus de trois sigmas comme dans l'équation 12.3) une décision, parmi celles qui vont être décrites au paragraphe suivant, est prise quant à la trace. Si la structure traces-vertex a changé au cours de cette phase, alors tout le processus est repris.

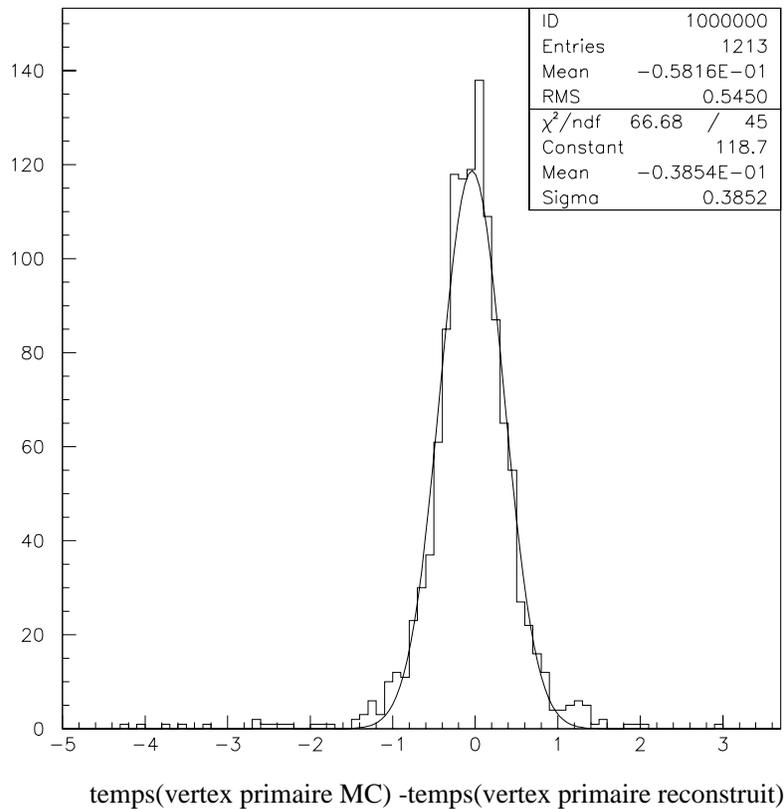


FIG. 12.2 – Différence entre le temps simulé et le temps reconstruit avec l'algorithme décrit. La résolution est de 0,4 ns.

## 12.4 Utilisation de l'information temporelle

### 12.4.1 Protons de faibles impulsions

Dans le calcul du temps du primaire interviennent les temps de vol des particules (voir équation 12.4). Au niveau de la reconstruction, les seules identifications possibles sont électron (ou positron) à l'aide de l'ensemble détecteur à pieds de gerbe, détecteur à rayonnement de transition et calorimètre électromagnétique, muon (ou anti-muon) à l'aide des chambres à muons essentiellement. Les autres particules sont de type inconnu et leurs traces sont ajustées avec une masse de pion. Si la masse de la particule ne diffère pas trop d'une masse de pion, l'effet sur le temps de la trace n'est pas visible. En revanche, lorsqu'il s'agit d'un proton de basse énergie l'effet devient visible comme on peut le voir sur la figure 12.3.

En abscisse sont portées les impulsions d'un lot de protons simulés de faible impulsion. En ordonnée est porté l'écart en temps entre la trace du proton et son vertex de début en nombre de sigmas calculé par l'équation 12.6 :

$$N_\sigma = \frac{t_0^{tr} \Leftrightarrow t_0^{vert}}{\frac{\sqrt{\text{var}(t_0^{vert}) - \text{var}(t_0^{tr})}}{\sqrt{\text{var}(t_0^{tr})}}} \quad (12.6)$$

On voit sur la figure 12.3 que certains protons d'impulsion inférieure à 1,5 GeV s'écartent en temps de plus de trois sigmas, limite symbolisée par les lignes horizontales.

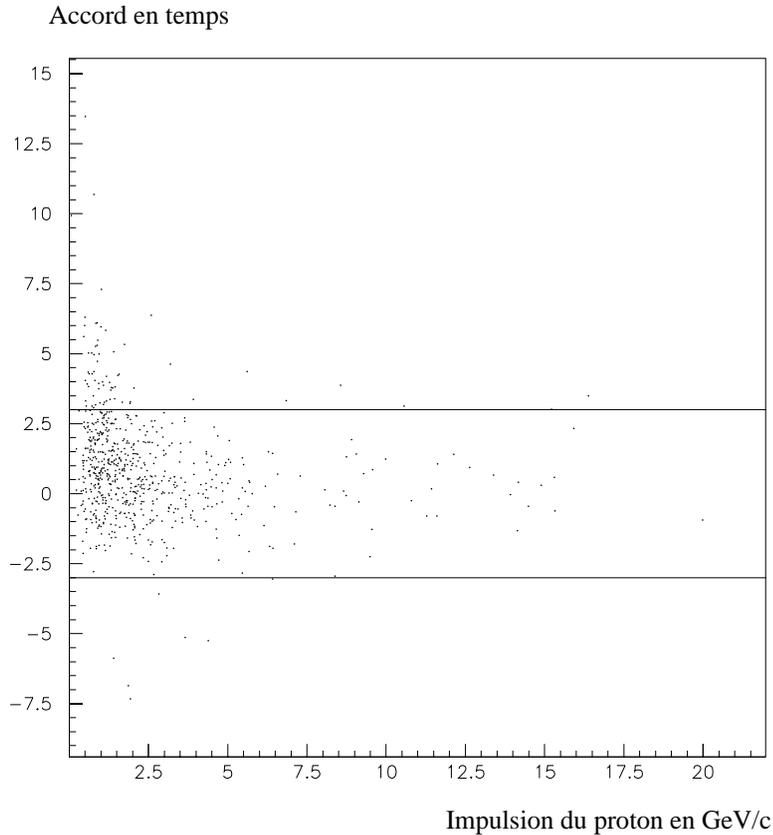


FIG. 12.3 – Écart entre le temps de la trace et le temps du vertex en fonction de l'impulsion pour un lot de protons simulés de basse énergie, non identifiés et reconstruits avec une masse de pion. L'écart est donné en nombre de sigmas, comme définis par l'équation 12.6.

C'est pourquoi, une fois tous les vertex pourvus d'un temps global, on donne une masse de proton aux traces qui ne sont pas en temps. Tous les temps sont alors à nouveau calculés et si l'accord en temps de la trace incriminée est passé en dessous de trois sigmas, la trace est considérée comme un proton.

Une étude menée sur quelques centaines de protons d'impulsion inférieure à  $2\text{ GeV}$  pris dans des événements d'interactions de  $\nu_\mu$  par courant chargé simulés montre que cette méthode permet d'identifier 10 % de ces protons avec une pureté de 90 %. Cela signifie que 10 % des particules identifiées comme des protons n'en étaient pas.

Un exemple est donné par la figure 12.4. Il s'agit de la vue dans le plan  $(y, z)$  d'un événement Monte Carlo reconstruit d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé. Trois traces sont reconstruites au vertex primaire numérotées de 1 à 3. Les trois traces sont de type inconnu, elles ont donc été reconstruites avec l'hypothèse de masse d'un pion. Les temps des traces sont les suivants :

- Trace 1 :  $t_0 = \Leftrightarrow 15,6 \pm 0,44\text{ ns}$
- Trace 2 :  $t_0 = \Leftrightarrow 9,1 \pm 0,50\text{ ns}$
- Trace 3 :  $t_0 = \Leftrightarrow 17,2 \pm 0,95\text{ ns}$

ce qui donne un temps reconstruit pour le vertex de  $\Leftrightarrow 13,37\text{ ns}$ , alors que le temps simulé est de  $\Leftrightarrow 14,99\text{ ns}$ . La trace 2 est à  $N_\sigma = 8,1$  au sens de l'équation 12.6, on essaye donc de la reconstruire

dans l'hypothèse proton. On obtient alors pour cette trace un temps  $t_0 = \Leftrightarrow 15,33 ns$ , ce qui est parfaitement compatible avec le temps du vertex primaire qui par le même fait se rapproche du temps simulé. De plus, l'impulsion reconstruite avec l'hypothèse proton ( $p_p = 0,65 GeV/c$ ) est plus proche de l'impulsion simulée ( $p_{MC} = 0,68 GeV/c$ ) que celle estimée avec une masse pion ( $p_\pi = 0,51 GeV/c$ ).

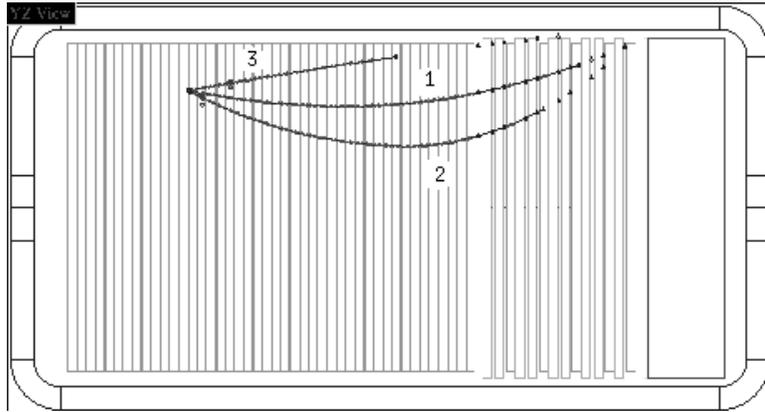


FIG. 12.4 – Vue dans le plan  $(y,z)$  d'un événement Monte Carlo reconstruit d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé. La trace numérotée 2 est reconstruite comme un pion alors qu'il s'agit d'un proton.

La même technique est employée pour les vertex secondaires qui n'ont pas de trace parente et que par défaut on considère comme vertex de fin d'un photon issu du primaire. Si ces vertex ne sont pas en temps, on essaye une masse de neutron.

### 12.4.2 Traces retournées

Après avoir tenté d'améliorer les accords en temps en changeant la masse des particules, on peut tenter de voir si certaines traces sont reconstruites à l'envers. Pour cela on essaye d'ajuster une hélice en parcourant la trace dans l'autre sens. Si cela fonctionne, il faut essayer de faire rentrer la trace dans son nouveau vertex de début. Le cas échéant, on calcule à nouveau le temps de tous les vertex et on regarde si l'accord entre la trace à l'étude et son nouveau vertex de début est inférieur à trois sigmas.

Pour ce faire, il a fallu développer des programmes capables de retourner toute une chaîne de traces en essayant toutes les combinaisons de sens lorsqu'un des vertex a plusieurs traces filles et une trace mère par exemple.

Un exemple est donné sur la figure 12.5 qui représente la vue dans le plan  $(y,z)$  d'un événement d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé. Il s'agit d'un événement Monte Carlo reconstruit. La trace numérotée 1 est reconstruite vers l'avant, *i.e.* des petits  $z$  vers les grands  $z$ , alors que la trace simulée est issue du vertex primaire. L'étude du temps de l'événement permet de détecter cette anomalie. En effet, le temps du premier coup de la trace vaut  $t_0 = \Leftrightarrow 6,8 \pm 0,9 ns$ . Le calcul du temps global du vertex de début de cette trace consiste à ajouter au temps du vertex primaire ( $t_0 = \Leftrightarrow 7,4 \pm 0,8 ns$ ) le temps de vol d'un photon entre le vertex primaire et le début de la trace, ce qui donne  $t_0 = +7,0 \pm 1,8 ns$ . Les temps local et global du vertex de début de

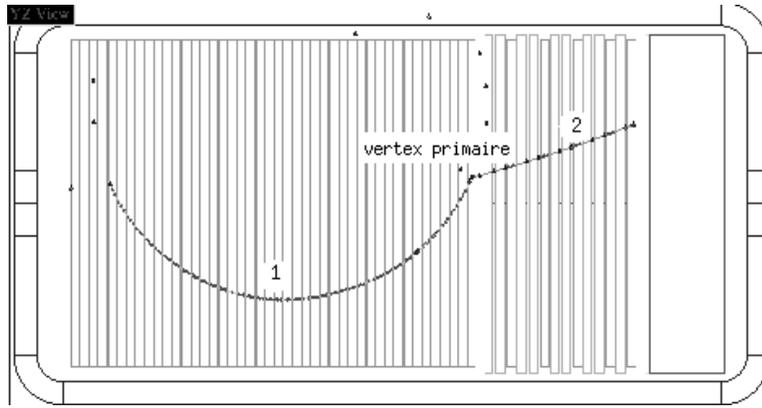


FIG. 12.5 – Vue dans le plan  $(y,z)$  d'un événement Monte Carlo reconstruit d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé. La trace numérotée 1 est reconstruite vers l'avant alors que la trace simulée correspondante est issue du vertex primaire et recule.

la trace sont incompatibles. Lorsque l'on retourne la trace 1, elle devient trace fille du vertex primaire et son temps vaut  $t_0 = \Leftrightarrow 7,9 \pm 0,9 ns$ .

### 12.4.3 Fausses traces

Lorsque les stratégies précédentes n'ont pas suffi et qu'il reste des traces hors-temps, il est possible alors de « tuer » ces traces en les jugeant fausses. Après une telle opération, une nouvelle étape de la reconstruction démarre, qui cherche à fabriquer de nouvelles traces en s'appuyant sur les vertex existant et à améliorer les traces déjà reconstruites. En effet, lorsqu'une trace est tuée, les coups dont elle était faite sont à nouveau libres et on peut essayer soit de les inclure dans une trace existante (à qui la fausse trace avait pu les « voler ») et améliorer ainsi les paramètres qui la définissent, soit d'en faire une nouvelle trace.

## 12.5 Conclusion

Ces modifications du programme de reconstruction ont été implémentées dans une version très récente du code qui contient d'autres changements apportés par le groupe du LPNHE en particulier sur la fabrication, le tri et le choix des amorces de traces, ainsi que le programme de reconstruction des traces difficiles qui est décrit au chapitre suivant. Les effets combinés de toutes ces nouveautés seront étudiés en fin de partie.

# Chapitre 13

## Reconstruction s'appuyant sur un vertex

### 13.1 Introduction

Dans le cadre de mon travail d'analyse, j'ai dû me pencher sur la reconstruction des photons convertis, dans la mesure où j'étudie le canal de désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$ , qui se désintègre immédiatement en  $\pi^- \pi^0$ , le  $\pi^0$  donnant dans 98,8 % des cas deux photons. Les traces des électron et positron issus de la conversion d'un photon sont très difficiles à reconstruire pour les raisons suivantes :

- les deux particules sont émises colinéairement et le programme de reconstruction a du mal à déterminer la position du vertex de conversion,
- ce sont des traces à grand angle, et on a vu que la résolution en position des coups diminue avec l'angle,
- ce sont des traces qui courbent beaucoup dans le champ magnétique et sont souvent courtes du fait du programme de reconstruction qui les reconstruit en fragments quand une grosse perte d'énergie (due au rayonnement de bremsstrahlung) occasionne une trop forte variation de courbure.

Afin d'augmenter l'efficacité de reconstruction des photons convertis, Jean-Pierre Meyer et moi-même avons étudié une reconstruction qui viendrait en sus du programme déjà en place et qui devrait permettre, lorsqu'une des deux particules (positron ou électron) est reconstruite, en s'appuyant sur cette trace existante, de reconstruire correctement la paire.

### 13.2 Méthode

La méthode reste fondée sur un modèle de trace en hélice dont les paramètres sont décrits sur la figure 10.12. Elle utilise non pas des triplets de coups mais les coups séparément. En particulier, elle s'appuie sur les coups des fils dits  $y$  c'est à dire à  $0^\circ$ . L'équation de l'hélice s'écrit comme suit :

$$X = X_h \Leftrightarrow R \times S \times \tan \lambda \times \varphi = x_o \Leftrightarrow R \times S \times \tan \lambda \times (\varphi \Leftrightarrow \varphi_o) \quad (13.1)$$

$$Y = Y_h + R \times \cos \varphi = y_o + R \times (\cos \varphi \Leftrightarrow \cos \varphi_o) \quad (13.2)$$

$$Z = Z_h + R \times \sin \varphi = z_o \Leftrightarrow R \times (\sin \varphi \Leftrightarrow \sin \varphi_o) \quad (13.3)$$

où  $(X_h, Y_h, Z_h)$  sont les coordonnées d'un coup sur l'hélice et  $(x_o, y_o, z_o, \varphi_o)$  les coordonnées d'un point de référence,  $\varphi$  est l'angle polaire dans le plan  $(y, z)$ ,  $\lambda$  dans le plan  $(x, z)$ ,  $R$  le rayon de courbure,  $S$  le sens de parcours de l'hélice. L'hélice est décrite par exemple par les 5 paramètres  $(y_o, z_o, \varphi_o, \tan \lambda, 1/R)$ . Il faut se donner au moins six équations pour déterminer l'hélice de façon contrainte.

Dans la mesure où ce programme est appelé alors que la reconstruction standard a déjà été effectuée, on peut s'appuyer sur les vertex existants pour chercher autour d'eux des traces non reconstruites parce que comportant trop peu de coups ou par manque d'efficacité de la reconstruction (la première phase de reconstruction demande au moins trois triplets donc neuf coups), ou à angle. Lorsqu'un vertex n'a qu'une seule trace fille, le programme de reconstruction ne détermine pas suffisamment bien sa position (qui est par définition la position du premier coup sur la trace), nous avons donc choisi de ne considérer comme fiable que l'hélice décrite par cette unique trace fille, l'inconnue étant la position du vertex le long cette hélice. Lorsqu'un vertex a deux ou plus traces filles, nous considérons comme acquises ses trois coordonnées  $(x, y, z)$ . Ainsi, dans le premier cas, nous demandons au moins 4 coups pour résoudre l'équation de la nouvelle hélice, dans le second cas nous ne demandons que trois coups.

Pour chaque coordonnée  $z$  d'un plan de fils touché, on mesure :

$$Y_h = \tan \alpha \times X_h + u_o$$

où  $u_o$  est la coordonnée du fil touché et  $\alpha$  l'angle du fil ( $\Leftrightarrow 5^\circ$  (plan  $u$ ),  $0^\circ$  (plan  $y$ ) et  $+5^\circ$  (plan  $v$ )).

En général, si l'on essaye de résoudre le système d'équations avec n'importe quel type de coup  $(u, y$  ou  $v)$ , le système est non linéaire : lorsque  $\tan \alpha$  est non nul, on mélange les coordonnées  $X_h$  et  $Y_h$ , donc les équations 13.1, 13.2 et 13.3 et donc  $\varphi$ ,  $\cos \varphi$  et  $\sin \varphi$ . On a donc besoin d'un minimum de coups de type  $y$ .

### Première étape

Autour du vertex considéré, quatre secteurs sont définis dans le plan  $(\vec{y}, \vec{z})$ , comme présentés sur la figure 13.1. On définit le nouveau repère  $(\vec{y}', \vec{z}')$  avec :

- $\vec{z}'$  orienté selon la composante en  $z$  de l'impulsion de la trace sortante lorsqu'il n'y a qu'une trace sortante,  $\vec{y}'$  orthogonal à  $\vec{z}'$  dans le sens direct,
- $\vec{z}'$  vaut  $\vec{z}$  lorsqu'il y a plusieurs traces filles et donc  $\vec{y}'$  vaut  $\vec{y}$ .

Les quatre secteurs sont appelés :

- « forward-up » centré à  $(y'_{vertex} \Leftrightarrow 4 \text{ cm}, z'_{vertex} \Leftrightarrow 10 \text{ cm})$ , orienté vers les  $y'$  et  $z'$  croissants,
- « forward-down » centré à  $(y'_{vertex} + 4 \text{ cm}, z'_{vertex} \Leftrightarrow 10 \text{ cm})$ , orienté vers les  $y'$  décroissants et les  $z'$  croissants,
- « backward-up » centré à  $(y'_{vertex} \Leftrightarrow 4 \text{ cm}, z'_{vertex} + 10 \text{ cm})$ , orienté vers les  $y'$  croissants et les  $z'$  décroissants,
- « backward-down » centré à  $(y'_{vertex} + 4 \text{ cm}, z'_{vertex} + 10 \text{ cm})$ , orienté vers les  $y'$  décroissants et les  $z'$  décroissants.

Les secteurs se recouvrent donc partiellement les uns les autres. Dans chaque secteur la densité de coups (nombre de coups dans le secteur divisé par nombre de plans touchés dans

le secteur) et le nombre de coups sur des plans de type  $y$  sont calculés. Pour considérer la recherche de traces on exige qu'il y ait au moins 2 coups sur des plans de type  $y$  et au moins 4 coups tous types confondus (ou 5 si le vertex n'a qu'une seule trace fille).

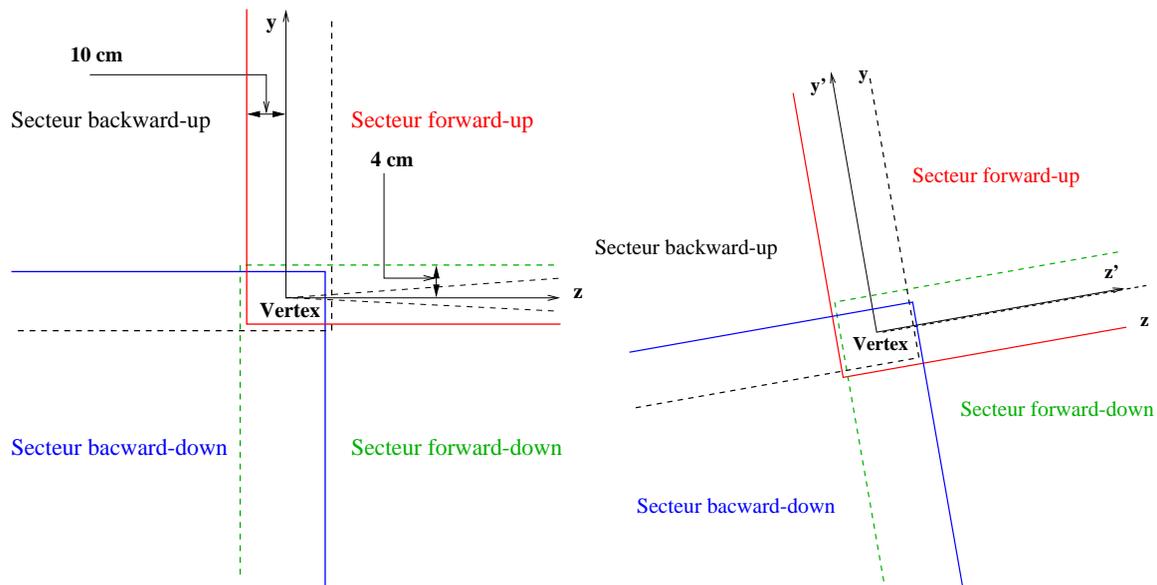


FIG. 13.1 – Définition des différents secteurs, à gauche pour un vertex ayant plusieurs traces filles, à droite pour un vertex ayant une unique trace fille. Sur les schémas, les secteurs sont légèrement décalés les uns par rapport aux autres pour une meilleure lisibilité, ce n'est pas le cas en réalité.

## Deuxième étape

Si la densité est supérieure ou égale à 2, la méthode dite « 4 coups en  $y$  » est essayée, si cette méthode ne trouve aucune amorce on essaye la méthode « 3 coups en  $y$  ». Si la densité est strictement inférieure à 2, la méthode « 4 coups en  $y$  » est essayée, en cas d'échec on passe à la méthode « 3 coups en  $y$  », puis « 2 coups en  $y$  » si la technique précédente n'a pas permis qu'une amorce soit construite. Les méthodes s'appuient toute sur le fait que la projection de l'hélice décrite par une trace dans le plan  $(y,z)$  est un cercle :

- Pour un vertex n'ayant qu'une seule trace fille :
  - « 4 coups en  $y$  » : pour chaque combinaison de 3 coups sur des plans de type  $y$ , un cercle passant par ces trois coups est construit dans le plan  $(y,z)$ . Rappelons que pour chaque coup il y a deux possibilités de signe (à cause de l'ambiguïté haut-bas), toutes les possibilités sont essayées. On cherche ensuite parmi les coups en  $y$  restant un coup qui « confirme » ce cercle, c'est à dire qui soit à moins de 5 écarts standards du cercle. On appelle alors la fonction de calcul de  $\tan \lambda$ .
  - « 3 coups en  $y$  » : un cercle est fabriqué avec trois coups en  $y$  choisis, on vérifie ensuite que la distance entre l'hélice décrite par l'unique trace fille et le cercle n'est pas trop grande avant d'appeler la fonction de calcul de  $\tan \lambda$ .
  - « 2 coups en  $y$  » : on choisit 2 coups en  $y$  parmi ceux disponibles. Une coupure sur la distance des 2 coups entre eux et par rapport au vertex est appliquée. Ensuite, on choisit parmi les coups en  $u$  et  $v$  deux qui encadrent un des deux coups en  $y$ , ou qui

le suivent. Avec ce doublet  $(u, v)$  et les deux coups en  $y$ , on fabrique un cercle dans le plan  $(y, z)$ .

- Pour un vertex ayant plusieurs traces filles :
  - On fabrique un cercle avec deux coups en  $y$  et la position du vertex et on confirme la possibilité de ce cercle par 2, 1 ou aucun coup en  $y$  selon le nombre disponible. Ensuite on appelle la fonction de calcul de  $\tan \lambda$ .

Le cercle donne accès à  $(y_o, z_o, \varphi_o, 1/R, S)$ . Pour calculer  $\tan \lambda$ , il faut étudier le plan  $(x, z)$ . Comme

$$X = X_h \Leftrightarrow R \times S \times \tan \lambda \times \varphi$$

les coups d'une même trace doivent se positionner sur une droite dans le plan  $(X, R \times S \times \varphi)$  de pente  $\Leftrightarrow \tan \lambda$ . On utilise comme points de départ la position du vertex et un coup de type  $u$  ou  $v$  à moins de deux plans d'un coup en  $y$  utilisé pour faire le cercle. La coordonnée en  $x$  du vertex est soit connue (pour un vertex à plusieurs traces filles), soit calculées par l'intersection du cercle précédemment construit et de l'hélice parcourue par l'unique trace fille. On confirme la pente en  $\Leftrightarrow \tan \lambda$  avec un deuxième coup de type  $u$  ou  $v$ .

Lorsque l'on dispose de tous les paramètres de l'hélice, on collecte des coups le long de cette dernière (un coup est accepté s'il est à moins de 5 écarts standards de l'hélice et non plus 3 écarts standards, dans la mesure où la perte d'énergie n'est pas encore comprise, à cette étape, dans le modèle de trace). La collecte s'arrête lorsque la distance entre deux coups successifs dépasse 4 plans. Le nombre minimal de coups requis pour stocker l'amorce est de 5.

### Troisième étape

Les amorces sont envoyées à l'ajustement standard du code de reconstruction des chambres à dérive puis triées par longueurs et par  $\chi^2$  (résultant de l'ajustement de Kalman). Une coupure de sélection est faite sur ces deux critères, en particulier on demande au moins 7 coups sur l'amorce dans le cas d'un vertex à une seule fille, au moins 6 coups dans le cas d'un vertex à plusieurs filles. Enfin, on essaye de fabriquer toutes les traces possibles et de les rattacher au vertex. La première amorce envoyée à la reconstruction est celle qui a le plus petit  $\chi^2$  et qu'il est possible de rattacher par ajustement au vertex considéré. Si un vertex a été modifié par le programme, ce dernier est appelé une seconde fois.

## 13.3 Implémentation dans la reconstruction standard

Afin que le programme précédemment décrit soit le plus efficace possible, chaque vertex est examiné comme suit :

- les traces issues de ce vertex trop courtes (moins de 20 coups) ou possiblement mal reconstruites (écart en temps par rapport au temps global supérieur à 5 écarts standards et à  $2 ns$ ) sont stockées dans une liste à part puis retirées de la structure traces-vertex,
- les traces isolées à proximité du vertex subissent le même traitement et sont aussi stockées dans la liste des mauvaises traces,
- si le vertex n'a qu'une trace fille, on essaye d'abord d'étendre la trace (en essayant de collecter des coups aux deux extrémités) afin que la position du vertex (confondu avec le premier coup de la trace) soit la plus proche possible de la réalité,
- le programme de recherche de traces précédent est appliqué,

- enfin, le cas échéant, on reconnecte dans la structure traces-vertex les traces de la liste des mauvaises traces si leurs coups n'ont pas été utilisés à l'étape précédente.

Cela permet éventuellement de reconstruire non seulement des traces que la reconstruction standard n'avait pas « vues » du tout mais aussi de reconstruire mieux des traces possiblement problématiques comme les traces courtes ou hors-temps.

## 13.4 Conclusions

La nouvelle reconstruction (incluant la recherche de traces s'appuyant sur un vertex et la prise en compte de l'information temporelle) a été testée sur un échantillon de 2 000 événements simulés d'interactions par courant chargés de  $\nu_\mu$ . Ce test montre que l'objectif principal de ce travail a été atteint dans la mesure où le nombre de vertex de type  $V_0$  a largement augmenté. Avec la reconstruction standard, on trouve 664 vertex de ce type dans les 2 000 événements, alors qu'avec la nouvelle reconstruction, on en trouve 941, soit 42 % de vertex de type  $V_0$  en plus.

D'autre part, la méthode est testée sur un lot d'événements simulés d'interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  quasi-élastiques. Dans ces événements, ne sont produits au vertex primaire qu'un muon et un proton de recul. Les traces de protons sont souvent courtes et à angle et offrent un bon test du programme.

La figure 13.2 montre la variable  $P_t^m$  calculée pour les événements reconstruits avec la méthode standard (les deux distributions de gauche) et avec la nouvelle méthode (les deux distributions de droite). Les événements considérés ont au moins deux traces au vertex primaire dont une identifiée comme muon et le vertex primaire est dans le volume fiduciel restreint ( $|x| < 120\text{ cm}$   $y > \Leftrightarrow 115\text{ cm}$   $y < 125\text{ cm}$ ). Il faut ici souligner que la méthode standard permet (en sus de la reconstruction des hélices décrites dans cette partie à la page 70) d'ajuster un modèle d'hélice sur un minimum de 5 coups (ce qui comme on l'a vu n'est absolument pas contraint). La nouvelle méthode n'autorise de reconstruire que les traces qui ont plus de 7 coups. C'est pourquoi sur la figure 13.2, je distingue les deux distributions du haut, pour lesquelles n'interviennent dans le calcul de  $P_t^m$  que les traces qui ont plus de 7 coups et les deux distributions du bas pour lesquelles toutes les traces interviennent.

Les valeurs moyennes de  $P_t^m$  sont les suivantes :

- Pour la reconstruction standard :
  - avec les traces de plus de 7 coups : 264 MeV,
  - avec toutes les traces : 300 MeV, ce qui tend à prouver que les traces construites à l'aide de 5 ou 6 coups seulement sont très mal reconstruites puisqu'elles détériorent la valeur de  $P_t^m$ .
- Pour la nouvelle reconstruction :
  - avec les traces de plus de 7 coups : 258 MeV,
  - avec toutes les traces : 260 MeV.

Pour ce type d'événements (interactions quasi-élastiques) l'amélioration est notable, d'autant plus que la nouvelle reconstruction permet de reconstruire 8 % de protons en plus.

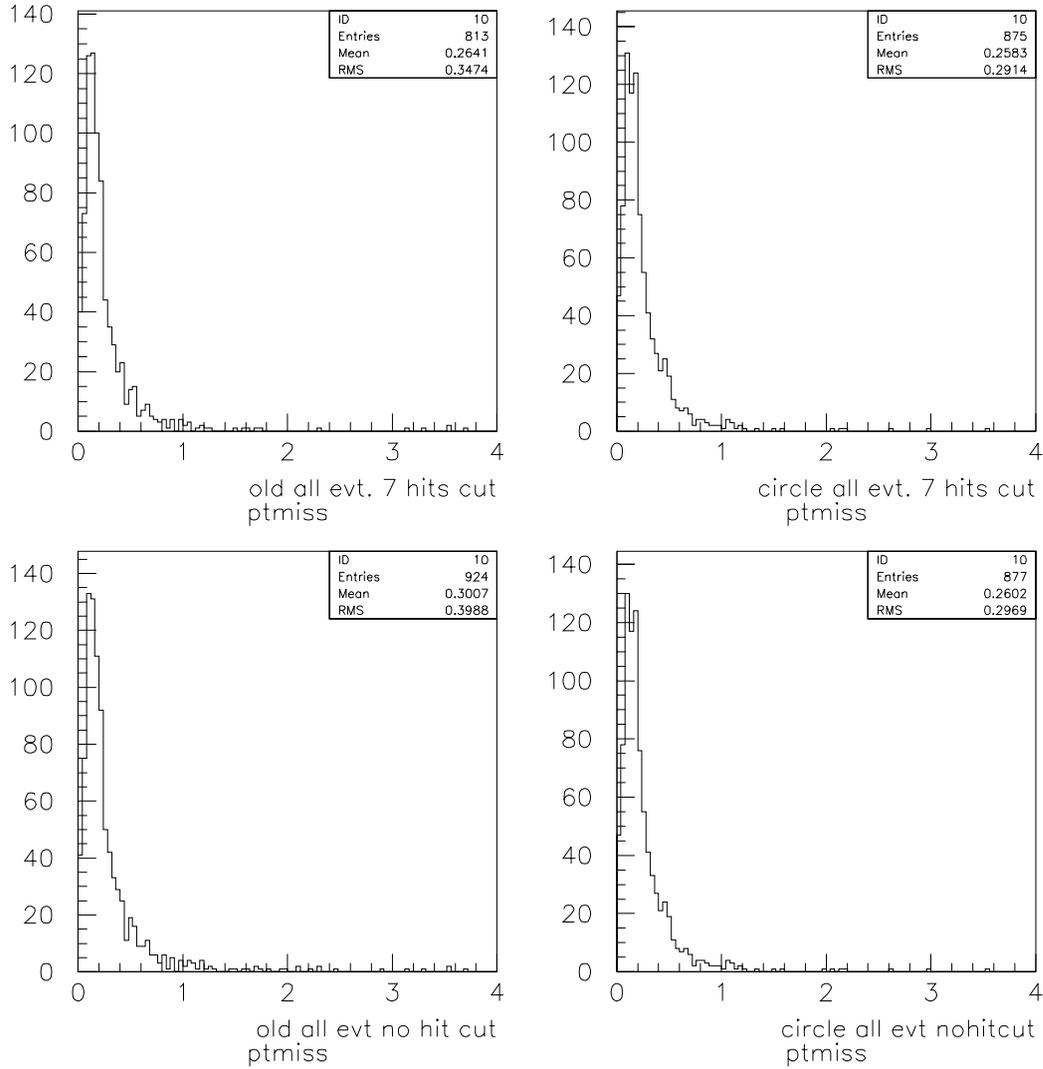


FIG. 13.2 –  $P_t^m$  calculé pour les événements reconstruits avec la méthode standard (les deux distributions de gauche) et avec la nouvelle méthode (les deux distributions de droite). Dans les deux distributions du haut n'interviennent dans le calcul de  $P_t^m$  que les traces qui ont plus de 7 coups et dans les deux distributions du bas toutes les traces interviennent.

Sur la figure 13.3 se trouvent les distributions de la variable  $P_t^m$  pour les 1 303 événements reconstruits à la fois par la reconstruction standard et par la nouvelle reconstruction avec un vertex primaire dans le volume fiduciel mentionné plus haut, au moins deux traces au vertex primaire dont une identifiée comme un muon, parmi les 2 000 événements d'interactions par diffusion profondément inélastique de  $\nu_\mu$  du fichier de test. La valeur moyenne de  $P_t^m$  vaut 529 MeV avec la reconstruction standard (distribution 13.3 en haut) et 531 MeV avec la nouvelle reconstruction (distribution 13.3 en bas). Les deux chiffres sont comparables.

Les résultats de ces tests préliminaires sont très encourageants. En outre, plus de traces plus longues sont reconstruites, le nombre de coups restants libres (non associés à une trace) après reconstruction passe, pour le fichier test de 2 000 événements, de 102 à 91 en moyenne. Il reste à comprendre pourquoi la valeur moyenne de  $P_t^m$  ne s'améliore pas pour les événements

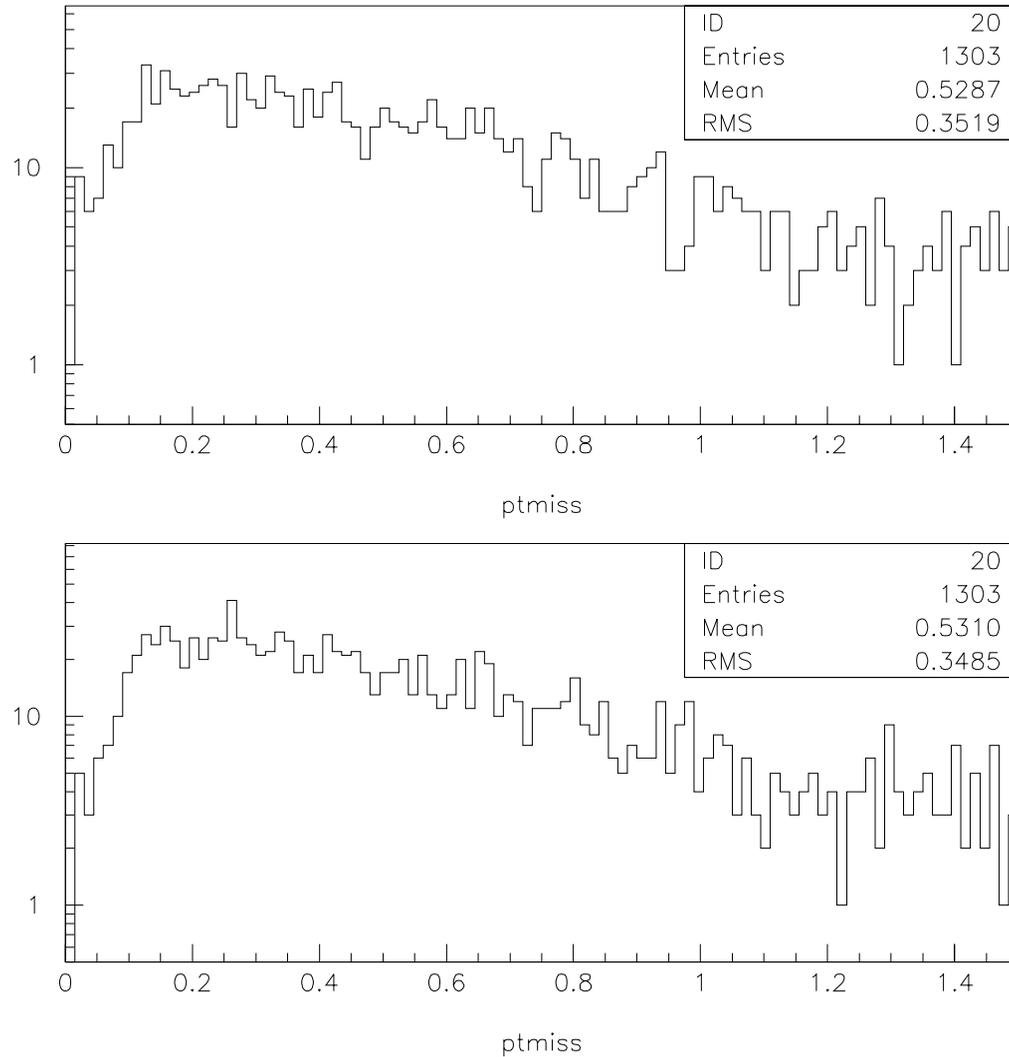


FIG. 13.3 – Distributions de la variable  $P_t^m$  pour les événements simulés d'interactions par courant chargé (diffusion profondément inélastique) de  $\nu_\mu$  du fichier de test, avec la reconstruction standard (en haut) et avec la nouvelle reconstruction (en bas).

de diffusion profondément inélastique et à tester le programme de façon extensive. Le nouveau programme incluant entre autres modifications et apports les développements présentés dans cette partie sera utilisé pour la prochaine phase de reconstruction de la totalité des données (réelles et simulées) disponibles.



Quatrième partie

Analyse  $\tau^-$  en  $\rho^-$



# Chapitre 14

## Introduction

### 14.1 Canal $\tau^{\leftrightarrow} \rightarrow \rho^{\leftrightarrow} + \nu_{\tau}$

L'analyse ici présentée a pour but la recherche d'oscillations  $\nu_{\mu} \rightsquigarrow \nu_{\tau}$  qui se manifeste par l'apparition d'un  $\nu_{\tau}$  dans le faisceau de neutrinos (quasiment vierge de cette saveur). L'éventuel  $\nu_{\tau}$  est détecté s'il interagit par courant chargé dans la cible de NOMAD, car on détecte alors les produits de désintégration du lepton  $\tau$ . Ici, je recherche l'éventuelle désintégration d'un  $\tau$  dans le canal hadronique dit du  $\rho$ . Ce qui se passe dans le détecteur peut être présenté comme suit :

1. Interaction du  $\nu_{\tau}$  dans la cible par courant chargé :

$$\nu_{\tau} + N \rightarrow \tau^{-} + X$$

où  $N$  représente un nucléon (proton ou neutron, les deux étant en parts égales dans la cible de NOMAD) et  $X$  une gerbe hadronique.

2. Désintégration du  $\tau^{-}$  :

$$\tau^{-} \rightarrow \rho^{-} + \nu_{\tau}$$

dont le rapport de branchement est 25,3 %.

3. Comme le  $\rho^{-}$  est une résonance, il se désintègre immédiatement :

$$\rho^{-} \rightarrow \pi^{-} + \pi^{0}$$

4. Enfin, le  $\pi^{0}$  donne immédiatement deux photons dans 98,8 % des cas :

$$\pi^{0} \rightarrow \gamma\gamma$$

Un tel événement, dit de signal (puisque c'est ce que je cherche à observer) se caractérise donc par une interaction de neutrino dans la cible (correspondant au déclenchement  $\bar{V}T_1T_2$ ) avec dans l'état final  $X \pi^{-} \gamma\gamma$ , plus un neutrino  $\nu_{\tau}$  qui n'est pas décelable.

C'est ce type d'événements que cette analyse doit isoler de toutes les autres interactions de neutrinos dans la cible, qui constituent le bruit de fond. Dans la suite, je vais présenter les diverses étapes de l'analyse : la présélection des événements qui a pour but de garantir la qualité de leur reconstruction, la sélection d'un candidat  $\rho^{-}$  potentiel dans ces événements, la réduction des bruits de fond et les façons de vérifier la qualité de l'analyse.

## 14.2 Les grandes étapes de l'analyse

### 14.2.1 Présélection des événements

Comme il a été expliqué dans la partie présentant l'expérience NOMAD, les analyses s'appuient sur une étude cinématique des événements ce qui nécessite qu'un minimum de particules n'aient pas été vues dans chaque événement et que les impulsions et énergies des particules soient correctement reconstruites. C'est pourquoi les données reconstruites sont filtrées.

Le premier filtre, que j'appelle primaire est constitué de coupures fiducielles et de qualité, reposant sur le nombre de traces chargées au vertex primaire, le bilan en charge de l'événement, les erreurs sur les impulsions mesurées.

Ensuite, les interactions de  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$  qui constituent le faisceau sont des bruits de fond. Un second filtre évident consiste à rejeter tout événement caractérisé par un muon (anti-muon) ou un électron (positron) identifié par la reconstruction et issu du vertex primaire, ce qui signe une interaction par courant chargé de ces saveurs.

Ces deux niveaux de filtre sont appliqués en amont de tout le reste de l'analyse. Ils ne suffisent pas à rejeter toutes les interactions par courant chargé de bruit de fond. C'est pourquoi, en surplus, un veto plus perfectionné peut être éventuellement appliqué pour rejeter les interactions principales par courant chargé à savoir celles de  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$ .

### 14.2.2 Sélection des candidats

Une fois les premiers filtres effectués, il s'agit de choisir parmi les  $\pi^-$  et les  $\gamma$  une combinaison qui soit issue de la désintégration du  $\rho^-$ . J'utilise un lot d'événements simulés d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  suivi de  $\tau^- \rightarrow \rho^-$ . Dans cette partie de l'analyse, le signal est constitué des bonnes combinaisons, le fond des autres combinaisons.

Par un événement d'interaction de  $\nu_\mu$  par courant chargé, il y a en moyenne à la génération 1,4  $\pi^-$  et 1,9  $\pi^0$  et par événement d'interaction de  $\nu_\tau$  par courant chargé suivi d'une désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  il y a en moyenne 2,3  $\pi^-$  et 2,8  $\pi^0$ . Au niveau de la reconstruction, les candidats  $\pi^-$  sont choisis parmi les traces de charge négative identifiées comme pion ou non-identifiées, il y a donc plus de candidats qu'à la génération. De même, les candidats  $\pi^0$  sont des combinaisons de deux photons (la plupart du temps) qui peuvent être fortuites. Selon la topologie de l'événement de signal étudiée, il peut y avoir jusqu'à 10 combinaisons « fausses » en moyenne.

Pour distinguer le fond du signal, je m'appuie sur un sous-lot des événements simulés d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  dans la cible, dans lequel toutes les particules issues de la désintégration du  $\rho^-$  sont effectivement reconstruites.

Pour reconnaître les bonnes combinaisons, un lot de coupures franches et un rapport de vraisemblances sont utilisés. Ceci sera détaillé par la suite.

### 14.2.3 Réduction des bruits de fond

Les bruits de fond sont toutes les interactions de neutrinos autres que les éventuels  $\nu_\tau$  dans la cible. Je dispose de données simulées pour les interactions suivantes :

- interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$ ,
- interactions par courant chargé de  $\bar{\nu}_\mu$ , qui représentent 2,5 % des interactions précédentes,
- interactions par courant chargé de  $\nu_e$ , soient 1,5 % des interactions par courants chargés de  $\nu_\mu$ ,
- interactions par courant chargé de  $\bar{\nu}_e$ , soient 0,16 % des interactions par courants chargés de  $\nu_\mu$ ,
- interactions par courant neutre de  $\nu_\mu$ , qui simulent les interactions par courant neutre de toutes les saveurs présentes dans le faisceau et qui représentent 35,8 % des interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$ .

Toutes ces interactions sont réduites par la série de filtres dits de présélection. Néanmoins, après sélection d'un candidat  $\tau^- \rightarrow \rho^-$ , il reste de l'ordre de quelques pour cents de chaque type (jusqu'à la moitié des interactions par courant neutre). Ces bruits de fond résiduels sont rejetés à l'aide de rapports de vraisemblances constitués à partir de variables cinématiques.

La réduction des fonds se fait en deux étapes : la première pour rejeter les interactions par courant chargé, la deuxième pour rejeter les interactions par courant neutre. Entre ces deux étapes, la dernière étant l'étape ultime de l'analyse, on vérifie que l'on est capable de prédire correctement les niveaux de bruit de fond. Pour ce faire, on a besoin de corriger le Monte Carlo grâce au simulateur de données.

#### 14.2.4 Correction des efficacités avec le simulateur de données

Ce genre d'analyse qui consiste à isoler un signal très faible sélectionne généralement les événements de fond dans les queues de distributions. Or, si le Monte Carlo utilisé par NOMAD reproduit très correctement le comportement des données réelles dans la majeure part des distributions, certains effets, qui sont mal connus et donc pas implémentés dans la simulation, sont visibles dans les queues, en particulier des effets d'hadronisation. On profite alors du fait que les données fournissent des gerbes hadroniques réelles qu'on utilise pour estimer la correction à apporter au Monte Carlo. Cette technique sera décrite en détail par la suite. Elle sert à corriger les efficacités calculées avec la simulation pour estimer le bruit de fond attendu.

#### 14.2.5 Recherche des $\tau^+$

Une façon de vérifier qu'une analyse est capable de prédire des bruits de fond corrects est de rechercher les interactions de  $\bar{\nu}_\tau$ , c'est-à-dire les désintégrations de  $\tau^+$ . Les  $\bar{\nu}_\tau$  sont absents du faisceau à l'origine et leur seule provenance possible serait l'oscillation de  $\bar{\nu}_\mu$  en  $\bar{\nu}_\tau$ . Compte tenu de la très faible fraction de  $\bar{\nu}_\mu$  dans le faisceau, de la limite actuelle sur la probabilité d'oscillation et de l'efficacité de détection, aucun événement de ce type n'est attendu sur toute la durée de l'expérience NOMAD.

Chaque analyse est donc dupliquée : seule la charge de la particule cherchée est changée en son opposée. Après correction du simulateur de données, on doit trouver un nombre d'événements survivants dans les données compatible avec le nombre prédit par le Monte-Carlo, aucun excès n'étant attendu dans la recherche de  $\tau^+$ .

### 14.2.6 Analyse en aveugle

Le fait d'étudier les événements réels dans la région cinématique du signal peut introduire des biais dans la sélection des événements. Cela résulte en une estimation fautive des niveaux de bruit de fond. Afin d'éviter ces biais, les étapes suivantes sont respectées :

- Les niveaux de bruit de fond et les efficacités au signal sont corrigés grâce au simulateur de données. Ensuite, le nombre d'événements de fond et le nombre d'événements de signal sont portés comme une fonction des coupures que l'on veut appliquer, par exemple, une coupure sur un rapport de vraisemblances.
- Les coupures sur le signal sont placées de façon à maximiser la sensibilité à savoir la limite sur la probabilité d'oscillation la meilleure qui serait obtenue avec le même niveau de fond attendu en l'absence de signal. Ces coupures définissent la région du signal, dite « la boîte ».
- On vérifie qu'en dehors de « la boîte », on est capable de prédire correctement les niveaux de fond, qui doivent correspondre aux données.
- Pour l'analyse en  $\tau^+$ , il n'y a pas de signal, *a fortiori* pas de « boîte », donc on vérifie que les données et les fonds prédits sont en accord sur toute l'étendue des variables utilisées pour les coupures.

On ne regarde les données dans la région du signal que lorsque toutes ces étapes ont été franchies.

## 14.3 L'analyse du canal $\tau^{\leftrightarrow} \rightarrow \rho^{\leftrightarrow}$

### 14.3.1 Description du signal

Au niveau de la simulation des événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  dans la cible de NOMAD suivies de la désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$ , 2,9 % des événements simulés ont au moins un des trois produits de désintégrations du  $\rho^-$  attendus ( $\pi^-$  et deux  $\gamma$ ) absent des banques de données. Ce chiffre comprend les désintégrations de  $\pi^0$  par Dalitz ( $\sim 1,2$  %) et le fait que les particules d'impulsion inférieure à  $30 \text{ MeV}$  ne sont pas inscrites dans les banques.

Dans le lot restant, au niveau du  $\pi^0$  simulé, les deux  $\gamma$  se comportent comme suit :

- au moins un des deux  $\gamma$  sort de l'acceptance du détecteur (ne se convertit pas et sort sur le côté du détecteur sans atteindre le calorimètre électromagnétique) : 28,6 % des  $\pi^0$ ,
- aucun des deux photons ne se convertit mais les deux photons atteignent le calorimètre électromagnétique : 36 % des  $\pi^0$ ,
- un des deux photons se convertit et l'autre atteint le calorimètre électromagnétique : 26,8 % des  $\pi^0$ ,
- les deux photons se convertissent dans la cible de NOMAD : 8,6 % des  $\pi^0$  simulés.

Au niveau de la reconstruction, après filtre de présélection, je dispose d'un lot de 49 844 événements de signal dans lesquels les trois produits de désintégrations du  $\rho^-$  ( $\pi^-$  et deux  $\gamma$ ) sont présents au niveau des banques Monte-Carlo. L'efficacité de reconstruction du  $\pi^-$  est calculée en appelant  $\pi^-$  reconstruit une trace de charge négative issue du vertex primaire, non identifiée et dont plus de 50 % des coups correspondent à un coup de la trace simulée. Cette

efficacité est de 87,07 %. Quant à l'efficacité de reconstruction des  $\rho^-$  de désintégration des  $\tau^-$  elle peut être estimée à partir des chiffres précédents comme présenté dans la table 14.1. Elle est estimée à 28,7 %.

Catégorie	M.C.	Statistiques attendues sur les 49 844 entrées	Statistiques reconstruites	Efficacités de reconstruction
au moins un $\gamma$ perdu	28,6 %	14 255		
deux $\gamma$ convertis	8,6 %	4 286	981	28,8 %
un $\gamma$ converti	26,8 %	13 359	4 205	31,4 %
deux $\gamma$ au calorimètre électromagnétique	36 %	17 944	8 767	48,85 %

TAB. 14.1 – Répartition des différents comportements possibles des deux photons de la désintégration du  $\pi^0$  issu de la désintégration du  $\rho^-$ , lui-même venant du  $\tau^-$  pour un lot d'événements simulés. Dans la colonne appelée « M.C. » sont données les proportions au niveau de la génération, dans la colonne suivante, est donnée l'application de ces facteurs sur le lot de 49 844 événements, dans la colonne suivante sont donnés les nombres d'événements reconstruits dans chaque catégorie et pour lesquels les trois particules  $\pi^- \gamma \gamma$  sont associées avec une particule reconstruite. De cette colonne je déduis l'efficacité de reconstruction des  $\rho^-$  issus du  $\tau^-$ .

Les efficacités de reconstruction, comme on peut le constater, sont très basses au niveau des photons. Pour les conversions, cela est dû au fait qu'une conversion est considérée comme reconstruite lorsqu'à la fois le positron et l'électron sont reconstruits et que la masse invariante de la paire électron-positron est compatible avec zéro. Les conversions asymétriques ne peuvent être reconnues dans la mesure où une des deux particules est de trop faible impulsion pour être reconstruite et où une telle conversion est signée par la présence d'une trace unique isolée. Pour les photons qui déposent de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique, les inefficacités viennent à la fois du seuil en énergie inhérent au calorimètre et du fait qu'un amas calorimétrique peut être masqué par un autre amas associé à une trace chargée par exemple.

Enfin, il faut noter qu'il existe deux topologies très différentes parmi les événements dans lesquels les deux photons vont au calorimètre électromagnétique : le cas où, le  $\pi^0$  étant de très haute énergie, les deux photons issus de sa désintégration sont tellement proches angulairement qu'ils donnent un unique amas calorimétrique, et le cas où ils sont suffisamment séparés dans l'espace pour donner deux amas distincts. Les 8 767 événements de ce type sont séparés en 4 356 événements avec un unique amas et 4 411 événements avec deux amas distincts.

### 14.3.2 Originalité de cette analyse

J'ai décidé de profiter des différences topologiques venant des comportements différents des deux photons issus de la désintégration du  $\pi^0$  du  $\rho^-$  et de mener quatre analyses séparées dans les quatre « canaux » suivants :

- le canal dit « un amas » concerne le cas où les deux photons ne donnent qu'un amas dans le calorimètre électromagnétique,
- le canal dit « deux amas » concerne le cas où les deux photons donnent deux amas distincts dans le calorimètre électromagnétique,

- le canal dit « un amas-une conversion » concerne le cas où un des photons va jusqu'au calorimètre électromagnétique et l'autre se convertit dans la cible,
- le canal dit « deux conversions » concerne le cas où les deux photons se convertissent dans la cible.

Ces catégories (schématisées sur la figure 14.1) diffèrent non seulement par la cinématique, en particulier l'énergie des deux pions, mais aussi par l'efficacité de reconstruction, la qualité de la reconstruction elle-même et enfin, le nombre de variables discriminantes dont je dispose pour extraire le signal. Par exemple, dans le cas de deux photons, je dispose de la masse invariante de la paire  $\gamma\gamma$  qui doit être compatible avec une masse de  $\pi^0$ , variable qui ne peut être utilisée dans le cas d'un amas calorimétrique unique.

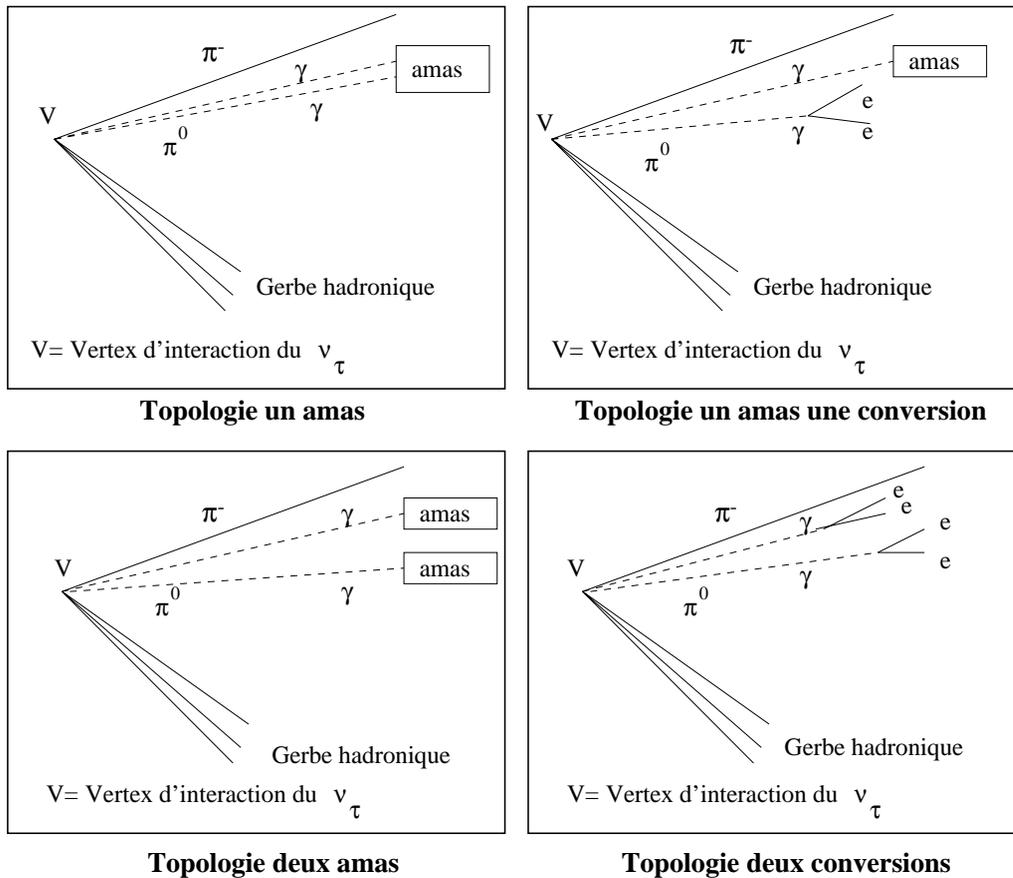


FIG. 14.1 – Schémas des différentes topologies étudiées.

Cette démarche diffère de celles suivies dans les deux autres analyses du canal  $\tau \rightarrow \rho$  menées par la collaboration NOMAD. Une solution choisie est de traiter les quatre topologies en même temps, une autre est de séparer les désintégrations du  $\pi^0$  en « un amas » et deux photons (dans ce cas les topologies « un amas-une conversion » et « deux amas » sont regroupées en une seule).

## 14.4 Plan de cette partie

Dans les trois chapitres qui suivent, je vais décrire les outils à ma disposition :

- la méthode du rapport de vraisemblances au chapitre 15,
- ce qu'on appelle le « simulateur de données » au chapitre 16,

- la méthode statistique de Cousins et Feldman [39], qui sert au calcul de la limite sur la probabilité d'oscillation aussi bien pour chaque canal que pour les quatre canaux réunis, au chapitre 17,
- et les variables cinématiques employées pour distinguer le signal du fond, au chapitre 18.

Puis, dans le chapitre 19, je présenterai les lots de données, tant réelles que simulées, que j'utilise dans cette analyse.

Ensuite, je décrirai la première grande étape qui consiste en la présélection des événements (chapitre 20) et les vetos contre les leptons, muons et électrons des interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  (chapitre 21), et qui concerne les quatre analyses à la fois.

Enfin, dans les chapitres 22 à 25, je présenterai successivement les quatre analyses. je détaillerai tout particulièrement la première analyse et je ne reviendrai pas sur les détails communs aux quatre analyses par la suite. Je ne présenterai que ce qui diffère de la topologie « un amas ».

Je conclurai en rassemblant les quatre analyses.

# Chapitre 15

## Méthode du rapport de vraisemblances

### 15.1 Description de la méthode

Que ce soit pour distinguer une combinaison de  $\pi^- \gamma \gamma$  signant un  $\rho^-$  parmi d'autres combinaisons de  $\pi^- \gamma \gamma$  ou pour distinguer une interaction de  $\nu_\tau$  des interactions des neutrinos des autres saveurs, le jeu consiste toujours à comparer deux hypothèses (signal ou bruit) à l'aide de variables les plus discriminantes possibles. Une méthode très efficace est la méthode du rapport de vraisemblances.

Soient deux lots de données simulées, un lot de signal et un lot de bruit. Par exemple, le signal est constitué d'ensembles  $\pi^- \gamma \gamma$  issus de  $\rho^-$  et le lot de bruit d'ensembles  $\pi^- \gamma \gamma$  associés fortuitement. Certaines observations caractérisent ces deux lots et les discriminent. Par exemple, la masse invariante des trois particules  $\pi^- \gamma \gamma$  est compatible avec une masse de  $\rho^-$  pour le signal, alors qu'elle est distribuée de façon plate pour les associations fortuites.

Dans ce cas simple à une variable, la vraisemblance est la densité de probabilité de la variable masse invariante. Deux fonctions sont disponibles : la densité de probabilité de la masse dans le cas signal et celle dans le cas bruit, que l'on connaît grâce aux deux lots simulés. On note ces deux fonctions  $\mathcal{L}_S$  et  $\mathcal{L}_B$  ( $\mathcal{L}$  car en anglais vraisemblance se dit « likelihood »).

Maintenant, pour une combinaison dont on ne connaît pas la nature (signal ou bruit), on calcule le rapport  $\mathcal{R} = \mathcal{L}_S/\mathcal{L}_B$ . Les grandes valeurs de  $\mathcal{R}$  signent plutôt un signal, les petites plutôt un bruit.

Pour séparer au mieux les deux lots, une coupure est placée sur  $\mathcal{R}$ . Cette coupure sélectionne  $N_S$  événements de signal parmi  $S$  et  $N_B$  événements de fond parmi  $B$ . Elle doit réaliser un compromis entre la meilleure efficacité au signal possible, c'est-à-dire  $\epsilon_S = N_S/S$  le plus grand possible et une mauvaise efficacité sur le bruit c'est-à-dire  $\epsilon_B = N_B/B$  le plus petit possible. Un bon estimateur de l'efficacité de la coupure est le rapport  $\epsilon_S/\sqrt{\epsilon_B}$ .

Enfin, plusieurs variables discriminantes peuvent être utilisées pour fabriquer une fonction  $\mathcal{L}$ . Lorsqu'elles sont indépendantes, la vraisemblance est le produit des densités de probabilité de chacune des variables. Lorsqu'elles sont corrélées, la factorisation est préjudiciable et la méthode du rapport de vraisemblances reste optimale uniquement si on calcule une densité de probabilité à plusieurs dimensions.

## 15.2 Calcul

Pour l'exemple, j'étudie un lot d'événements simulés d'interactions de  $\nu_\tau$  dans la cible par courant chargé, le  $\tau^-$  se désintégrant en  $\rho^-$  et les deux photons issus de la désintégration du  $\pi^0$  du  $\rho^-$  étant suffisamment proches pour ne donner qu'un amas électromagnétique unique dans le calorimètre. Ce sont des cas où le  $\pi^0$  issu du  $\rho^-$  du  $\tau^-$  est de très haute énergie. Dans le cas pris en exemple, le signal est constitué des combinaisons  $\pi^-$ -un amas calorimétrique issues du  $\rho^-$ , le fond de combinaisons  $\pi^-$ -un amas calorimétrique où au moins une des particules n'est pas issue du  $\rho^-$ . Comme je cherche un unique amas calorimétrique, le fond est essentiellement constitué d'associations  $\pi^- \Leftrightarrow \gamma$  et non pas  $\pi^- \Leftrightarrow \pi^0$ . La variable énergie du  $\pi^0$  est très discriminante et si je veux l'utiliser dans un rapport de vraisemblance, j'ai besoin de la densité de probabilité de cette variable pour le signal et pour le bruit considéré. Pour plus de commodité de calcul, je procède de la façon suivante :

- je ramène le domaine de variation du paramètre énergie du  $\pi^0$  (entre 0 et l'infini) entre 0 et 1 par une bijection qui conserve la discrimination entre l'hypothèse signal et l'hypothèse bruit. Par exemple, j'utilise la fonction  $1 \Leftrightarrow \exp(\Leftrightarrow x)$ . Les distributions passent de ce que l'on voit sur la figure 15.1 à la figure 15.2.

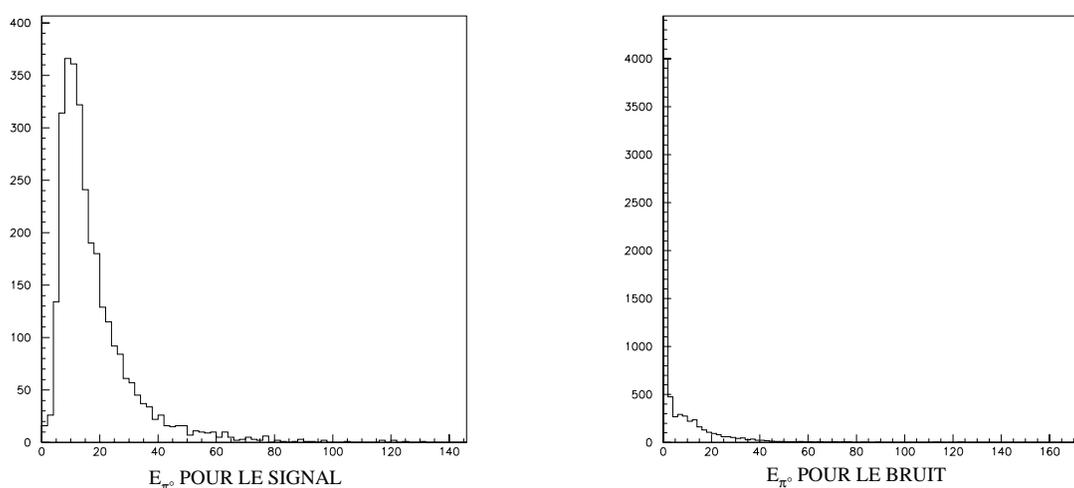


FIG. 15.1 – Énergie des candidats  $\pi^0$ ,  $E_{\pi^0}$ , pour le signal à gauche ( $E_{\pi^0}$  vaut en moyenne 17,9 GeV) et pour le fond à droite ( $E_{\pi^0}$  vaut en moyenne 7,0 GeV).

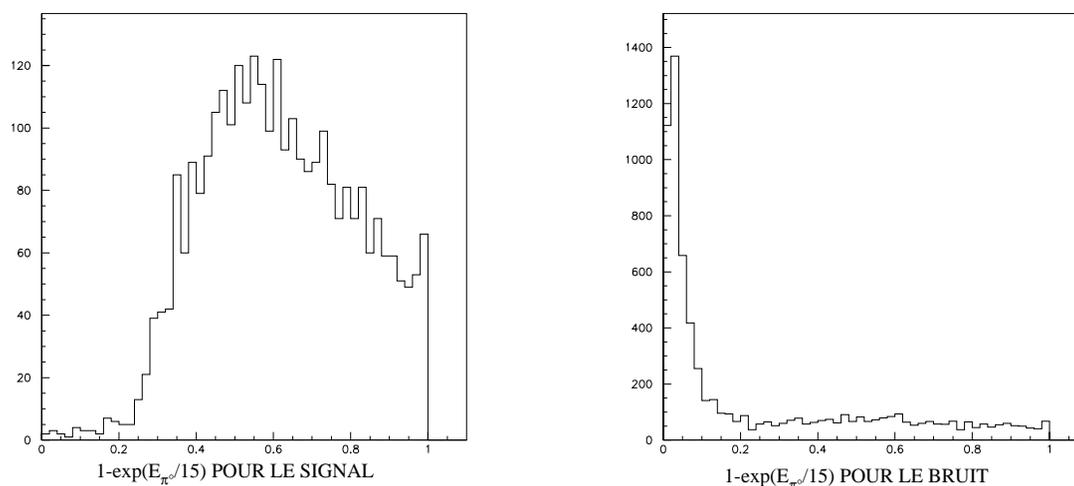


FIG. 15.2 – Fonction  $1 \Leftrightarrow \exp(\Leftrightarrow E_{\pi^0}/15)$  pour le signal à gauche et pour le fond à droite.

- Les distributions obtenues sont modifiées de façon à ce que les tranches en  $1 \Leftrightarrow \exp(\Leftrightarrow x)$  des histogrammes ne soient pas de largeur constante mais de contenu constant. Cela me permet de maîtriser l'erreur statistique sur chaque tranche. les densités de probabilités sont alors proportionnelles à la largeur des tranches.
- Les densités de probabilités sont ensuite lissées en utilisant un algorithme qui consiste à moyennner la densité de probabilité dans une tranche avec les densités dans les tranches voisines affectées d'un poids proportionnel à la distance entre les tranches.
- Enfin les densités de probabilité sont normalisées de façon à ce que leur intégrale soit égale à l'unité. Le résultat obtenu est présenté figure 15.3.

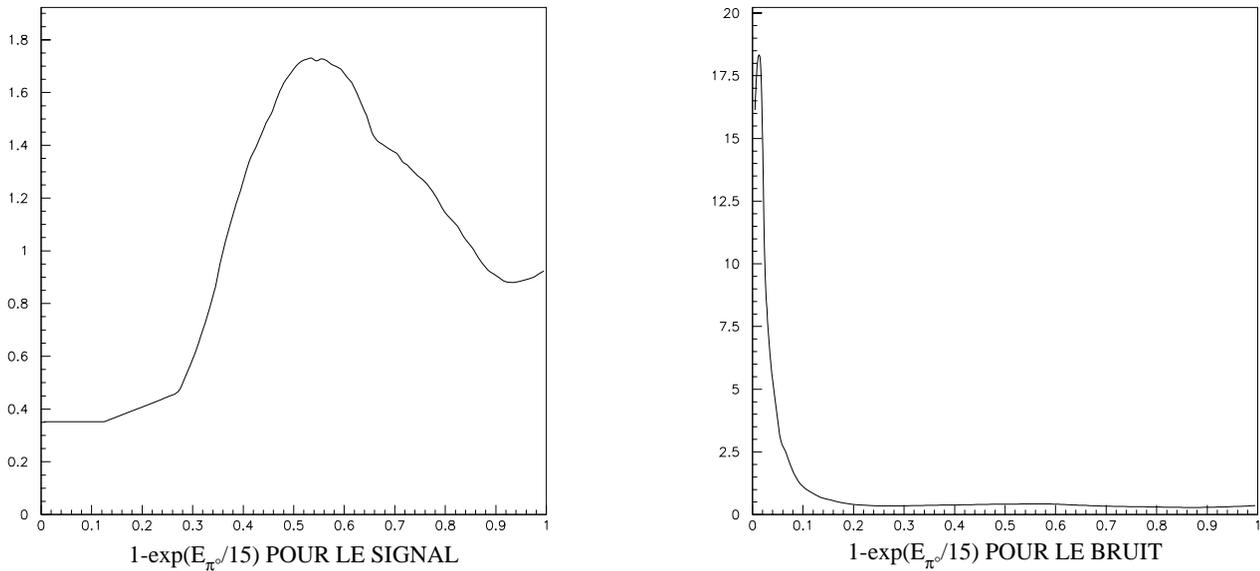


FIG. 15.3 – Densité de probabilité de la fonction  $1 \Leftrightarrow \exp(\Leftrightarrow E_{\pi^0}/15)$  pour le signal à gauche et pour le fond à droite, après lissage.

Cette technique nécessite une statistique suffisamment importante pour avoir un nombre de tranches significatif. C'est d'autant plus vrai lorsque je dois calculer des densités de probabilité à deux dimensions, calcul qui suit les mêmes étapes, généralisées. En l'occurrence, les lots étudiés sont de trop faible statistique pour que je puisse calculer des densités de probabilité ayant une dimension supérieure ou égale à trois.

Bien-entendu, les densités de probabilité obtenues, que l'on peut voir sur la figure 15.3, sont celles de la variable transformée et non pas de la variable de départ, ici l'énergie du  $\pi^0$ . Cela n'est pas important car les variables transformées gardent leur pouvoir discriminant. Par la suite, pour plus de commodité, je parlerai des variables ayant un sens physique (masses invariantes, énergies, impulsions) alors que les rapports de vraisemblances seront calculés avec des variables transformées par bijection.

## 15.3 Utilisation dans cette analyse

Dans chacune des quatre analyses (sauf dans le canal dit « deux conversions », pour lequel la très faible statistique ne permet pas l'utilisation de cette méthode), un rapport de vraisem-

blances est utilisé à trois reprises :

- à la sélection pour distinguer la bonne combinaison  $\pi^- \pi^0$  des autres combinaisons,
- pour rejeter les interactions par courant chargé des autres saveurs de neutrinos,
- pour rejeter les interactions par courant neutre, et la coupure sur ce rapport de vraisemblances est la dernière de l'analyse.

On peut noter aussi que le rapport de vraisemblance calculé à la sélection peut être utilisé comme une variable à part entière.

Enfin, précisons les notations relatives aux rapports de vraisemblances présentés dans les chapitres qui suivent : lorsque deux variables  $var1$  et  $var2$  sont corrélées et qu'une densité de probabilité à deux dimensions est calculée, on note  $[var1, var2]$ . Lorsque les variables sont indépendantes on note  $(var1, var2)$ .

# Chapitre 16

## Le « simulateur de données »

### 16.1 Le problème

L'analyse repose sur une bonne simulation des interactions des différents saveurs de neutrinos dans la cible. La simulation par Monte-Carlo utilisée dans NOMAD reproduit très correctement les données, comme on peut le voir par exemple sur la figure 16.1 qui donne la comparaison entre le Monte-Carlo et les données (prises en 1995) pour l'impulsion reconstruite des muons multipliée par leur charge.

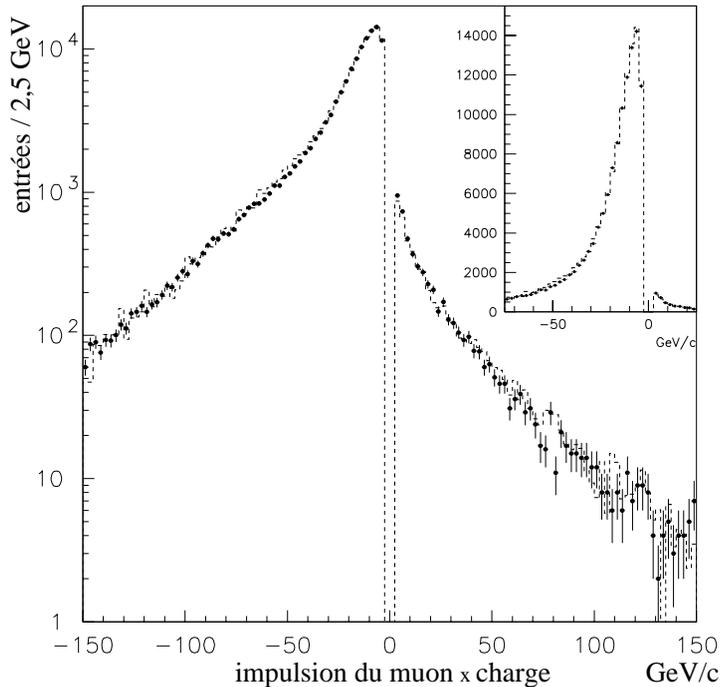


FIG. 16.1 – *Distribution de l'impulsion des muons reconstruits multipliée par leur charge, comparaison des données (les points) avec le Monte Carlo (les lignes en pointillé).*

Cependant, certains effets fins de physique ne sont pas bien compris comme la fragmentation par exemple, et dans une moindre mesure les flux de neutrinos. La sensibilité à ces effets

apparaît dans les queues de distributions de variables associées au développement des gerbes hadroniques. Or, les analyses ont tendance à sélectionner des événements de fond à topologies spéciales dans les queues de distributions. On peut constater un écart entre les données et le Monte-Carlo par exemple sur la distribution de l'impulsion transverse manquante (voir figure 16.2), qui est, comme je l'ai expliqué plus haut une variable cruciale pour la recherche d'oscillations avec le détecteur NOMAD.

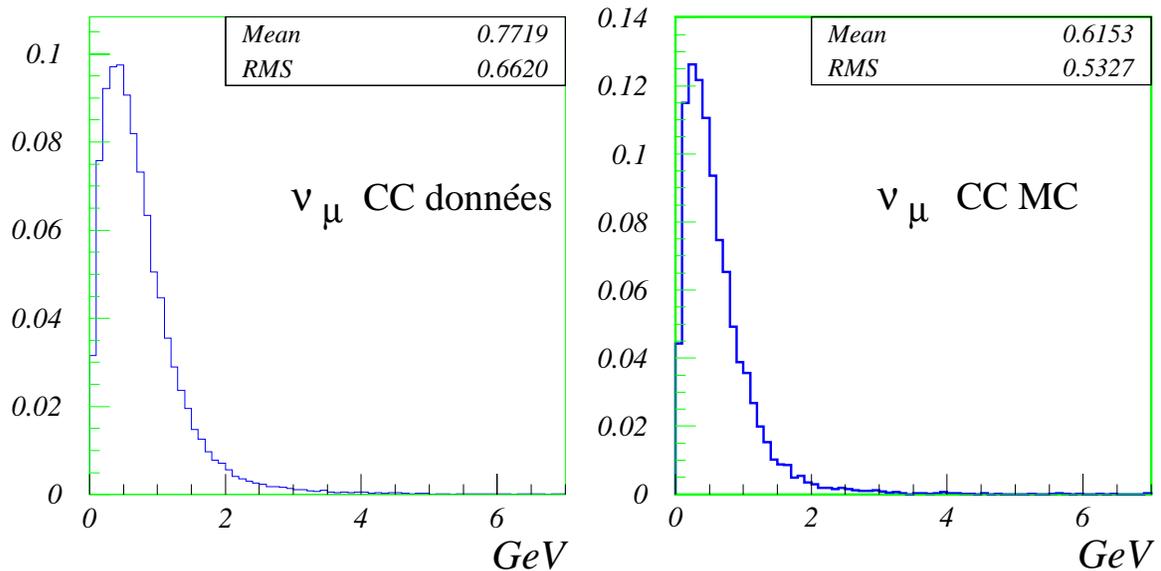


FIG. 16.2 – Distributions de l'impulsion transverse manquante mesurée pour les données (à gauche) et pour le Monte-Carlo (à droite).

Le Monte-Carlo seul ne suffit donc pas à l'estimation des efficacités et des fonds dont on a besoin pour les analyses du type de celles qui sont menées dans NOMAD.

## 16.2 La solution

Le problème résidant du côté des gerbes hadroniques, on profite du fait que les données fournissent un lot important de gerbes hadroniques « vraies ». Le fait de les utiliser est appelé dans NOMAD le simulateur de données. Un lot de données identifiées comme des interactions de  $\nu_\mu$  (c'est-à-dire avec un muon identifié par le détecteur et attaché au vertex primaire) est isolé. À partir de ce lot, on procède aux substitutions suivantes :

- remplacer le  $\mu$  par un  $\nu$  donne une fausse interaction par courant neutre,
- remplacer le  $\mu$  par un  $e$  donne une fausse interaction par courant chargé de  $\nu_e$  (utilisé dans l'analyse du canal  $\tau^- \rightarrow e^-$ ),
- remplacer le  $\mu$  par un  $\tau$  dont on simule la désintégration ultérieurement donne une fausse interaction par courant chargé de  $\nu_\tau$ .

Comme ce genre de substitutions n'est pas parfait, par exemple cela introduit un biais de charge de remplacer un  $\mu^-$  par un neutrino, le biais introduit est estimé à l'aide de la simulation Monte-Carlo. Sur un lot d'interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  simulées, on effectue la même

série d'opérations que sur les données et on peut alors corriger les distributions de toutes les variables du facteur correctif  $\frac{\epsilon_{MC}}{\epsilon_{MCS}}$  :

$$\epsilon = \epsilon_{DS} \frac{\epsilon_{MC}}{\epsilon_{MCS}}$$

où *DS* signifie « Données Simulées », *MC* « Monte-Carlo » et *MCS* « Monte-Carlo Simulé », c'est-à-dire le Monte-Carlo sur lequel les substitutions ont été effectuées.

## 16.3 Mise en œuvre

Comme toute les normalisations se font après les coupures fiducielles (voir le chapitre sur les présélections), j'utilise les données et les interactions simulées de  $\nu_\mu$  par courant chargé à ma disposition après ces coupures.

J'en ai isolé un lot d'événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  en exigeant qu'une trace chargée négativement reconstruite au vertex primaire et une seule ait été identifiée comme un muon par la reconstruction. Dans ces événements, je retire la trace muon des banques. Le filtre primaire appliqué à ces données est légèrement différent de celui appliqué aux autres données :

- il doit y avoir un vertex primaire,
- ce vertex doit être dans le volume fiduciel que j'ai choisi être celui correspondant à 10 modules de chambres à dérive (plus grand volume fiduciel commun aux périodes de prise de données de 1996 à 1998). En effet, les coupures fiducielles peuvent introduire un biais. Prenons l'exemple de la catégorie d'événements où je demande que les deux photons issus du  $\pi^0$  du  $\rho^-$  soient convertis. La probabilité de conversion dépend de la quantité de matière traversée par le photon, cette catégorie d'événements sélectionne donc préférentiellement les événements pour lesquels le vertex primaire est en début de cible,
- le vertex doit avoir au moins deux traces filles chargées après que le muon a été retiré des banques, soit trois traces chargées au départ.

Le lot répondant à ces exigences comporte 954 810 événements simulés et 752 024 événements issus des données.

## 16.4 Les défauts de la cuirasse

### 16.4.1 Courants neutres contre courants chargés

Le simulateur de données que j'utilise ne concerne que les interactions par courant neutre. En toute rigueur, il ne permet d'ajuster que les interactions par courant neutre simulées à la portion de courants neutres qu'il y a dans les données. Néanmoins, certaines coupures de sélection agissent de la même manière sur tous les types d'interactions, comme les coupures dites de qualité :

- l'efficacité sur le MC est 88,82 %,
- l'efficacité sur le MCS est 84,28 %,
- l'efficacité sur le DS est 75,9 %,

- l'efficacité sur les données (D) est 80,19 %.

On doit donc comparer l'efficacité au Monte Carlo corrigée soit **(79,98±0,15) %** (l'erreur n'est que statistique) à l'efficacité aux données : **80,19 %**. On voit que le simulateur de données joue correctement son rôle.

En revanche, lorsque des coupures affectent surtout la portion de courants chargés qu'il y a dans les données et dans la simulation, le facteur correctif est moins satisfaisant. On peut le voir lorsque l'on rejette les événements où un électron ou un muon est identifié (rejet sommaire des bruits de fond par courant chargé) :

- l'efficacité sur le MC est 26,44 %,
- l'efficacité sur le MCS est 75,1 %,
- l'efficacité sur le DS est 67,48 %,
- l'efficacité sur D est 22,49 %.

On doit donc comparer l'efficacité au Monte Carlo corrigée soit **(23,75±0,06) %** à l'efficacité aux données : **22,49 %**. L'accord est meilleur que si aucun facteur correctif n'avait été appliqué mais il est bien moins bon que lorsque les interactions par courant chargé se comportent comme les interactions par courant neutre vis-à-vis de la coupure effectuée.

### 16.4.2 Intégrale contre différentielle

Le simulateur de données sert essentiellement à corriger correctement l'efficacité au bruit de fond en fonction de la dernière coupure de l'analyse pour permettre de prédire le niveau de bruit de fond. Je peux procéder de deux façons pour calculer ce bruit de fond.

Pour l'exemple, je me place dans le cas du canal dit « un amas électromagnétique ». Après présélections, sélections des candidats et rejet des interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$ , je considère que le fond n'est plus composé que d'interactions par courant neutre et que le simulateur de données corrige bien les efficacités. La dernière coupure doit être placée sur la variable  $L_{NC} = \log\left(\frac{L_{NC}^S}{L_{NC}^B}\right)$ , c'est-à-dire sur le logarithme du rapport de vraisemblances utilisé pour rejeter les interactions par courant neutre. Je dispose de trois distributions de la variable sur laquelle je veux couper : la distribution de  $L_{NC}$  pour le MC, pour le DS et pour le MCS, comme montré sur la figure 16.3. Je dispose aussi des distributions intégrées c'est à dire des distributions du nombre d'événements qu'il reste en fonction de la coupure placée, comme sur la figure 16.4.

J'appelle  $f$ ,  $g$  et  $h$  les fonctions décrivant les distributions de la figure 16.3 respectivement pour le MC, le DS et le MCS. J'appelle  $F$ ,  $G$  et  $H$  les fonctions décrivant les distributions de la figure 16.4, respectivement pour le MC, le DS et le MCS. On a :

$$\begin{aligned} F(x) &= \int_x^{+\infty} f(x') dx' \\ G(x) &= \int_x^{+\infty} g(x') dx' \\ H(x) &= \int_x^{+\infty} h(x') dx' \end{aligned}$$

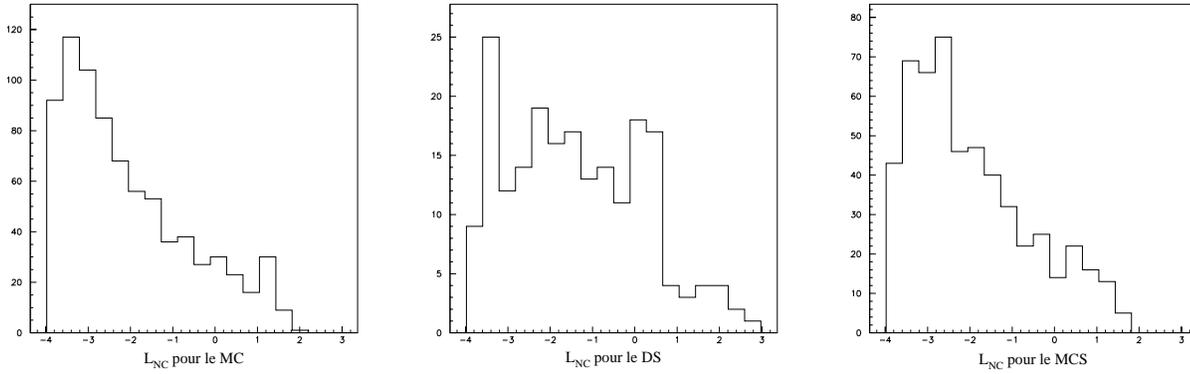


FIG. 16.3 – Distributions de la variable  $L_{NC}$  sur laquelle je veux placer la dernière coupure pour le MC à gauche, le DS au centre et le MCS à droite.

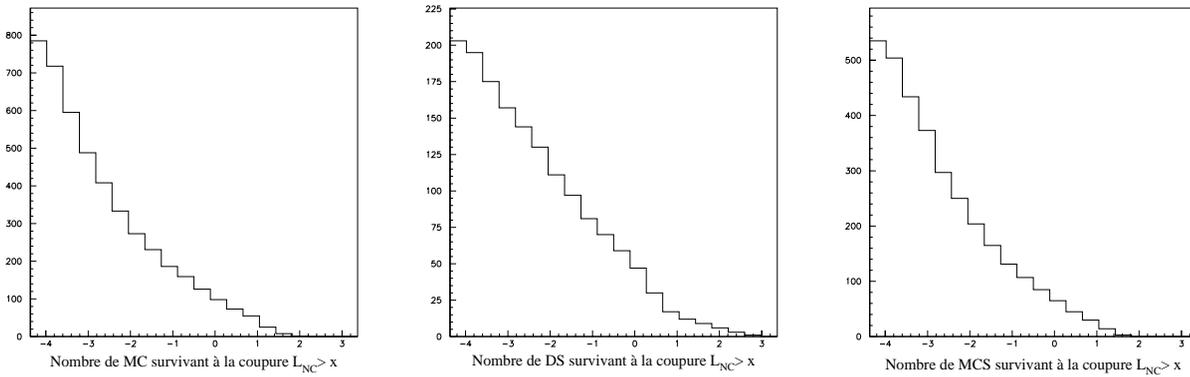


FIG. 16.4 – Distributions intégrées de la variable  $L_{NC}$ , c'est-à-dire que, à une abscisse  $x$  donnée, correspond le nombre de données qu'il reste si je coupe à  $L_{NC}$  supérieure à  $x$ , pour le MC à gauche, le DS au centre et le MCS à droite.

La première méthode que j'appelle « intégrale » consiste à travailler sur les fonctions  $F$ ,  $G$  et  $H$  et de calculer l'efficacité sur le bruit de fond pour la coupure  $L_{NC} > x$  avec :

$$\epsilon_{int}(x) = F(x) \frac{G(x)}{H(x)}$$

cette technique garantit que la normalisation est conservée donc que l'intégrale de la distribution obtenue vaut l'unité (si les distributions de départ sont normalisées à l'unité). En revanche, si les trois fonctions  $F$ ,  $G$  et  $H$ , qui sont toutes trois décroissantes ne varient pas « à la même vitesse », il peut arriver que la distribution corrigée ne soit pas monotone, ce qui n'est pas physique (cela correspondrait au cas où en coupant de façon plus sévère on récupère du bruit de fond).

La deuxième méthode que j'appelle « différentielle » consiste à calculer

$$\epsilon_{diff}(x) = f(x) \frac{g(x)}{h(x)}$$

et à intégrer ensuite la distribution obtenue. Dans ce cas, l'efficacité corrigée est une fonction monotone donc physique, mais la normalisation n'est pas conservée.

Les deux méthodes de calcul sont pareillement intuitives et il est très difficile de les dé-partager. Le fait qu'elles donnent des résultats différents est une mesure de l'imperfection de la méthode du simulateur de données. Si les deux méthodes étaient équivalentes alors on aurait :

$$\begin{aligned} d\epsilon_{int}(x)/dx &= \epsilon_{diff}(x) \\ \Leftrightarrow d/dx (F(x)G(x)/H(x)) &= f(x)g(x)/h(x) \\ \Leftrightarrow f(x)G(x)/H(x) + g(x)F(x)/H(x) &\Leftrightarrow F(x)G(x)h(x)/H(x)^2 = f(x)g(x)/h(x) \end{aligned}$$

Il est intéressant de commenter les cas où l'équation ci-dessus est vraie :

- le cas où  $h = g$  et  $H = G$ , c'est-à-dire le cas où le DS et le MCS se comportent exactement de la même manière donc le cas où nous n'avons pas besoin du simulateur de données,
- le cas où  $h = f$  et  $H = F$ , c'est-à-dire le cas où le MC et le MCS se comportent de la même manière. Cela fait référence au cas où soit tous les types d'interaction se comportent comme des interactions par courant neutre, soit les coupures ont éliminé toutes les interactions par courant chargé.

Par la suite j'utiliserai la méthode « intégrale », qui est celle utilisée le plus couramment bien que cela puisse induire des comportements non physiques (en fin de distribution).

Pour conclure, la méthode du simulateur de données n'est pas parfaite dans la mesure où, comme aucun simulateur de données dans le cas présent ne me permet de corriger les interactions simulées par courant chargé, je ne peux jamais être sûre d'avoir éliminé tous les fonds de courants chargés. Néanmoins, cette technique permet d'obtenir des efficacités plus proches de ce qui se passe dans les données que sans correction (comme on peut le voir sur l'exemple donné au paragraphe précédent).

# Chapitre 17

## La méthode Cousins-Feldman

### 17.1 Introduction

La méthode de R. Cousins et G. Feldman [39], dite aussi approche unifiée (« unified approach ») est une façon de calculer les intervalles de confiance qui permet de passer de façon continue d'un calcul de limite supérieure (par exemple) à un calcul d'intervalles de confiance. Après une description brève du problème, je décrirai la méthode elle-même.

### 17.2 Calcul d'intervalles de confiance

Prenons l'exemple suivant : je cherche à connaître la valeur d'un paramètre  $\theta$  et je dispose de l'observable  $x$ ,  $x$  peut être le nombre total d'événements prédit et  $\theta$  le nombre d'événements de signal dans  $x$ . Supposons que j'observe  $x_{obs}$  événements.

Pour savoir ce que nous dit le nombre  $x_{obs}$  sur le nombre d'événements de signal  $\theta_{vrai}$ , je construis deux courbes  $x_1(\theta, \alpha)$  et  $x_2(\theta, \alpha)$  telles que la probabilité pour que le nombre d'événements total observé soit compris entre  $x_1$  et  $x_2$  vaille  $\alpha$ . Dans la plupart des cas, (et dans cette analyse) on choisit  $\alpha = 90\%$ . Cela est illustré (dans le cas de la méthode classique) par la figure 17.1 de gauche. Ensuite, lorsqu'une expérience observe la valeur  $x_{obs}$ , une lecture horizontale du diagramme permet de délimiter une zone à 90 % de confiance (dans le cas pris en exemple) pour le paramètre  $\theta$ .

### 17.3 La méthode classique

La méthode classique, consiste à construire des intervalles centrés c'est-à-dire que l'on choisit  $x_1(\theta, \alpha)$  telle que  $x$  ait une probabilité de 5 % (dans ce cas) d'être inférieur à  $x_1$  et  $x_2(\theta, \alpha)$  telle que  $x$  ait une probabilité de 5 % d'être supérieur à  $x_2$ , comme illustré sur la figure 17.1 de gauche.

On peut choisir aussi de déterminer une borne supérieure pour  $\theta$ , auquel cas, on trace la courbe  $x_3(\theta, \alpha)$  telle que  $x$  ait une probabilité de 10 % (dans ce cas) d'être inférieur à  $x_3$  à un  $\theta$  donné et une probabilité de 90 % d'être supérieur à  $x_3$ . Ce choix est illustré sur le schéma de la figure 17.1 de droite.

Cette méthode pose le problème de ce que R. Cousins et G. Feldman appelle le « flip-flopping ». Lorsqu'une expérience attend peu ou pas du tout de signal, elle a tendance à choisir

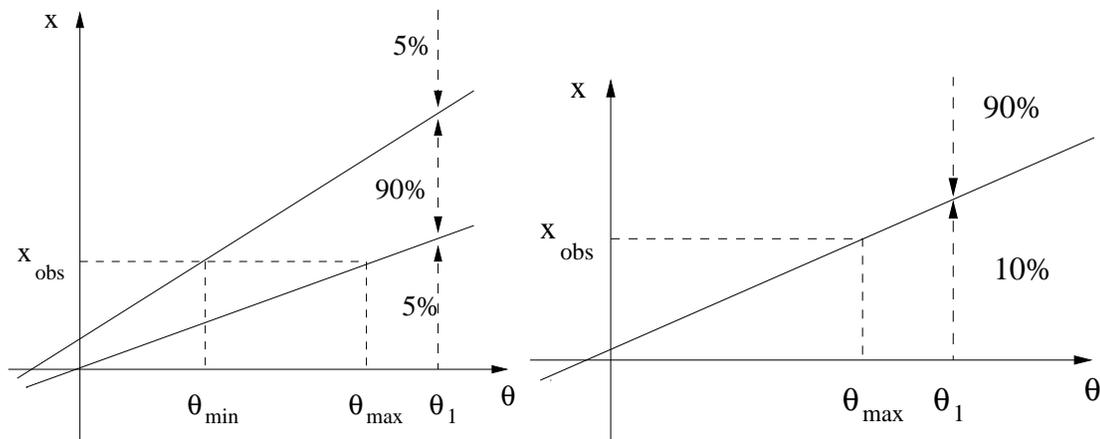


FIG. 17.1 – À gauche : détermination pour l'observable  $x$  des intervalles centrés à 90 % de niveau de confiance dans la méthode classique et déduction de l'intervalle pour la valeur du paramètre à déterminer  $\theta$ . À droite : détermination pour l'observable  $x$  du domaine à 90 % de niveau de confiance dans la méthode classique dans le cas d'une borne supérieure et déduction de la borne supérieure pour la valeur du paramètre à déterminer  $\theta$ .

de rendre ses résultats limités par une borne supérieure, et lorsqu'elle attend plus de signal elle choisit de présenter ses résultats sous forme d'intervalle de confiance. Elle choisit donc *a priori* (dans le meilleur des cas) une valeur  $x_1$  de l'observable  $x$  telle que si  $x_{obs}$  est inférieur à  $x_1$  elle lira le diagramme de droite de la figure 17.1 et si  $x_{obs}$  est supérieur à  $x_1$  elle lira le diagramme de gauche de la figure 17.1. Cette façon de procéder est résumée sur la figure 17.2. On voit que cela délimite une zone pour le paramètre  $\theta$  comprise sur la figure 17.2 entre  $\theta_1$  et  $\theta_2$  dans laquelle, si la vraie valeur de  $\theta$  s'y trouve, le niveau de confiance sur  $x$  est inférieur à 90 %.

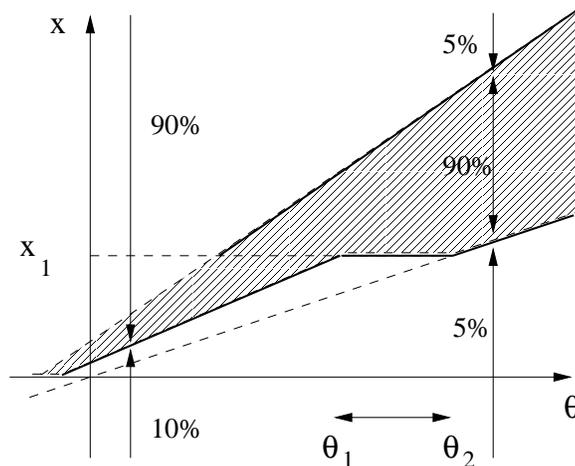


FIG. 17.2 – Dans le cas de la méthode classique, problème du « flip-flopping ». Si  $x_{obs} < x_1$ , on choisit de déterminer une borne supérieure, et si  $x_{obs} > x_1$ , on choisit un intervalle. Lorsque  $x_{obs} = x_1$ , il y a une indétermination sur le paramètre inconnu  $\theta$ , créant une zone dans laquelle l'intervalle de confiance contient moins que 90 % des probabilités pour  $x$ .

## 17.4 La méthode Bayésienne

Les bayésiens considèrent le paramètre inconnu  $\theta$  comme une variable aléatoire dans la mesure où ils déduisent de la densité de probabilité pour  $x$  à  $\theta$  donné  $f(x|\theta)$  une densité de probabilité sur  $\theta$   $f(\theta|x)$ , illustrée sur la figure 17.3. C'est à partir de la densité de probabilité  $f(\theta|x_{obs})$  qu'ils déterminent un domaine à 90 % de niveau de confiance pour  $\theta$ .

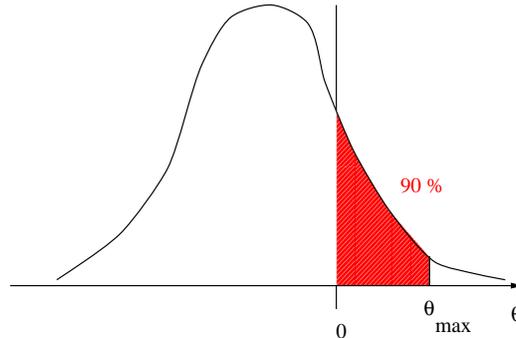


FIG. 17.3 – Densité de probabilité pour le paramètre  $\theta$  à  $x$  connu. Déduction de l'intervalle à 90 % de niveau de confiance pour la valeur du paramètre  $\theta$ , en ne considérant que les valeurs physiques de  $\theta$ . Alors,  $\theta < \theta_{max}$  concerne plus de 90 % des valeurs possibles pour  $\theta$  pour la valeur  $x_{obs}$ .

Pour ne pas risquer de présenter des résultats non physiques (appelons résultats non physiques les valeurs de  $\theta$  inférieures à 0, par exemple), les expériences qui choisissent cette méthode ne considèrent que le domaine  $\theta > 0$ , et un résultat à 90 % de niveau de confiance concerne 90 % des valeurs physiques possibles pour  $\theta$ , en fait plus de 90 % des valeurs possibles pour  $\theta$ .

## 17.5 L'approche unifiée

Cette approche, qui reste classique, joue sur la liberté de choisir les intervalles de confiance (les intervalles centrés ne sont qu'un exemple très couramment utilisé) et évite les deux problèmes précédents (la méthode classique risque de donner des domaines à moins de 90 % de niveau de confiance, la méthode bayésienne à plus de 90 % de niveau de confiance).

Le choix de l'intervalle pour chaque valeur de  $\theta$  se fait grâce à une relation d'ordre sur l'expression suivante :

$$r(x) = \frac{f(x|\theta_0)}{f(x|\theta_{best})}$$

où les fonctions  $f$  sont des densités de probabilités.

Pour chaque valeur  $\theta_0$  de  $\theta$ , on prend  $x$  tel que  $r(x)$  soit maximal,  $\theta_{best}$  étant choisi parmi les valeurs physiques possibles pour  $\theta$  de telle sorte que  $f(x|\theta_{best})$  soit le plus grand possible. Ensuite les  $r(x)$  sont classés du plus grand au plus petit et, dans cet ordre, on accumule les  $x$  jusqu'à obtenir un intervalle de 90 %. Les courbes de la méthode deviennent celles de la figure 17.4.

En renonçant à centrer les intervalles de confiance sur  $x$ , on passe, à la lecture horizontale du diagramme de la figure 17.4 de façon continue du cas borne supérieure au cas intervalle de confiance lorsque  $x$  dépasse la valeur  $x_1$ . Par construction le domaine de confiance est toujours à 90 %. Enfin, les valeurs non physiques de  $\theta$  sont évitées naturellement.

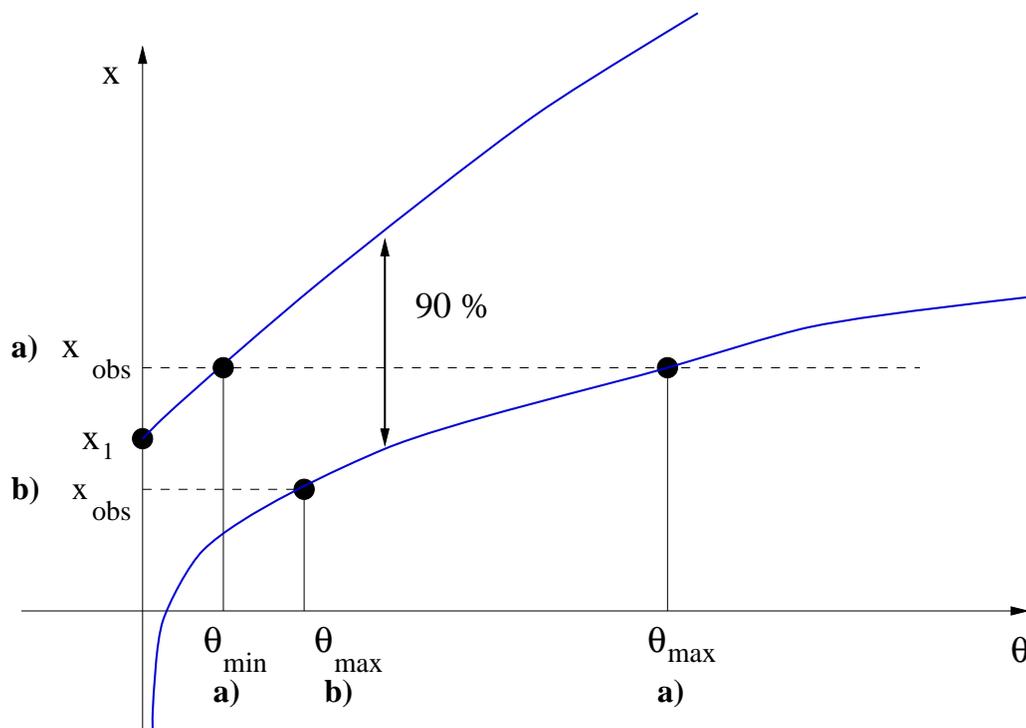


FIG. 17.4 – Détermination pour l'observable  $x$  des intervalles à 90 % de niveau de confiance avec l'approche unifiée et déduction des intervalles pour la valeur du paramètre à déterminer  $\theta$ . On passe continuellement du cas borne supérieure ( $x < x_1$ , cas b)) au cas intervalle ( $x > x_1$ , cas a)).

De plus, l'utilisation de  $r$  qui est un rapport de vraisemblances se généralise de façon évidente au cas où  $x$  est une variable à plusieurs dimensions et on calcule alors :

$$r(\vec{x}) = \frac{f(\vec{x}|\theta_0)}{f(\vec{x}|\theta_{best})}$$

ce qui en fait une méthode très adaptée au cas de l'expérience NOMAD dans laquelle les limites sur les probabilités d'oscillation sont déterminées non pas par une observable  $x$  mais par autant d'observables  $x$  qu'il y a de canaux de désintégration du  $\tau^-$  analysés. De même, dans le cas de l'analyse ici présentée, j'utilise cette méthode pour réunir les résultats des analyses des quatre topologies [40], aussi bien que pour calculer les résultats de chaque analyse séparément.

# Chapitre 18

## Variables cinématiques

### 18.1 L'énergie totale des événements

J'ai choisi de la calculer en prenant en compte les traces qui répondent aux critères suivants illustrés sur la figure 18.1 :

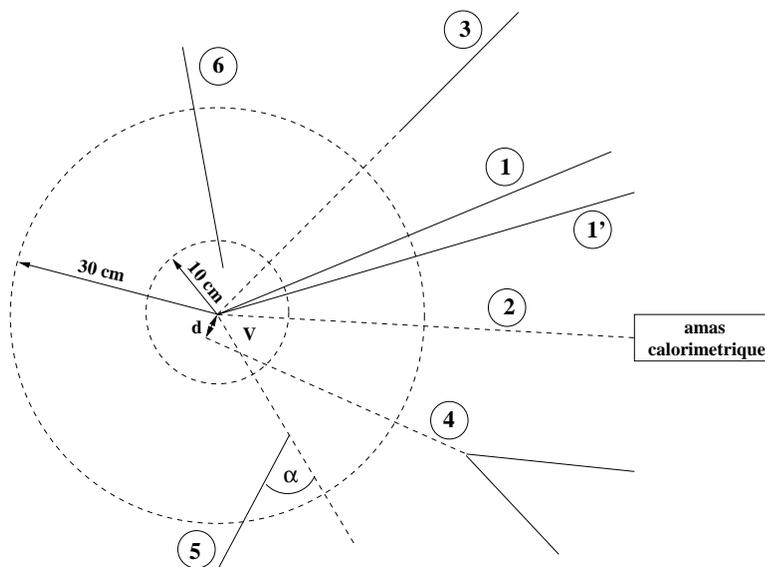


FIG. 18.1 – Schéma donnant les différentes catégories de traces prises en compte dans le calcul de l'énergie totale de l'événement.

- les traces issues directement du vertex primaire (chargées ou fabriquées à partir d'amas neutres du (des) calorimètre(s) et qui sont numérotées sur le schéma 18.1 1, 1' et 2,
- les traces issues de vertex secondaires d'interaction ou de désintégration de neutres ou les traces orphelines qui pointent à moins de 5 écarts standards vers le vertex primaire (comme les exemples 3 et 4),
- les traces issues de vertex secondaires d'interaction ou de désintégration de neutres ou les traces orphelines qui ne pointent pas correctement vers le vertex primaire et dont le premier coup est à moins de 10 cm du vertex primaire (comme l'exemple numéroté 6),
- les traces orphelines qui ne pointent pas correctement vers le vertex primaire et dont le premier coup est à moins de 30 cm et à plus de 10 cm du vertex primaire, pour ces dernières traces, l'impulsion est tournée dans la direction du vertex primaire (comme le montre l'exemple numéroté 5).

Par pointer vers le vertex primaire, j'entends que la résultante des impulsions des traces filles des vertex considérés, prise comme une droite doit être à une distance  $d$  du vertex primaire telle que  $d/\sigma(d) < 5$ .

La figure 18.2 montre pour un lot d'événements simulés d'interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  dans la cible la différence entre l'énergie générée du neutrino incident et l'énergie reconstruite calculée comme présenté ci-dessus, divisée par l'énergie générée. Le biais systématique est de 7 %.

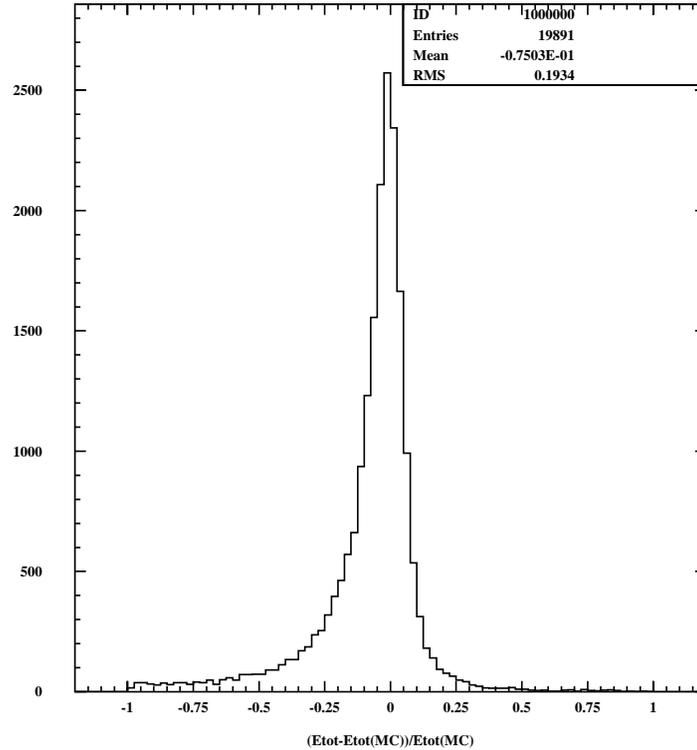


FIG. 18.2 – Différence entre l'énergie générée du  $\nu_\mu$  incident et l'énergie reconstruite, divisée par l'énergie générée pour un lot de 19 891 interactions simulées de  $\nu_\mu$  par courant chargé.

L'énergie totale est utile dans la mesure où les produits de désintégration du lepton  $\tau^-$  en emportent une grande fraction. Une variable discriminante est donc la fraction de l'énergie totale emportée par le  $\rho^-$ .

Pour le calcul de la charge totale dans l'événement, je compte toutes les traces chargées qui sont issues directement du vertex primaire et les traces isolées dont le premier coup est à moins de 10 cm du vertex primaire.

## 18.2 Les masses invariantes

Selon le canal étudié, on dispose de tout ou partie des masses invariantes suivantes :

- masse invariante d'une paire  $e^+ e^-$ , pour les conversions de photons,
- masse invariante d'une paire  $\gamma \gamma$ , pour les désintégrations de  $\pi^0$ ,

- masse invariante de  $\pi^-$  amas dans la cas à un amas ou bien masse invariante de l'ensemble  $\pi^- \gamma \gamma$ , pour les désintégrations de  $\rho^-$ .

Ces masses sont calculées de la façon suivante :

$$m = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_i\right)^2}$$

où  $N$  est le nombre de particules issues de la désintégration considérée,  $E_i$  l'énergie de la  $i^{\text{ème}}$  particule calculée avec sa masse théorique et  $\vec{p}_i$  son impulsion.

Ces masses invariantes ainsi que les angles d'ouverture des paires de particules ( $e^+ e^-$ ,  $\gamma \gamma$ ,  $\pi^- \pi^0$ ) sont des variables utilisées essentiellement au niveau de la sélection d'un candidat  $\rho^-$ . Les autres variables utilisées à ce stade sont  $E_{\pi^0}$ , l'énergie du  $\pi^0$  et  $E_{\rho^-}/E_{tot}$  la fraction de l'énergie totale emportée par le  $\rho^-$ .

### 18.3 Les variables d'isolation

Les variables dites d'isolation sont :  $Q_T$ ,  $Q_T^{Ptot}$  et  $\theta_{min_c}$ , qui sont respectivement la projection de l'impulsion du  $\rho^-$  sur le plan transverse à l'impulsion de la gerbe hadronique, la projection de l'impulsion du  $\rho^-$  sur le plan transverse à l'impulsion totale de l'événement calculée comme présenté plus haut et l'angle minimal entre l'impulsion du  $\rho^-$  et l'impulsion d'une trace chargée autre que le  $\pi^-$ .

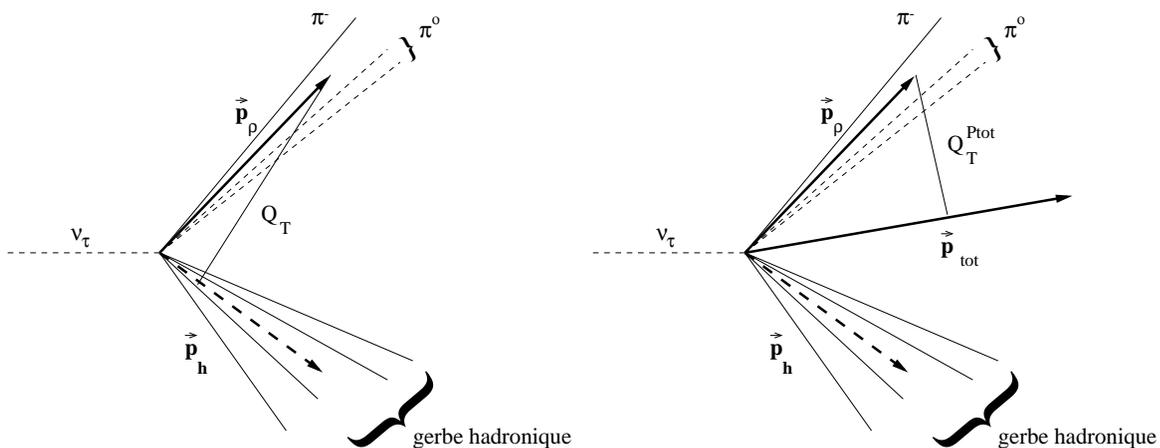


FIG. 18.3 – Définitions des variables d'isolation  $Q_T$  et  $Q_T^{Ptot}$ , dans le cadre de la recherche d'une désintégration de  $\rho^-$  venant d'un  $\tau^-$ .

Ces variables caractérisent correctement le signal dans la mesure où les particules issues de la désintégration du  $\tau^-$  sont bien séparées de la gerbe hadronique.

## 18.4 Les variables du plan transverse

Trois impulsions sont remarquables dans le plan transverse à la direction du faisceau :

- l'impulsion transverse leptonique emportée par les produits de désintégration supposés du  $\tau^-$ ,  $\vec{P}_T^\rho$ ,
- l'impulsion transverse emportée par les autres particules, qui forment alors la gerbe hadronique,  $\vec{P}_T^h$ ,
- l'impulsion transverse manquante emportée par le neutrino  $\nu_\tau$ ,  $\vec{P}_T^{miss}$ .

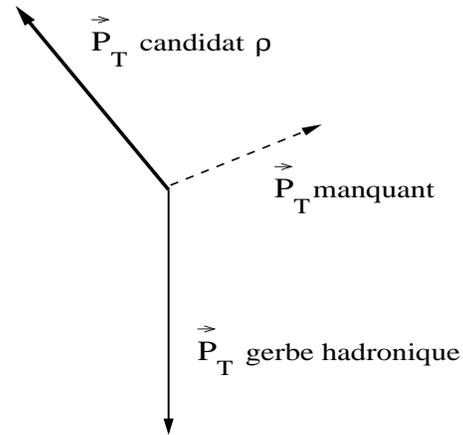


FIG. 18.4 – Les trois impulsions transverseuses utilisées dans cette analyse.

Les événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  se caractérisent par une impulsion transverse manquante importante emportée par le  $\nu_\tau$  émis lors de la désintégration du  $\tau^-$ , alors que les événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  n'ont pas cette propriété. En revanche, les événements d'interactions par courant neutre ont de l'impulsion transverse manquante emportée par le neutrino. Il faut donc utiliser l'information contenue dans l'impulsion transverse du  $\rho^-$  qui doit être grande pour un événement de signal et petite pour un événement de bruit dans lequel l'analyse aurait sélectionné un  $\rho^-$  de la gerbe hadronique.

Les variables utilisées pour rejeter les fonds sont donc  $\vec{P}_T^{miss}$ , l'impulsion transverse manquante,  $\vec{P}_T^h$ , l'impulsion transverse de la gerbe hadronique, et  $\vec{P}_T^\rho$ , l'impulsion transverse du  $\rho^-$  ou les combinaisons suivantes de ces variables :

$$\hat{\nu} = \frac{P_T^\rho \Leftrightarrow P_T^{miss}}{P_T^h} \quad \hat{\mu} = \frac{P_T^\rho + P_T^{miss} \Leftrightarrow P_T^h}{P_T^\rho + P_T^{miss} + P_T^h}$$

De plus, dans le plan transverse,  $\vec{P}_T^{miss}$ ,  $\vec{P}_T^h$  et  $\vec{P}_T^\rho$  forment un triangle dont on utilise les côtés dans des rapports comme ci-dessus, plus un facteur d'échelle qui est la masse transverse :

$$M_T = \sqrt{(\|\vec{P}_T^\rho\| + \|\vec{P}_T^{miss}\|)^2 \Leftrightarrow \|\vec{P}_T^h\|^2}$$

# Chapitre 19

## Lots de données

### 19.1 Les données réelles

Le lot de données utilisé correspond aux données prises par NOMAD entre 1995 et 1998. Elles sont de type de déclenchement  $\bar{\nu}T_1T_2$  et donc du type interaction de neutrinos dans la cible. Selon les années, le détecteur avait certaines caractéristiques physiques qu'il faut prendre en compte :

- En 1995, la cible a été complétée au fur et à mesure. Durant la première période de prise de données, la cible ne comptait que 4 modules de chambres à dérive. Durant une deuxième période, elle comptait 8 modules et enfin 11 modules. Durant l'année 1996, la cible comptait 11 modules.
- En 1997 et 1998, un détecteur de traces à base de silicium a été installé pour tests à la place du premier module de chambres à dérive, en amont du détecteur, qui ne comptait donc que 10 modules.

Ces données brutes ont subi un premier filtre avant d'être stockées après reconstruction sous le format DST (« Data Summary Tape »).

Les lots de données sur bande utilisés sont :

- données 95 (4, 8 et 11 modules) : 515 555 interactions de neutrino dans la cible,
- données 96 : 842 415 interactions de neutrino dans la cible,
- données 97 : 1 204 536 interactions de neutrino dans la cible,
- données 98 : 752 560 interactions de neutrino dans la cible,
- au total 3 315 066 événements d'interactions de neutrinos dans la cible.

Parmi ces données un certain nombre souffrent de défauts dus à des problèmes apparus lors de la prise de données. Ces défauts peuvent avoir différentes origines :

- Disfonctionnements du détecteur :
  - pas de champ magnétique,
  - un sous-détecteur a des problèmes de haute ou basse tension, ou un problème de gaz.

- Cela peut arriver au niveau de sous-détecteurs cruciaux pour l'analyse comme ceux consacrés à l'identification des leptons,
- les vetos sont déconnectés, ce qui résulte en le même genre de problèmes que le point précédent.
  - Mauvais faisceau :
    - problème de focalisation, les rapports de flux des différentes saveurs ne sont plus connus,
    - faisceau instable.
  - Disfonctionnement de l'acquisition :
    - les machines de contrôle des sous-détecteurs ne fonctionnent pas, on ne peut alors garantir la qualité des données mises sur bande,
    - la mise sur bande des données ne se fait pas ou se fait partiellement,
    - une partie des données (un sous-détecteur par exemple) n'arrivent pas jusqu'au logiciel qui construit l'événement,
    - ce logiciel fonctionne mal.
  - Données cosmiques : le faisceau est absent et on stocke les données venant soit du faisceau de muons qui arrose le détecteur en permanence, soit des muons cosmiques.

Pour que la qualité des données soient assurée, les lots affectés sont retirés du lot de départ. L'échantillon devient :

- données 95 (4, 8 et 11 modules) : 505 165 interactions de neutrino dans la cible,
- données 96 : 812 465 interactions de neutrino dans la cible,
- données 97 : 1 069 439 interactions de neutrino dans la cible,
- données 98 : 724 255 interactions de neutrino dans la cible,
- au total 3 111 324 interactions de neutrino dans la cible.

## 19.2 Les données simulées

Les lots à ma disposition avec la même reconstruction et le même programme de mise sous format DST que pour les données sont les suivants :

- interactions de  $\nu_\mu$  par courant chargé : 1 892 934,
- interactions de  $\bar{\nu}_\mu$  par courant chargé : 311 237,
- interactions de  $\nu_e$  par courant chargé : 264 355,
- interactions de  $\bar{\nu}_e$  par courant chargé : 264 352,
- interactions de  $\nu_\mu$  par courant neutre : 665 977,

- interactions de  $\nu_\tau$  par courant chargé suivi de la désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  : 73 626.

### 19.3 Normalisations

Les normalisations des différents lots entre eux, et les calculs d'efficacités se font à partir des statistiques obtenues après coupures fiducielles données dans la table 20.2. Pour 950 000 interactions simulées de  $\nu_\mu$  par courant chargé (CC) on attend [29] :

- 24 000  $\bar{\nu}_\mu$  CC,
- 14 000  $\nu_e$  CC,
- 1 500  $\bar{\nu}_e$  CC,
- et 340 000 interactions par courant neutre.

Compte tenu des statistiques obtenues après coupures fiducielles, cela revient à appliquer les poids suivants 1,00:0,1757:0,1122:0,0135:1,2199 aux interactions  $\nu_\mu$  CC: $\bar{\nu}_\mu$  CC: $\nu_e$  CC: $\bar{\nu}_e$  CC: $\nu_\mu$  NC. Le total des interactions simulées normalisé au nombre de  $\nu_\mu$  CC s'élève à :

$$1. \times N_{\nu_\mu CC} + 0,1757 \times N_{\bar{\nu}_\mu CC} + 0,1122 \times N_{\nu_e CC} + 0,0135 \times N_{\bar{\nu}_e CC} + 1,2199 \times N_{\nu_\mu NC} = 2\,214\,292$$

Le résumé des lots à ma disposition pour calculer les efficacités est le suivant :

catégorie	statistique
MC	2 214 292
D	1 745 283
MCS	954 810
DS	752 024

# Chapitre 20

## Présélections

### 20.1 Premier filtre

#### 20.1.1 Coupures fiducielles

Le lot de données utilisées est celui présenté plus haut. Pour les données réelles, les mauvais lots ont été retirés comme précisé. Afin de m'assurer de la qualité de la reconstruction et du fait que toutes les traces des événements ont une chance d'être vues par le détecteur, j'ai filtré toutes ces données par le filtre que j'appelle « primaire » qui pose d'abord des exigences sur le vertex d'interaction du neutrino :

- il doit y avoir un vertex primaire,
- ce vertex doit être dans le volume fiduciel défini par la collaboration et présenté dans la table 20.1,
- le vertex doit avoir au moins deux traces filles chargées (c'est-à-dire au moins le  $\pi^-$  du  $\rho^-$  et une trace chargée pour constituer la gerbe hadronique).

Catégorie	limites en $x$	limites en $y$	limites en $z$
11 modules (MC et données)	$ x  < 130 \text{ cm}$	$\Leftrightarrow 125 < y < 135 \text{ cm}$	$5 < z < 405 \text{ cm}$
données 95 (8 modules)	$ x  < 130 \text{ cm}$	$\Leftrightarrow 125 < y < 135 \text{ cm}$	$115 < z < 405 \text{ cm}$
données 95 (4 modules)	$ x  < 130 \text{ cm}$	$\Leftrightarrow 125 < y < 135 \text{ cm}$	$260 < z < 405 \text{ cm}$
données 97 et 98 (10 modules) (+ MCS et DS)	$ x  < 130 \text{ cm}$	$\Leftrightarrow 125 < y < 135 \text{ cm}$	$39 < z < 405 \text{ cm}$

TAB. 20.1 – Coupures fiducielles appliquées sur la position du vertex primaire dans le détecteur en fonction de la géométrie du détecteur et du type des données étudiées. Note : la dissymétrie sur les bornes en  $y$  vient du fait que les chambres sont décalées de 5 cm vers le haut parce que le faisceau monte. Il est incliné de  $2,5^\circ$  par rapport à l'horizontale.

Les résultats de cette première étape sont présentés dans le tableau 20.2. C'est à partir des données issues de cette première partie de filtre, que j'appelle coupures fiducielles, que la normalisation sera effectuée dans les analyses, pour les calculs d'efficacités (voir chapitre précédent).

coupure	signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC	données
lot de départ	73 626	1 892 934	264 355	311 237	264 352	665 977	3 111 324
(1)	68 054	1 827 841	245 504	302 050	249 540	600 690	3 048 231
(2)	61 845	1 649 823	214 711	262 808	214 312	542 779	2 100 520
(3)	59 526	1 582 211	207 711	227 507	189 857	464 169	1 745 283

TAB. 20.2 – Première partie du filtre : (1) il y a un vertex primaire, (2) le vertex primaire est dans le volume fiduciel, (3) au moins deux traces chargées sont rattachées au vertex primaire. Les trois coupures sont appliquées successivement.

### 20.1.2 Coupures de qualités

Le filtre « primaire » exige ensuite que les événements soient reconstruits correctement. Pour cela il s'appuie en particulier sur l'énergie visible des événements comme calculée page 132. Le filtre demande alors les qualités suivantes :

- l'erreur sur l'énergie visible de l'événement doit être inférieure à 4 GeV (indice de fiabilité des impulsions et des énergies des traces),
- l'erreur relative sur l'impulsion transverse de la trace au primaire (toute trace ayant contribué au calcul de l'énergie visible) qui a la plus grande impulsion transverse doit être inférieure à 8 % (indice de mesures correctes des impulsions transverses),
- la charge totale au primaire doit être comprise entre -1 et 2 (indice que la reconstruction n'a pas manqué trop de traces chargées).

Ces coupures, standards dans la collaboration NOMAD, sont regroupées sous le nom de coupures de qualité et leurs effets sont portés dans la table 20.3.

coupure	signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC	données
lot de départ	59 526	1 582 211	207 711	227 507	189 857	464 169	1 745 283
(1)	59 034	1 575 827	205 165	226 703	187 271	461 169	1 733 786
(2)	56 014	1504 141	194 310	218 842	180 102	443 536	1 547 739
(3)	54 831	1 522 688	199 059	218 940	180 895	397 201	1 577 954
restent :	51 348	1 444 789	184 576	210 337	170 057	378 852	1 399 576
$\epsilon(\text{filtre})$ (%)	86,26	91,31	88,86	92,45	89,57	81,61	80,19

TAB. 20.3 – Deuxième partie du filtre : (1) l'erreur sur l'impulsion totale n'excède pas 4 GeV, (2) la charge totale est comprise entre -1 et 2 (inclus), (3) l'erreur relative sur l'impulsion transverse de la trace qui a la plus grande impulsion transverse n'excède pas 8 %. Les coupures sont appliquées indépendamment les unes des autres. La dernière ligne donne l'efficacité des coupures de qualité par rapport au lot de normalisation (après les coupures fiducielles).

Les différences d'efficacités viennent des différences physiques entre les divers types d'événements, c'est-à-dire la façon dont se répartissent les vertex primaires dans le détecteur, l'énergie des particules incidentes. Le filtre qui vient d'être présenté garantit la qualité de la reconstruction des événements.

Pour le simulateur de données, les coupures sont les mêmes à la différence près que la charge totale de l'événement doit être comprise entre 0 et 3, pour prendre en compte le fait qu'on l'a

augmentée de 1 en enlevant le muon. Le résultat de ces coupures est présenté dans la table 20.4.

coupure	MCS	DS
lot de départ	954 810	752 024
(1)	950 118	748 609
(2)	913 467	682 438
(3)	839 427	628 674
restent :	800 845	570 809
$\epsilon(\text{filtre})$ (%)	84,28	75,90

TAB. 20.4 – *Coupures de qualité : les coupures (1) et (3) sont celles de la table 20.3, (2) la charge totale est comprise entre 0 et 3 (inclus). Les coupures sont appliquées indépendamment les unes des autres. L'efficacité des coupures de qualité est calculée par rapport aux lots de référence.*

## 20.2 Deuxième filtre : rejet sommaire des bruits de fond

Les bruits de fond au signal du  $\tau \rightarrow \rho$  sont toutes les interactions de neutrinos des autres saveurs. En particulier, une grande fraction des interactions par courant chargé est facile à identifier par la présence d'un muon (pour les interactions de  $\nu_\mu$  et de  $\bar{\nu}_\mu$ ) ou d'un électron ou positron (pour les interactions de  $\nu_e$  et de  $\bar{\nu}_e$ ) au vertex primaire. Un deuxième filtre est donc fait pour éliminer de tels événements.

Ce filtre demande :

- qu'il n'y ait aucun muon (de charge positive ou négative) identifié dans les événements,
- qu'il n'y ait aucun électron (ou positron) identifié comme tel au vertex primaire, ni d'électron (ou positron) isolé et identifié dont la trace commence à moins de 20 cm du vertex primaire (ce qui correspond à la coupure à 6 plans pour accepter une trace dans un vertex).

Le résultat de ce filtre est présenté dans la table 20.5. Il est plus efficace contre les interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  que de  $\nu_e$  en raison de moins bonnes efficacités de reconstruction et d'identification des électrons.

coupure	signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC	données
lot de départ	51 348	1 444 789	184 576	210 337	170 057	378 852	1 399 576
(1)	49 846	179 083	180 193	12 679	166 485	371 465	449 620
(2)	44 548	1 330 562	44 416	196 090	34 960	345 873	1 257 034
restent :	43 285	164 279	43 163	11 628	34 018	339 262	392 600
$\epsilon(\text{filtre})$ (%)	72,71	10,38	20,78	5,11	17,91	73,09	22,49

TAB. 20.5 – *Vetos : (1) aucun muon (négatif ou positif) n'a été identifié par la reconstruction, (2) aucun électron ou positron n'a été identifié au vertex primaire ou isolé et à moins de 20 cm du vertex primaire. Les coupures sont appliquées indépendamment les unes des autres. La dernière ligne donne l'efficacité du filtre par rapport aux lots de référence.*

À ce niveau les bruits de fond restants sont les événements d'interactions par courant chargé

dans lesquels le lepton n'a pas été identifié ou reconstruit, et les interactions par courant neutre.

Le filtre appliqué au simulateur de données est identique. Les résultats se trouvent dans la table 20.6.

coupure	MCS	DS
lot de départ	800 845	570 809
(1)	788 704	561 862
(2)	728 099	515 518
restent :	717 148	507 487
$\epsilon(\text{filtre})$ (%)	75,10	67,48

TAB. 20.6 – *Vetos : les coupures (1) et (2) sont les mêmes que dans la table 20.5. Les coupures sont appliquées indépendamment les unes des autres. L'efficacité du filtre est calculée par rapport aux lots de référence.*

## 20.3 Résumé des présélections

Les présélections, regroupées en coupures fiducielles, coupures de qualité et vetos sommaires, sont rappelées dans la table 20.7. Je donne les efficacités de ces grandes catégories de sélections par rapport aux lots de référence (issus des coupures fiducielles). Les initiales « MCS », « DS » et « D », font référence respectivement au Monte Carlo utilisé par le simulateur de données, aux données du simulateur de données et aux données. Les initiales « MC » se rapportent au lot de Monte carlo comportant tous les types d'interactions simulées de bruit de fond normalisés entre eux par rapport au nombre d'interactions simulées de  $\nu_\mu$  par courant chargé. J'appelle « MC corrigé », le nombre précédent (« MC ») multiplié par le facteur correctif du simulateur de données et par le facteur 0,788 normalisant le lot au lot de données.

coupure	MCS	DS	MC	MC corrigé	D
coupures fiducielles	954 810	752 024	2 214 291,98		1 745 283
coupures de qualité	800 845	570 809	1 966 911,96	1 395 816,70	1 399 576
efficacité (%)	84,28	75,90	88,82	<b>79,98±0,15</b>	<b>80,19</b>
vetos sommaires	717 148	507 487	585 489,88	414 553,65	392 600
efficacité (%)	75,10	67,48	26,44	<b>23,75±0,06</b>	<b>22,49</b>

TAB. 20.7 – *Résumé des effets des présélections. Les efficacités sont calculées par rapport aux lots de référence (après coupures fiducielles).*

Une dernière coupure de qualité sera appliquée par la suite pour chaque topologie : le nombre de coups restant libres c'est-à-dire associés à aucune trace après la reconstruction est un indice de la qualité de cette dernière. Ces coups libres viennent en partie du fait que les traces ayant un rayon de courbure inférieur à 25 cm ne sont pas reconstruites (cela concerne en particulier les électrons). La reconstruction est de meilleure qualité pour la simulation que pour les événements réels et le nombre de coups restants,  $N_{reste}$ , est plus élevé en moyenne dans les données que dans la simulation. De plus le bruit de l'électronique (qui simule des coups) ne figure pas dans la simulation. D'autre part, ce nombre dépend aussi de la topologie étudiée, sachant que les événements contenant des gerbes électromagnétiques et donc beaucoup de conversions de

photons sont moins bien reconstruits que les autres (les électrons de faible énergie forment des traces qui tournent beaucoup dans le champ magnétique et ont peu de coups). Pour les quatre topologies, le nombre moyen de coups restants après la reconstruction pour les événements simulés (de tous les types) et les données sont :

- topologie « un amas » : pour les événements réels  $\langle N_{reste} \rangle = 219,5$  et pour les événements simulés  $\langle N_{reste} \rangle = 122$ ,
- topologie « deux amas » : pour les événements réels  $\langle N_{reste} \rangle = 218,5$  et pour les événements simulés  $\langle N_{reste} \rangle = 112,2$ ,
- topologie « un amas-une conversion » : pour les événements réels  $\langle N_{reste} \rangle = 315$  et pour les événements simulés  $\langle N_{reste} \rangle = 179,4$
- topologie « deux conversions » : pour les événements réels  $\langle N_{reste} \rangle = 404$  et pour les événements simulés  $\langle N_{reste} \rangle = 250$ ,

La coupure qui sera toujours appliquée quelle que soit la topologie étudiée est  $N_{reste} < 500$ .

# Chapitre 21

## Vetos contre les leptons

### 21.1 Électrons d'interactions de $\nu_e$ par courant chargé

#### 21.1.1 Identification des électrons dans NOMAD

L'identification des traces dans NOMAD se fait à l'étape de la reconstruction des événements que l'on appelle la « phase 2 », qui synthétise les informations venant de tous les sous-détecteurs (*a contrario* la « phase 1 » est l'étape au cours de laquelle les codes de chaque sous-détecteur traitent les informations qui leur sont propres).

L'identification des électrons utilise les informations dispensées par le détecteur à rayonnement de transition (TRD), le détecteur à pieds de gerbe (PRS) et le calorimètre électromagnétique (ECAL).

L'algorithme d'identification des électrons du TRD [32] [33], très brièvement décrit dans le paragraphe consacré à ce sous-détecteur, et l'algorithme d'identification des électrons par le PRS retournent un mot (« ProbEl ») qui lorsqu'il prend la valeur 1 signifie que la trace chargée qui correspond aux dépôts dans ces sous-détecteurs est celle d'un électron (ou positron). Dans le calorimètre électromagnétique, l'étude consiste à comparer l'impulsion reconstruite de la trace avec l'énergie déposée, dans la mesure où un électron y dépose la totalité de son énergie. La décision prise par le calorimètre électromagnétique est utilisée comme veto et peut se substituer aux décisions prises par les deux autres sous-détecteurs. L'identification se fait selon les étapes suivantes :

**TRD :**

ProbEl = 1 → électron

ProbEl = 0 → non-électron

pas de décision  $\Leftrightarrow$

**PRS :**

ProbEl = 1 → électron

ProbEl = 0 → non-électron

et en veto

**ECAL :**

$\frac{E}{P-\sigma_P} \geq 0,85 \rightarrow$  électron

$\frac{E}{P-\sigma_P} \in [0; 0,85[ \rightarrow$  non-électron

Comme on l'a vu au chapitre précédent qui décrit les présélections, cet algorithme, appliqué sur des traces chargées négativement rattachées au vertex primaire ou isolées et dont

le premier coup est à moins de 20 *cm* du vertex primaire, permet de reconnaître 75,9 % des événements simulés d'interaction par courant chargé de  $\nu_e$ . Cela n'est pas suffisant pour la recherche d'oscillations. Il faut appliquer un algorithme de rejet des électrons en plus de celui d'identification.

### 21.1.2 Veto

L'étude est faite sur les lots de données simulées de signal et d'interactions par courant chargé de  $\nu_e$  restant après que les présélections ont été appliquées, soient 43 285 événements de signal et 43 163 événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_e$ . Parmi ces derniers, dans 37 342 événements, l'électron issu de l'interaction du  $\nu_e$  est reconstruit au vertex primaire ou comme un trace isolée dont le premier coup est à moins de 20 *cm* du vertex primaire. Dans ces 86 448 événements, on trouve au vertex primaire ou à moins de 20 *cm* du vertex primaire 154 523 traces chargées négativement et qui ne sont pas l'électron et 37 342 électrons issus de l'interaction du  $\nu_e$ .

Le veto se fait en deux étapes. La première étape consiste à appliquer une identification des électrons dite « relachée », s'appuyant aussi sur les informations délivrées par les trois sous-détecteurs d'identification. J'étudie donc le comportement, parmi les 154 523 traces négatives (non électron) et les 37 342 électrons, des traces qui touchent l'ensemble des trois sous-détecteurs, soient 67 631 traces qui ne sont pas celles de l'électron et 8 155 traces d'électrons :

- **TRD** : l'algorithme d'identification dans le TRD fournit une fonction, la contamination en pion, qui correspond à la probabilité que la trace étudiée soit une trace de pion. On trouve 99,5 % des traces d'électrons reconstruites telles que la contamination en pion est inférieure à 20 %. Ce chiffre correspond à 36,8 % des autres traces négatives. Les distributions de cette contamination en pion sont données sur la figure 21.1.

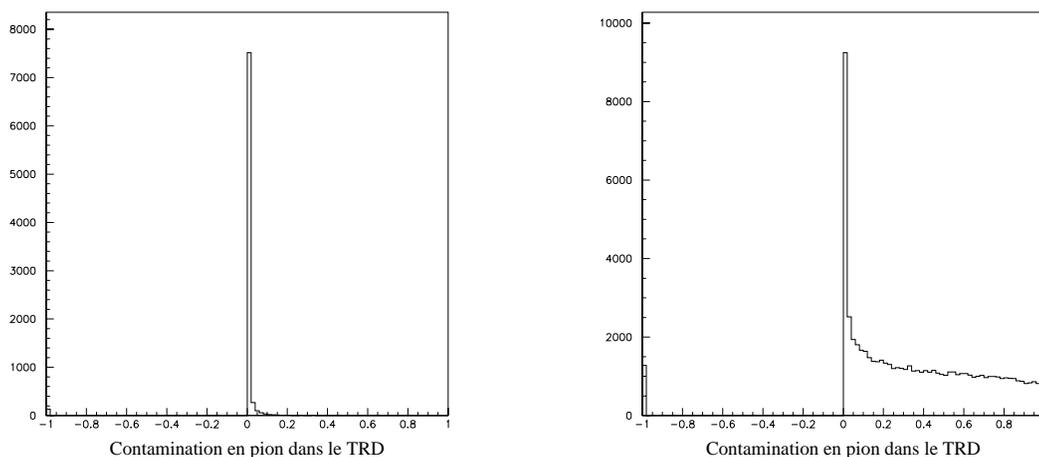


FIG. 21.1 – Probabilité que la particule qui a traversé le TRD soit un pion, à gauche pour les électrons, à droite pour les autres traces négatives. Lorsque le résultat vaut -1, l'algorithme n'a pas pu être appliqué.

- **PRS** : l'énergie moyenne déposée par une particule dans les deux plans de tubes du détecteur à pieds de gerbe est supérieure à 3 *m.i.p.* pour 97,1 % des électrons et pour seulement 32,7 % des autres traces négatives. Les deux distributions sont portées sur la figure 21.2.

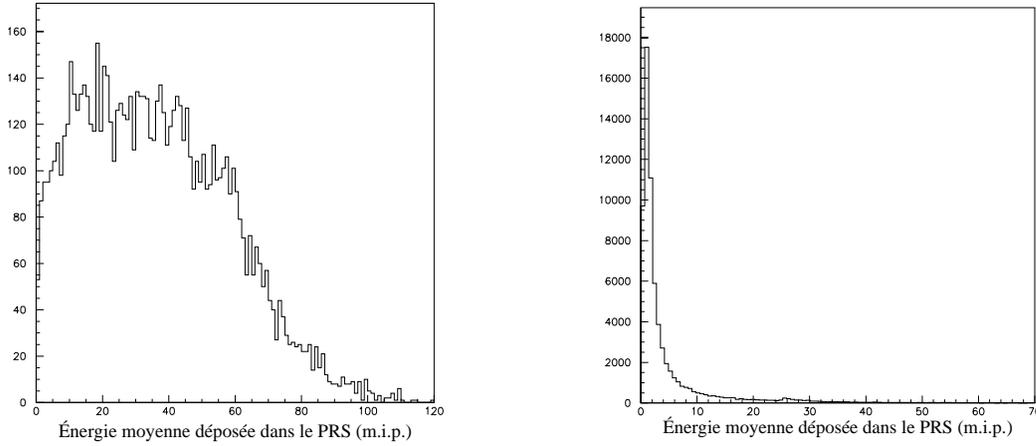


FIG. 21.2 – Énergie moyenne déposée par une particule dans les deux plans (horizontal et vertical) du PRS, à gauche pour les électrons, à droite pour les autres traces négatives.

- **ECAL** : le rapport  $\frac{E-P}{E+P}$ , où  $E$  est l'énergie déposée par une particule dans le calorimètre électromagnétique et  $P$  son impulsion mesurée dans les chambres à dérive, permet de distinguer les particules qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre, comme les électrons, des autres. Les distributions de cette variable sont présentées sur la figure 21.3. Le rapport  $\frac{E-P}{E+P}$  est compris entre -0,2 et 0,3 pour 63,4 % des électrons qui traversent les trois sous-détecteurs et pour 12,3 % des traces non-électron.

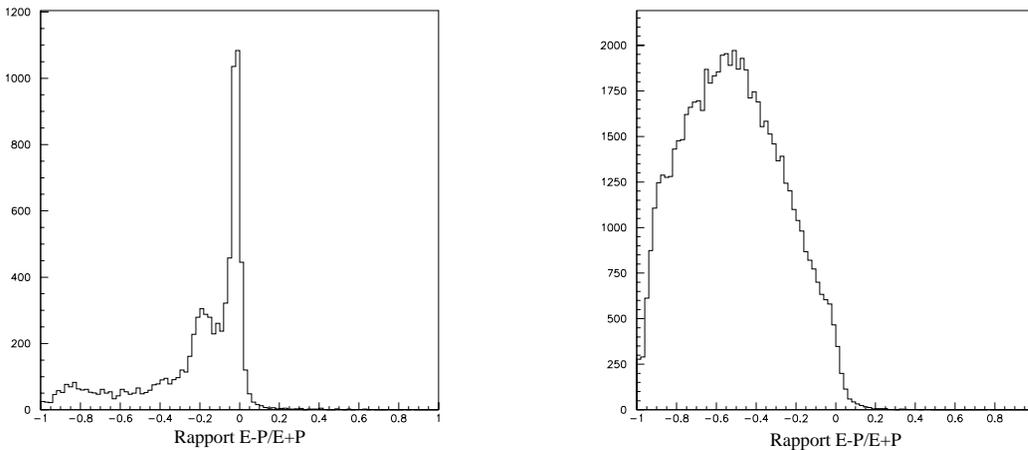


FIG. 21.3 – Rapport  $\frac{E-P}{E+P}$ , à gauche pour les électrons, à droite pour les autres traces négatives.

L'identification « relâchée » des électrons demande que la contamination en pion calculée par l'algorithme du TRD soit inférieure à 20 %, que l'énergie moyenne déposée dans le PRS soit supérieure à 3 *m.i.p.* et que le rapport  $\frac{E-P}{E+P}$  fourni par les chambres à dérive et le ECAL soit compris entre -0,2 et 0,3. Lorsqu'une trace satisfait ces trois critères, on considère qu'elle risque de correspondre à un électron et on rejette l'événement qui la contient. Cette première étape rejette 1 109 événements de signal et 5 729 événements d'interaction par courant chargé de  $\nu_e$ .

La deuxième étape du veto contre les interactions par courant chargé de  $\nu_e$  sélectionne les électrons issus de ce type d'interactions par leur comportement cinématique. Elle concerne les traces de charges négatives qui ont échappé à un au moins des trois sous-détecteurs d'identi-

cation, soient 86 892 traces négatives non-électrons et 29 187 traces d'électrons. Ces dernières sont des traces à grande impulsion transverse,  $1,32 \text{ GeV}$  d'impulsion transverse en moyenne (alors que l'impulsion transverse moyenne des autres traces vaut  $0,4 \text{ GeV}$ ) comme on peut le voir sur la figure 21.4.

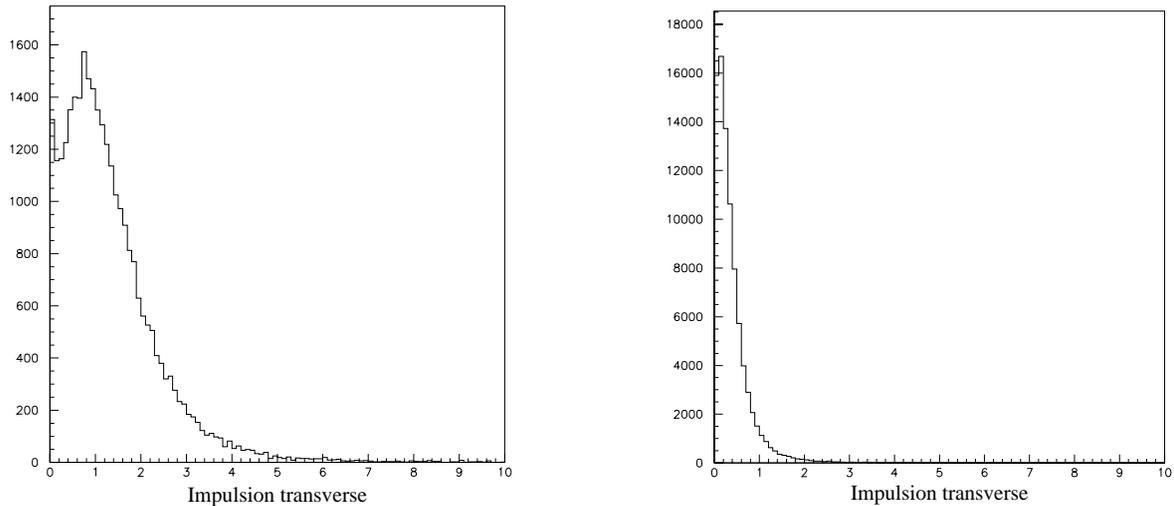


FIG. 21.4 – Impulsion transverse des traces négatives dont le premier coup est au vertex primaire ou à moins de  $20 \text{ cm}$  du vertex primaire et qui échappent à au moins un des détecteurs de l'ensemble TRD, PRS et ECAL, à gauche pour les électrons, à droite pour les autres traces négatives.

Un événement est considéré comme potentiellement une interaction par courant chargé de  $\nu_e$  lorsqu'il comporte une trace négative au vertex primaire ou dont le premier coup est à moins de  $20 \text{ cm}$  du vertex primaire, d'impulsion transverse supérieure à  $1 \text{ GeV}$  et qui échappe à au moins un des trois sous-détecteurs d'identification. Cela concerne 3 247 événements de signal et 16 840 événements d'interaction par courant chargé de  $\nu_e$ .

En résumé, ce veto rejette 4 356 événements de signal, soit 10 %, et 22 541 événements de fond, soit 52,2 %.

## 21.2 Muons d'interactions de $\nu_\mu$ par courant chargé

### 21.2.1 Identification des muons dans NOMAD

L'identification des muons se fait par simple accord entre une trace dans les chambres à dérive de la cible et les segments de trace en  $x$  et  $y$  dans la station 1 ou la station 2 des chambres à muons. Comme on l'a vu au niveau de la présélection des événements, cette identification ne permet de rejeter que 87,6 % des événements simulés d'interaction par courant chargé de  $\nu_\mu$ . Parmi les événements survivants, les muons peuvent ne pas être reconstruits ou échapper aux chambres à muons de façon géométrique ou parce qu'ils sont d'énergie trop faible pour les atteindre.

### 21.2.2 Veto

Le programme de reconstruction des traces de muons fournit des fonctions [38] qui donnent la probabilité qu'une trace atteigne les chambres à muons, sous l'hypothèse que c'est une trace de muon. On peut accéder à la probabilité qu'une trace « touche » les chambres à muons (acceptance géométrique) et « atteigne » les chambres à muons (acceptance prenant en compte l'impulsion des traces).

La fonction qui donne la probabilité de « toucher » une chambre à muons utilise la valeur centrale de la position au  $z$  des chambres  $(x_0, y_0)$  (c'est à dire la position extrapolée au  $z$  des chambres à muons à partir des chambres à dérive), et les variances sur ces coordonnées  $\sigma_x^2$  et  $\sigma_y^2$ . La densité de probabilité pour que la trace coupe les chambres à muons à une position  $(x, y)$  donnée est approchée par :

$$\frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left[-\left(\frac{x - x_0}{2\sigma_x}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{y - y_0}{2\sigma_y}\right)^2\right]$$

La probabilité pour que la trace « touche » une chambre à muons est alors l'intégrale sur toute la surface de la chambre de la densité de probabilité. La probabilité pour que la trace « atteigne » une chambre est calculée de façon similaire mais utilise l'impulsion de la trace et la variance sur l'impulsion. Elle est calculée en prenant bien-sûr en compte la perte d'énergie des muons dans le calorimètre électromagnétique et dans la matière dense entre le calorimètre et les chambres à muons. J'appelle la probabilité de « toucher » les chambres de la station 1 « ProbToHit1 » et la probabilité « d'atteindre » les chambres de la station 1 « ProbToReach1 ».

En sortie de présélection, il reste 164 279 événements simulés d'interaction par courant chargé de  $\nu_\mu$  dans lesquels le muon n'a pas été identifié, parmi lesquels 147 701 événements dans lesquels le muon est néanmoins reconstruit au vertex primaire ou à moins de 20 *cm* du vertex primaire. Parmi ces muons reconstruits, 139 130 sont tels que le produit des deux probabilités précédemment décrites est inférieur à 80 %, soient 94,2 % des muons.

D'autre part, rappelons qu'une zone morte entre les chambres à muons a été équipée de scintillateurs. Le calcul de la probabilité pour qu'une trace supposée trace de muon « touche » cette zone est mené de façon similaire au calcul de l'acceptance géométrique. Parmi les muons reconstruits, 6 701, soient 4,53 %, ont une probabilité supérieure à 30 % de passer dans cette zone morte. J'appelle cette probabilité « ProbToHitVeto ».

Je dois donc chercher les muons parmi les traces qui échappent d'une façon ou d'une autre à la détection des chambres à muons. Je caractérise ces traces par le critère suivant :  $\text{ProbToReach1} \times \text{ProbToHit1} < 80\%$  ou  $\text{ProbToHitVeto} > 30\%$ , que j'appelle critère « d'échappement ». Je les cherche parmi les 147 701 traces de muons et les 299 358 traces chargées négativement, qui ne sont pas le muon et qui sont présentes dans les événements de signal et d'interaction par courant chargé de  $\nu_\mu$  sortant des présélections. Le critère « d'échappement » sélectionne 139 574 muons, donc 94,5 % des muons reconstruits et 219 277 autres traces négatives soient 73,2 % de ces traces.

Tout comme les électrons d'interactions de  $\nu_e$  par courant chargé, les muons ici étudiés (c'est-à-dire répondant au critère « d'échappement ») correspondent à des traces à grande impulsion transverse : 913 *MeV* en moyenne, alors que l'impulsion transverse moyenne des autres traces négatives est de 335 *MeV*. La différence de comportement cinématique des deux types

de traces est visible sur la figure 21.5.

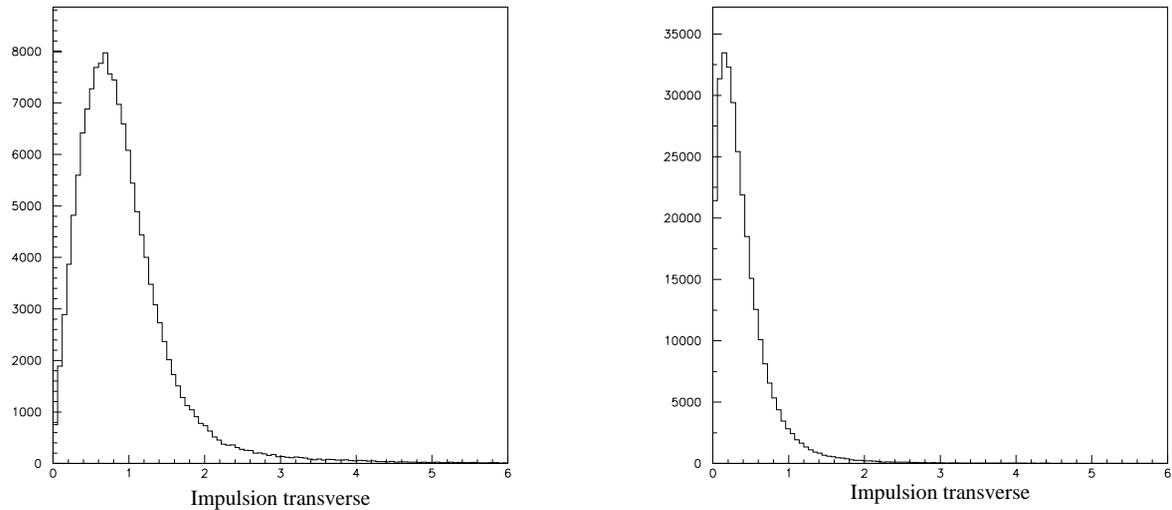


FIG. 21.5 – Impulsion transverse des traces négatives dont le premier coup est au vertex primaire ou à moins de 20 cm du vertex primaire, à gauche pour les muons issus de l'interaction par courant chargé de  $\nu_\mu$  à droite pour les autres traces négatives prises dans les interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  simulées et le signal.

Le veto que j'applique le cas échéant consiste à rejeter les événements comportant une trace négative au vertex primaire ou dont le premier coup est à moins de 20 cm du vertex primaire qui satisfait le critère « d'échappement » et dont l'impulsion transverse est supérieure à 600 MeV (coupure qui optimise le rapport du nombre d'événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  rejetés sur le nombre d'événements de signal gardés). Ce veto permet de rejeter 100 153 événements de fond (soit 61 %) et seulement 20,9 % des événements de signal.

# Chapitre 22

## Topologie « un amas »

### 22.1 Sélection du candidat $\rho^{\leftrightarrow}$

La première étape de l'analyse consiste à savoir isoler un  $\rho^-$  (issu du  $\tau^-$ ) quand il est présent dans l'événement. Pour faire cette étude, je dispose d'un lot de 4 356 événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  dans la cible, en sortie de filtre primaire, pour lesquels le  $\pi^0$  du  $\rho^-$  se désintègre en deux photons qui ne donnent qu'un seul amas électromagnétique. Dans ce lot, le  $\pi^-$  reconstruit au vertex primaire et l'amas sont associés respectivement au  $\pi^-$  généré et aux deux photons générés. Les deux photons sont reconstruits comme une seule particule neutre attachée au vertex primaire.

Je cherche donc dans ces événements parmi toutes les combinaisons  $\pi^- \gamma$  celle pour laquelle les deux particules correspondent aux particules simulées de la désintégration du  $\rho^-$  à l'aide de variables discriminantes. J'exige d'abord que les conditions suivantes soient remplies pour soumettre une paire  $\pi^- \gamma$  à l'étude :

- Le  $\pi^-$  considéré doit aller jusqu'au calorimètre électromagnétique. Cela assure que cette particule a traversé l'ensemble détecteur à rayonnement de transition, détecteur à pied de gerbe et calorimètre électromagnétique et permet ultérieurement d'utiliser les informations dispensées par ces sous-détecteurs pour rejeter les événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_e$  ou  $\nu_\mu$  dans lesquels j'aurais sélectionné l'électron ou le muon en guise de  $\pi^-$ . Ce critère est satisfait par 4 012  $\pi^-$  du  $\rho^-$  sur les 4 356 à ma disposition.
- Les photons doivent avoir déposé au moins 100 MeV dans le calorimètre électromagnétique. Cela évite de prendre comme candidat photon un fragment de l'énergie déposée par le  $\pi^-$ . En effet, il arrive que suite à un échange de charge, l'amas calorimétrique associé au  $\pi^-$  soit décalé par rapport à l'extrapolation de la trace du pion ou/et fragmenté en petits amas qui par défaut sont reconnus photons. Cette condition est satisfaite par 4 344  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .
- Enfin, afin d'éviter les recouvrements entre les différentes topologies, j'exige que le photon ne fasse pas une masse invariante de  $\pi^0$  à moins de 1,5 écart standard avec un autre photon converti ou non (dans ce dernier cas, le photon considéré doit avoir une énergie supérieure à 100 MeV, sinon seuls 3 195  $\rho^-$  de  $\tau^-$  passent la coupure). Cette coupure sélectionne 3 549  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .

Seuls 3 699 événements ont au moins une combinaison qui répond à ces exigences, dont 3 021

événements avec la bonne combinaison. Le nombre moyen de combinaisons par événement est 2,6.

Pour sélectionner la bonne combinaison quand elle existe, j'utilise le fait que la bonne paire étant issue de la désintégration du  $\rho^-$ , sa masse invariante est compatible avec une masse de  $\rho^-$  et l'angle d'ouverture de la paire  $\pi^- \gamma$  petit. Ces deux variables sont corrélées, et je calcule des densités de probabilité à deux dimensions pour le signal et pour le bruit, qui sont représentées en courbes de niveau sur la figure 22.1.

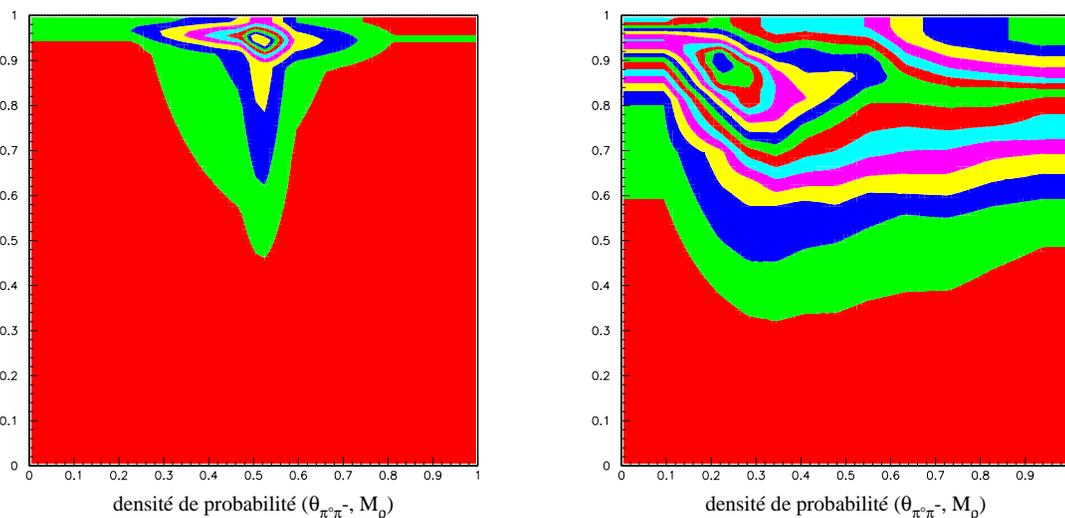


FIG. 22.1 – Distributions en courbes de niveau de la densité de probabilité à deux dimensions  $[M_\rho, \theta_{\pi^-\pi^-}]$ , pour les bonnes combinaisons  $\pi^- \gamma$  à gauche et pour les mauvaises à droite.

D'autre part, dans la topologie étudiée, le « vrai »  $\pi^0$  est de haute énergie (17,9 GeV en moyenne contre 7 GeV pour les autres combinaisons) et le  $\rho^-$  issu de la désintégration du  $\tau^-$  emporte beaucoup d'énergie ( $E_\rho/E_{tot}$  vaut 0,7 en moyenne pour les bonnes combinaisons et 0,3 pour les autres). Les variables  $E_{\pi^0}$  et  $E_\rho/E_{tot}$  sont corrélées et je calcule les densités de probabilité à deux dimensions représentées en courbes de niveau sur la figure 22.2.

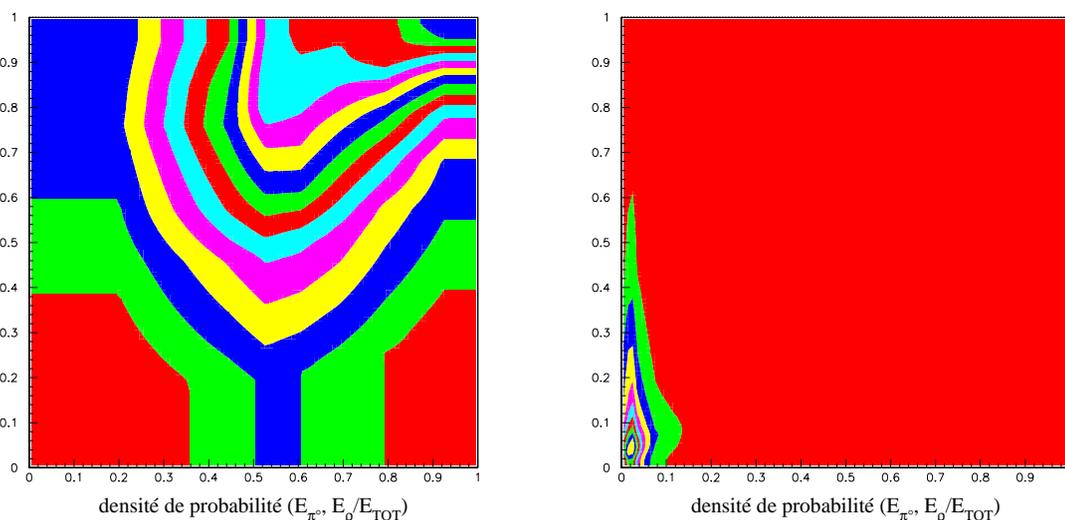


FIG. 22.2 – Distributions en courbes de niveau de la densité de probabilité à deux dimensions  $[E_{\pi^0}, E_\rho/E_{tot}]$ , pour les bonnes combinaisons  $\pi^- \gamma$  à gauche et pour les mauvaises à droite.

À partir de ces densités de probabilité, je calcule les deux vraisemblances :

$$\mathcal{L}_{S \text{ ou } B} = ([E_{\pi^0}, E_{\rho}/E_{tot}], [M_{\rho}, \theta_{\pi^0 \pi^-}])$$

Sur la figure 22.3, on voit le rapport  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$  pour le signal (les bonnes combinaisons) à gauche et le fond à droite. J'utilise cette variable très discriminante calculée pour chaque combinaison pour choisir parmi toutes. Je choisis celle qui maximise  $\mathcal{R}$ .

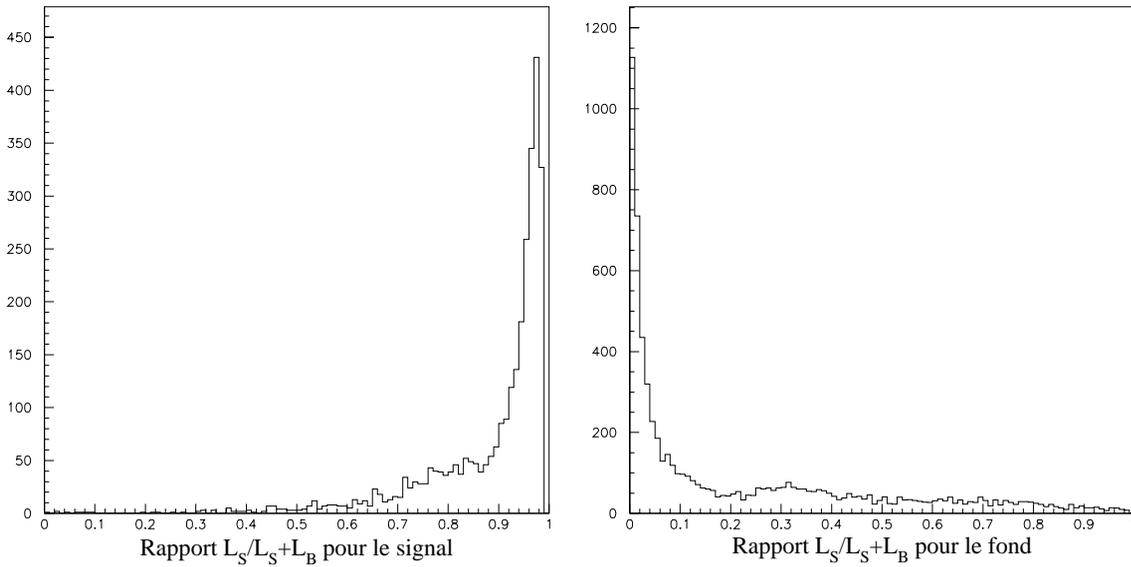


FIG. 22.3 –  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$ , pour le signal (les bonnes combinaisons  $\pi^- \gamma$ ) à gauche et pour le fond à droite.

Dans les 3 699 événements ayant au moins une combinaison, on choisit avec cette méthode 2 895 bonnes combinaisons et 804 mauvaises, ce qui équivaut à une pureté de 78,3 %.

Les critères de sélection appliqués à tout le lot de données en sortie de deuxième filtre retiennent les échantillons suivants :

- interactions par courant chargé : 43 367  $\nu_{\mu}$ , 2 970  $\bar{\nu}_{\mu}$ , 14 216  $\nu_e$ , 10 856  $\bar{\nu}_e$ ,
- interactions par courant neutre : 98 307,
- interactions de  $\nu_{\tau}$  par courant chargé suivi de la désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  : 20 532,
- données : 132 201.

L'efficacité de cette sélection pour le signal est de 34,5 %. Pour les événements de bruit de fond normalisés au nombre d'interactions par courant chargé de  $\nu_{\mu}$ , l'efficacité est de 7,5 % sans correction du simulateur de données. Elle est de 7,6 % pour les données. La sélection retient 134 363 événements DS soit 17,9 % des DS et 168 259 événements de MCS soient 17,6 % des MCS. L'efficacité au Monte-Carlo corrigé est de 7,6 %.

## 22.2 Rejet des bruits de fond

### 22.2.1 Rejet des interactions par courant chargé

J'utilise un rapport de vraisemblances construit à partir des variables ci-dessous :

- L'impulsion transverse manquante est faible pour les interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$  et provient essentiellement des traces chargées mal reconstruites et des traces neutres non détectées. Pour le signal, se superpose à cette impulsion transverse manquante due à la reconstruction celle emportée par le  $\nu_\tau$ . Sur les figures 22.4 sont présentées les distributions de  $P_T^{miss}$  pour le fond des courants chargés et pour le signal.

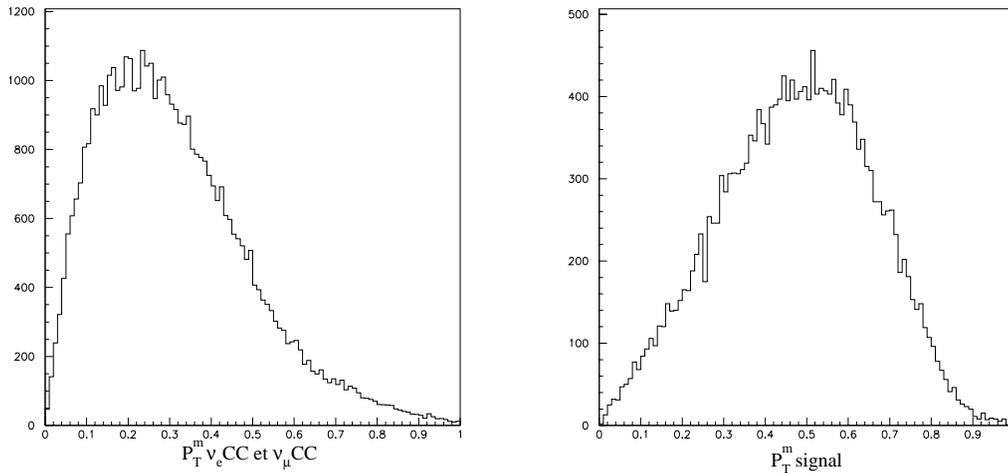


FIG. 22.4 –  $P_T^{miss}$  pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC à gauche et pour le signal à droite. L'impulsion transverse manquante est transformée par la bijection  $\arctan(x)/\frac{\pi}{2}$ . Elle vaut en moyenne 0,47 pour le signal et 0,31 pour le fond.

- J'utilise aussi la variable  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$ , notée à partir de maintenant  $\mathcal{L}_{s\acute{e}l}$  fabriquée à partir du rapport de vraisemblances de sélection corrélée avec la variable  $Q_T$  : un bon candidat est en effet une combinaison  $\pi^- \pi^0$  qui a les caractéristiques d'un  $\rho^-$  (donc un grand  $\mathcal{L}_{s\acute{e}l}$ ) et qui est isolée donc à grand  $Q_T$ , comme on peut le voir en comparant la figure 22.5 à gauche qui montre le diagramme à deux dimensions pour le bruit de fond avec la figure 22.5 à droite qui le montre pour le signal.

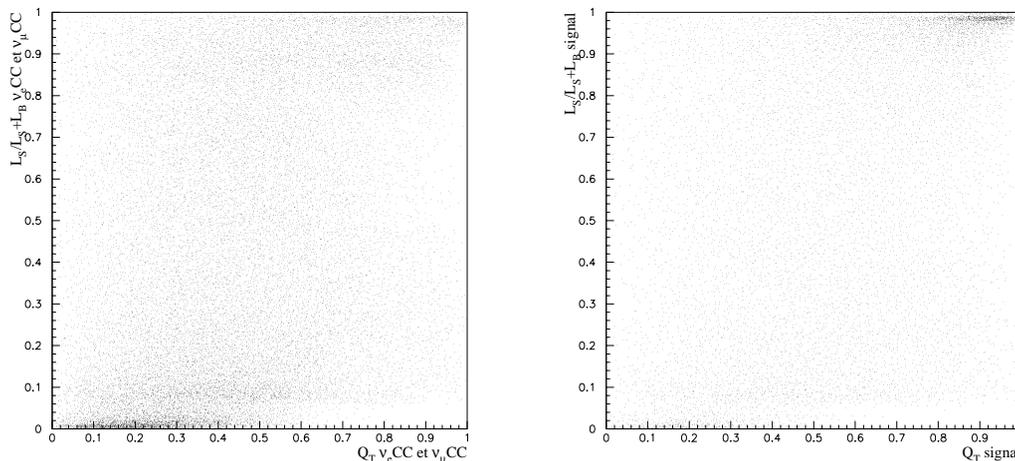


FIG. 22.5 –  $\mathcal{L}_{s\acute{e}l}$  versus  $Q_T$  pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC à gauche et à droite pour le signal. La variable  $Q_T$  est transformée par la fonction  $\arctan(x)/\frac{\pi}{2}$ .

- Enfin, l'angle minimal ( $\theta_{min}$ ) entre l'impulsion reconstruite du candidat  $\rho^-$  et une trace chargée autre que le candidat  $\pi^-$  est en moyenne plus grand pour le signal que pour le fond. Les distributions de  $\sin(\theta_{min})$  sont montrées sur la figure 22.6 pour le fond considéré et le signal.

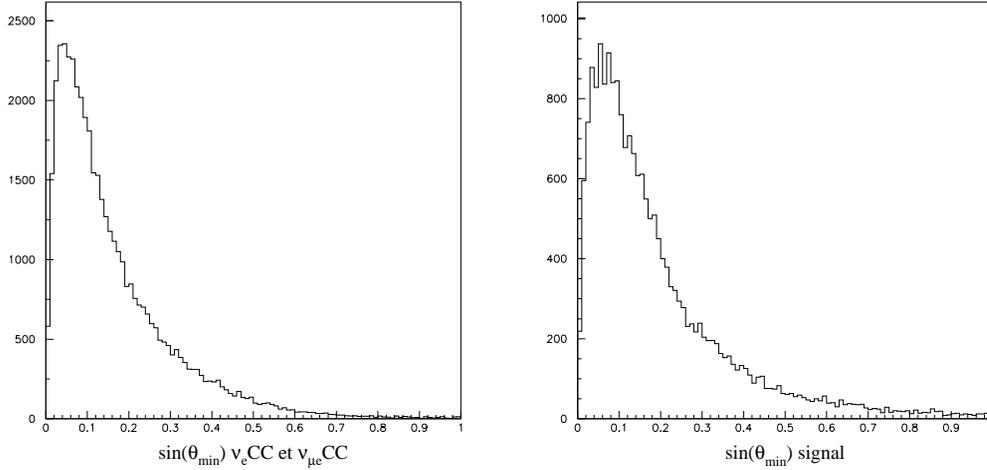


FIG. 22.6 – Distribution de  $\sin(\theta_{min})$ , à gauche pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC, à droite pour le signal. La moyenne pour le signal est de 0,19 et de 0,16 pour le fond.

Cette variable ne paraît pas très discriminante à première vue. Afin de me persuader de son efficacité, je fais l'exercice de fabriquer le rapport de vraisemblances suivant  $\mathcal{L}'_{CC} = \ln(\mathcal{L}'_{CC}^S / \mathcal{L}'_{CC}^B)$  avec  $\mathcal{L}'_{CC}^{S \text{ ou } B} = (P_T^{miss}, [Q_T, \mathcal{L}_{s\acute{e}l}])$  (c'est-à-dire, le rapport de vraisemblances prévu sans la variable  $\sin(\theta_{min})$ ). Les figures 22.7 montre en ordonnée  $\sin(\theta_{min})$  et en abscisse  $\mathcal{L}'_{CC}$  pour le signal (à droite) et pour les événements d'interaction par courant chargé de  $\nu_\mu$  (à gauche). On peut constater que dans la région des grands  $\mathcal{L}'_{CC}$ , on peut éliminer les événements de bruit de fond résiduels en choisissant des valeurs de  $\sin(\theta_{min})$  supérieure à 0,2. Je choisis donc d'intégrer la variable  $\sin(\theta_{min})$  dans les vraisemblances calculées.

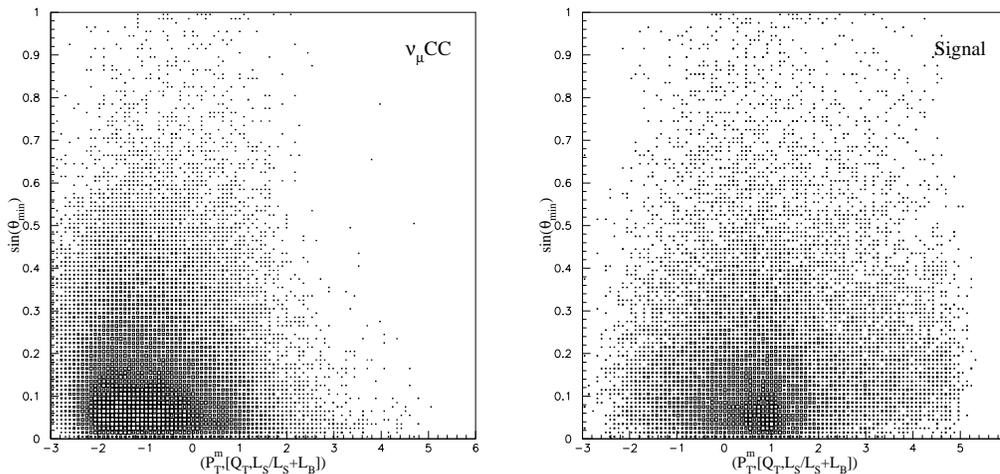


FIG. 22.7 – Distribution de  $\sin(\theta_{min})$  versus  $\mathcal{L}'_{CC}$ , à gauche pour les événements  $\nu_\mu$  CC, à droite pour le signal.

À l'aide de ces variables, je construis  $\mathcal{L}_{CC} = \ln(\mathcal{L}_{CC}^S / \mathcal{L}_{CC}^B)$  soit le logarithme népérien du rapport de vraisemblances, avec  $\mathcal{L}_{CC}^{S \text{ ou } B} = (P_T^{miss}, \sin(\theta_{min}), [Q_T, \mathcal{L}_{s\acute{e}l}])$ .  $\mathcal{L}_{CC}$  est visible sur la figure 22.8 à gauche, sans qu'aucune coupure supplémentaire soit appliquée. Bien-sûr, je dispose

encore des vetos contre les leptons, décrits dans le chapitre précédent et il faut appliquer la coupure de qualité sur le nombre de coups libres restants après reconstruction. Ces coupures appliquées les distributions deviennent celles de la figure 22.8 à droite.

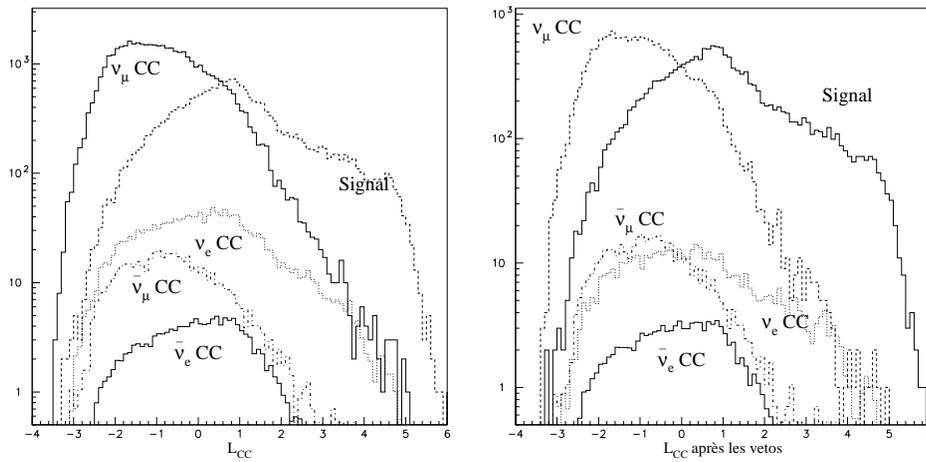


FIG. 22.8 –  $\mathcal{L}_{CC}$  pour les différentes contributions du fond des interactions par courant chargé et pour le signal, à gauche avant que la coupure sur le nombre de coups restants et les vetos aient été appliqués, à droite une fois les coupures appliquées.

Si ce rapport de vraisemblances sépare bien le signal des fonds par courant chargé à première vue, on peut néanmoins constater que cela n'est pas suffisant. Une étude approfondie du bruit de fond par courant chargé montre différentes populations : celle des événements dans lesquels la méthode de sélection du  $\rho^-$  a choisi un hadron de la gerbe hadronique comme candidat  $\pi^-$  dans les événements de fond et celle des événements dans lesquels la sélection du  $\rho^-$  a choisi le lepton ( $e^-$  ou  $\mu^-$ ) comme candidat  $\pi^-$ . C'est le cas dans 33,4 % des événements  $\nu_\mu$  CC et 30,2 % des événements  $\nu_e$  CC.

Or les événements pour lesquels le lepton est choisi comme  $\pi^-$  se comportent comme le signal vis-à-vis des variables constituant  $\mathcal{L}_{CC}$ . Ceci est visible sur les figures 22.9 et 22.10 montrant le comportement des événements  $\nu_e$  CC et  $\nu_\mu$  CC lorsqu'un hadron a été choisi comme  $\pi^-$  (figures de gauche) et lorsque le lepton a été choisi (figures de droite). Les événements  $\nu_e$  CC pour lesquels le lepton est élu se comportent comme le signal pour la variable  $Q_T$  (figure 22.9).

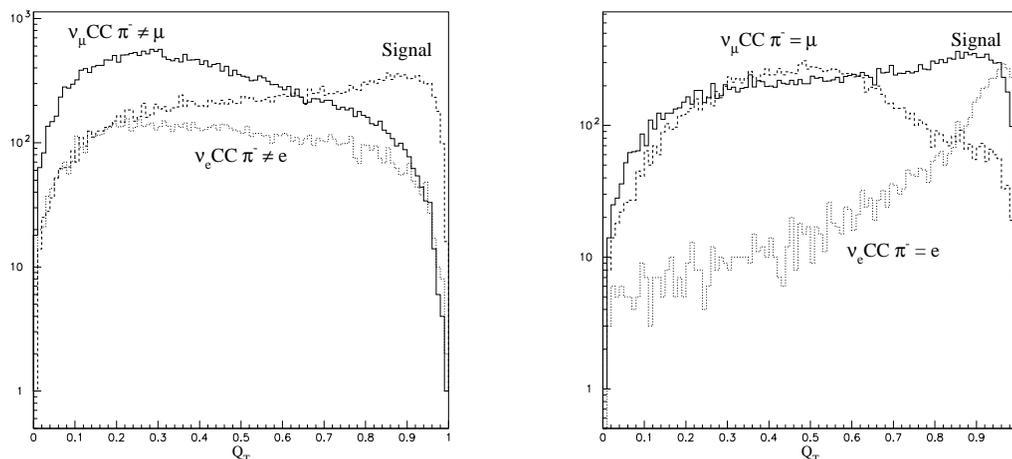


FIG. 22.9 – Distributions de  $Q_T$  pour les événements de signal,  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC. À gauche (à droite) pour la partie du fond dans laquelle un hadron (le lepton) est choisi comme  $\pi^-$ . Les événements  $\nu_e$  CC ne sont pas normalisés aux  $\nu_\mu$  CC, afin de mieux voir leur comportement.

De même, les événements  $\nu_\mu$  CC dans lesquels le muon est pris pour le candidat  $\pi^-$  se comportent comme le signal pour la variable  $\sin(\theta_{min})$  (figure 22.10).

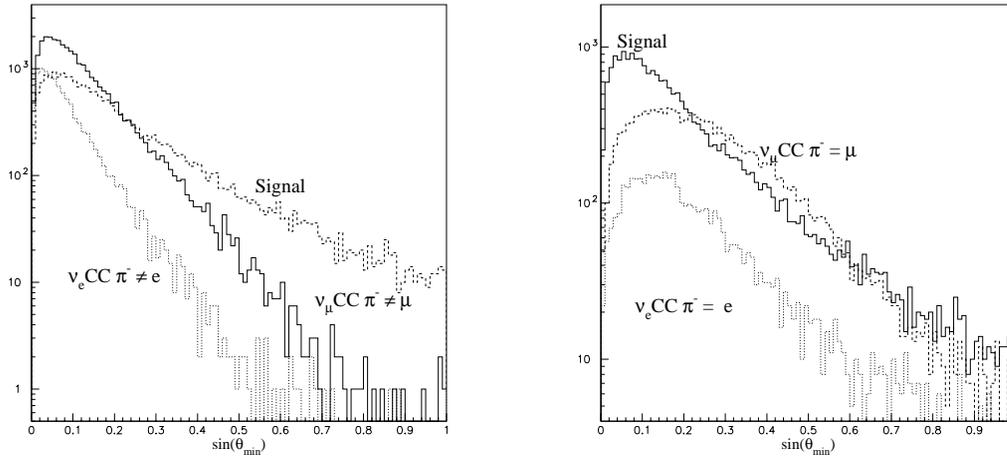


FIG. 22.10 – Distributions de  $\sin(\theta_{min})$  pour le signal et les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC. À gauche (à droite) pour la partie du fond dans laquelle un hadron (le lepton) est choisi comme  $\pi^-$ . Les événements  $\nu_e$  CC ne sont pas normalisés aux  $\nu_\mu$  CC, comme sur la figure précédente.

Je dispose de critères pour rejeter ces événements particuliers : les informations dispensées par les sous-détecteurs d'identification me permettent d'exiger que le candidat  $\pi^-$  ne soit ni un muon (un muon, au minimum d'ionisation, dépose en moyenne 566 MeV dans le calorimètre électromagnétique, figure 22.11 à gauche) ni un électron (un électron donne une contamination en pion petite dans le détecteur à rayonnement de transition, figure 22.11 à droite).

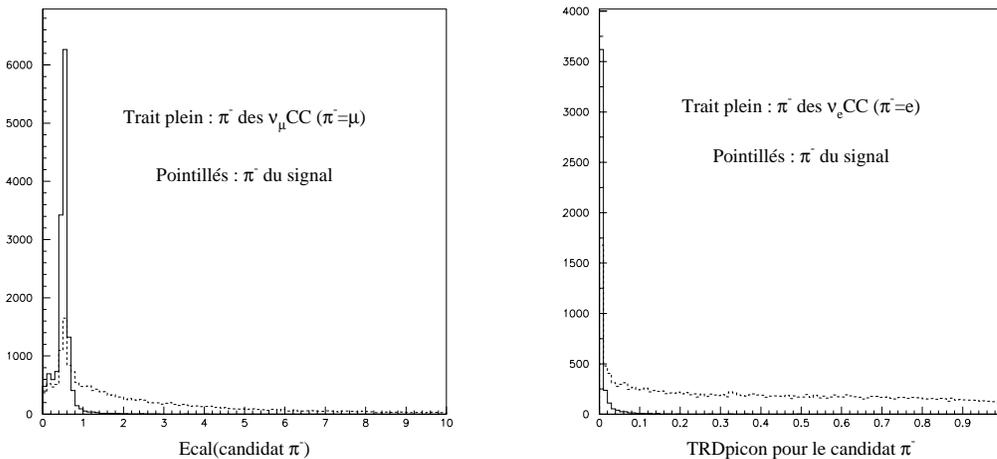


FIG. 22.11 – À gauche énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique par les muons des événements  $\nu_\mu$  CC pris comme candidats pion (en moyenne 521 MeV) en trait plein, en pointillés même variable pour les candidats  $\pi^-$  du signal. À droite, variable  $TRDpicon(\pi^-)$  (contamination en pion donnée par le TRD) pour les électrons des événements  $\nu_e$  CC dans lesquels l'électron a été choisi comme  $\pi^-$  (en trait plein) comparée avec le signal (en pointillés).

Une coupure à 0,15 sur la contamination en pion dans le TRD par le candidat  $\pi^-$  élimine 99,2 % des événements  $\nu_e$  CC où l'électron a été choisi comme  $\pi^-$ . Une coupure à 3 GeV sur le dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique du candidat  $\pi^-$  élimine 99,6 % des événements  $\nu_\mu$  CC où le muon a été choisi comme  $\pi^-$ .

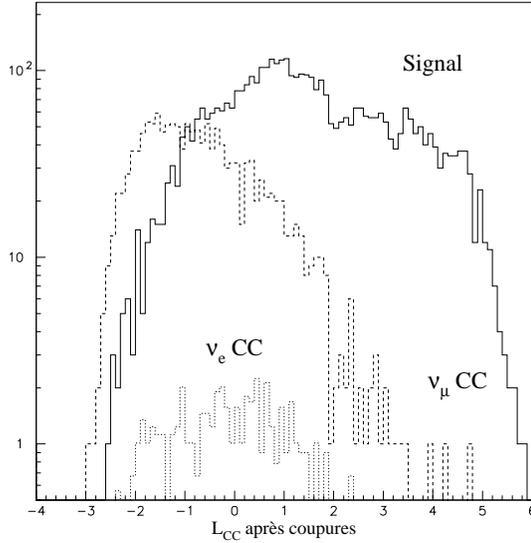


FIG. 22.12 –  $\mathcal{L}_{CC}$  pour les fonds d'interactions par courant chargé et pour le signal, toutes les coupures précédemment décrites étant appliquées. Les fonds d'interactions  $\bar{\nu}$  par courant chargé ne sont pas représentés, leur comportement est similaire à celui des interactions  $\nu_e$  CC.

Une fois ces coupures effectuées en plus des vetos, les distributions de  $\mathcal{L}_{CC}$  deviennent celles montrées sur la figure 22.12.

La coupure optimale sur  $\mathcal{L}_{CC}$  exige que le logarithme du rapport de vraisemblances soit supérieur à 2,00. Elle donne les résultats reportés dans la dernière ligne des tableaux récapitulatifs 22.1 et 22.2, qui se trouvent en fin de chapitre à la page 167.

Il est à noter que dans ces tableaux récapitulatifs, j'applique le facteur correctif donné par le simulateur de données à toutes les composantes du fond simulé alors qu'en toute rigueur je n'ai le droit de l'appliquer qu'aux interactions simulées par courant neutre. On note néanmoins que l'accord est correct.

## 22.2.2 Rejet des interactions par courant neutre

Pour réduire le fond des interactions par courant neutre, je crée un rapport de vraisemblances à partir des variables suivantes :

- L'impulsion transverse du candidat  $\rho^-$  et la projection de son impulsion sur le plan transverse à l'impulsion totale dans l'événement,  $Q_T^{P_{tot}}$ , sont plus grandes pour les candidats  $\rho^-$  du signal que pour ceux choisis dans les  $\nu_\mu$  NC qui sont l'association de deux fragments de la gerbe hadronique. Les diagrammes en deux dimensions associant ces deux variables sont ceux de la figure 22.13.

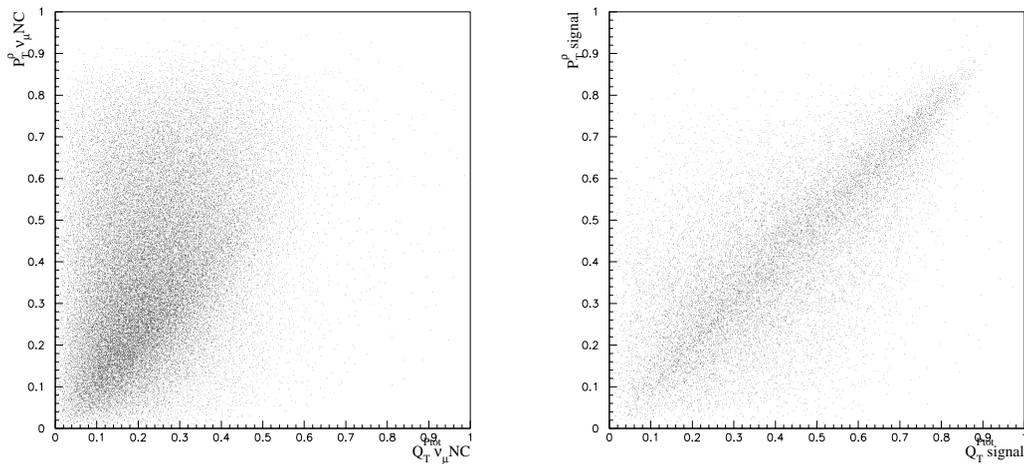


FIG. 22.13 –  $P_T^\rho$  versus  $Q_T^{P_{tot}}$  pour le fond des interactions par courant neutre, (à gauche) et pour le signal (à droite). Les variables sont transformées par la fonction  $\arctan(x)/\pi/2$ .

- La masse transverse  $M_T$  est plus grande dans les événements d'interaction par courant neutre que dans le signal (l'impulsion transverse manquante est supérieure, le neutrino emportant à lui seul l'énergie que se partagent le  $\nu_\tau$  et le  $\rho^-$  dans le signal). Sur la figure 22.14, la variable  $M_T$  est transformée par la fonction  $\exp(\Leftrightarrow M_T/2)$ , décroissante, les comportements sont donc inverses des comportements physiques.

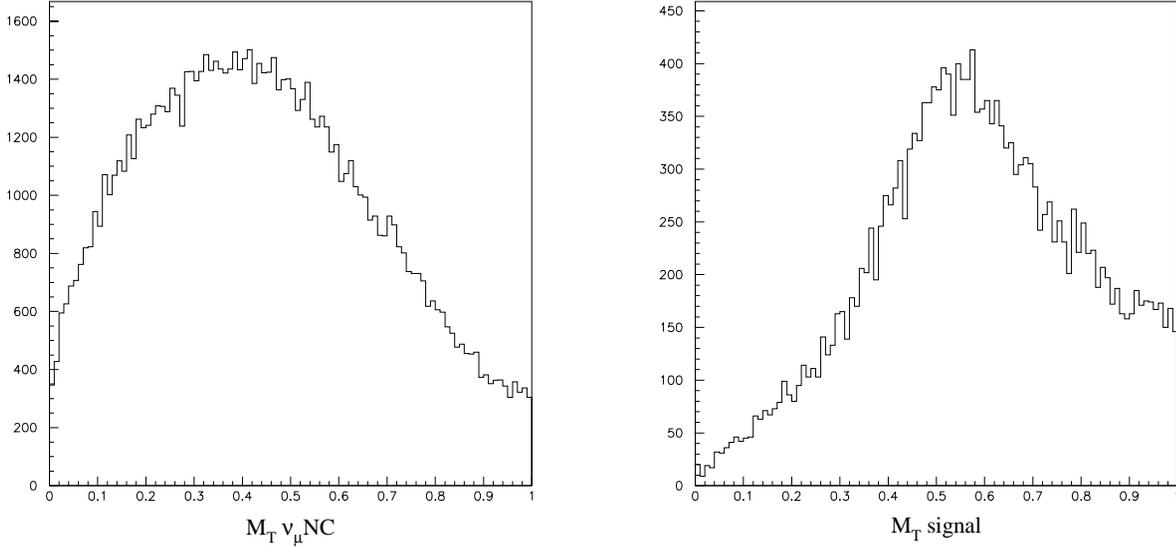


FIG. 22.14 –  $M_T$  pour les interactions par courant neutre (à gauche) et pour le signal (à droite), la valeur moyenne pour le signal est de 0,6 et de 0,4 pour les interactions par courant neutre.

Le logarithme du rapport de vraisemblances que j'obtiens,  $\mathcal{L}_{NC} = \left( [P_T^\rho, Q_T^{Tot}], M_T \right)$ , est présenté sur la figure 22.15, avant toute coupure à gauche et après toutes les coupures, y compris la coupure sur  $\mathcal{L}_{CC}$ .

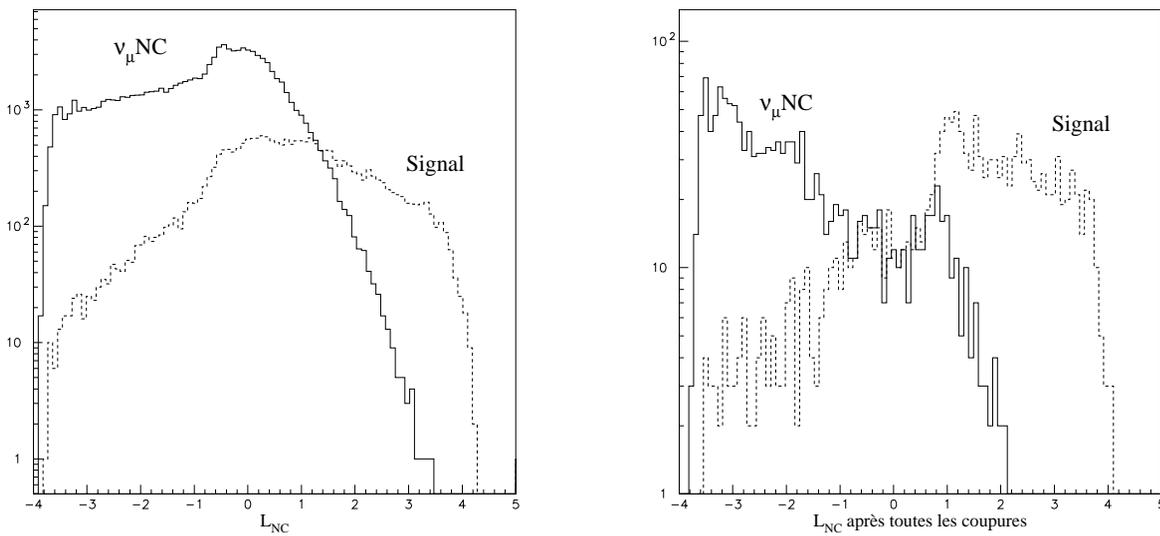


FIG. 22.15 –  $\mathcal{L}_{NC}$  pour les interactions simulées par courant neutre et le signal, à gauche avant toute coupure, à droite après avoir appliqué toutes les coupures précédemment décrites.

## 22.3 Calcul de la sensibilité

La sensibilité  $Sens$ , telle que définie page 114, peut être approchée par le calcul suivant :

$$Sens = N_\tau / \sqrt{N_{fond}}$$

$N_\tau$  est le nombre d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  que cette analyse observerait si tous les  $\nu_\mu$  oscillaient en  $\nu_\tau$ , et  $N_{fond}$  est le nombre d'événements de bruit de fond attendu. On a  $N_\tau = N_{\nu_\mu CC} \times (\sigma_\tau / \sigma_\mu) \times RB \times \epsilon_S$ , avec :

- $N_{\nu_\mu CC}$  est le nombre de référence d'interactions réelles de  $\nu_\mu$  par courant chargé, soient 1 246 782.
- $(\sigma_\tau / \sigma_\mu)$  est le facteur de correction des sections efficaces dû à la différence entre les masses du  $\tau$  et du  $\mu$ . Ce facteur vaut 0,48 pour les événements d'interactions par diffusion profondément inélastique, ce qui est le cas ici.
- $RB$  est le rapport de branchement du canal à l'étude, ici 0,25.
- $\epsilon_S$  est l'efficacité au signal de l'analyse.

Quant à  $N_{fond}$ ,  $N_{fond} = FC \times (N_{\nu_\mu CC} + 0,1757 \times N_{\bar{\nu}_\mu CC} + 0,1122 \times N_{\nu_e CC} + 0,0135 \times N_{\bar{\nu}_e CC} + 1,2199 \times N_{\nu_\mu NC})$ ,  $FC$  étant le facteur correctif calculé grâce aux DS et MCS, c'est-à-dire le rapport de l'efficacité au DS sur l'efficacité au MCS. La figure 22.16 montre ce rapport en fonction de la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$ , la barre d'erreur est uniquement statistique.

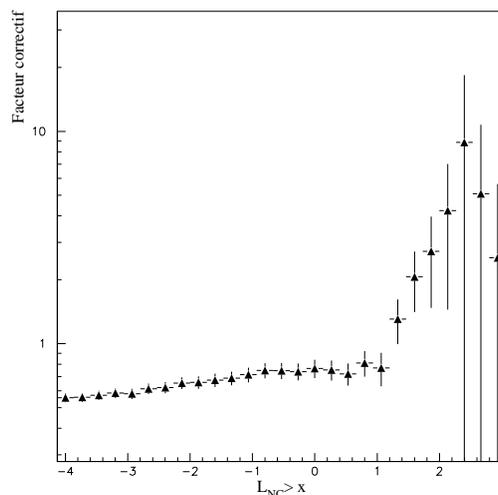


FIG. 22.16 – Facteur correctif calculé avec le simulateur de données en fonction de la coupure appliquée sur  $\mathcal{L}_{NC}$ .

*Remarques :*

1. Il convient d'étudier correctement les contributions des différentes sources de bruit de fond, dans la mesure où, en toute rigueur, je n'ai aucune raison d'appliquer le même facteur correctif aux interactions par courant chargé et aux interactions par courant neutre. En l'occurrence, les différentes contributions sont celles présentées sur les figure 22.17, et on peut constater que si dans le gras de la distribution les interactions par courant neutre dominant largement, cela n'est plus le cas dans la région du signal. Il faudra ultérieurement justifier l'utilisation d'un unique facteur correctif (valable uniquement pour les  $\nu_\mu$  NC) sur tous les fonds simulés, à l'aide de l'étude en  $\rho^+$ .

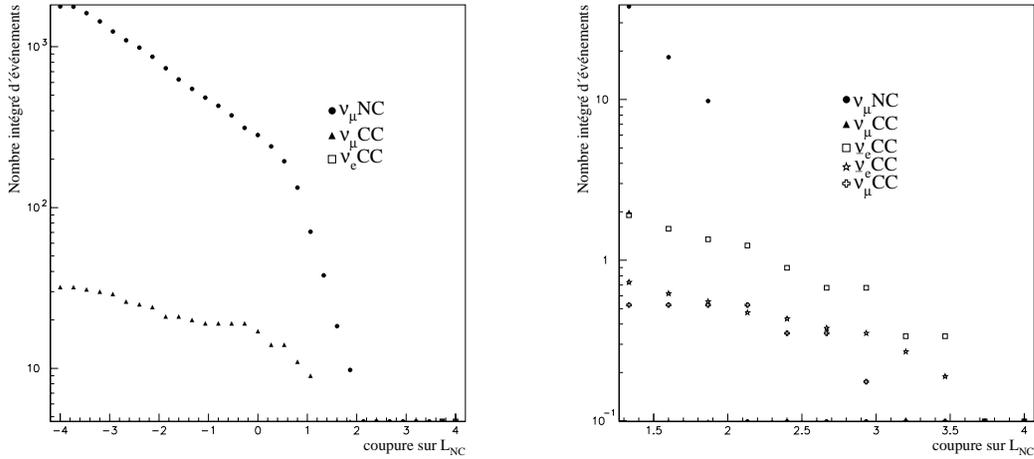


FIG. 22.17 – Contributions des différentes sources de bruit de fond en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ . La figure de droite est un détail de la figure de gauche. Le facteur correctif n'est pas appliqué. Les différents fonds sont normalisés par rapport au nombre de référence d'interactions de  $\nu_\mu$  par courant chargé.

2. Le facteur correctif montré sur la figure 22.16 est mal défini dans la région du signal qui est par définition une région où j'ai éliminé le fond des interactions par courant neutres et par conséquent où la statistique des DS et MCS (au comportement similaire à celui des  $\nu_\mu$  NC) est faible. La statistique des DS est limitée par le nombre de données enregistrées pendant toute la campagne de prise de données de l'expérience NOMAD. Cette erreur statistique est donc incompressible. C'est une des limitations de la méthode du simulateur de données.

On calcule  $Sens$  en fonction de la dernière coupure, qui est celle appliquée sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , c'est-à-dire que l'on étudie les variations de  $Sens(x) = Sens(\mathcal{L}_{NC} > x)$ . Sur le graphique de la figure 22.18,  $Sens$  est calculé pour  $\mathcal{L}_{NC}$  supérieur à la valeur centrale de la tranche en  $x$  considérée. La variable  $Sens$  est maximale à 2,1. Avant de confirmer la qualité de l'analyse par la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ , on peut constater sur la figure 22.18, le bon accord entre l'efficacité prédite (corrigée) et l'efficacité observée, en-deçà de  $\mathcal{L}_{NC} = 2$ .

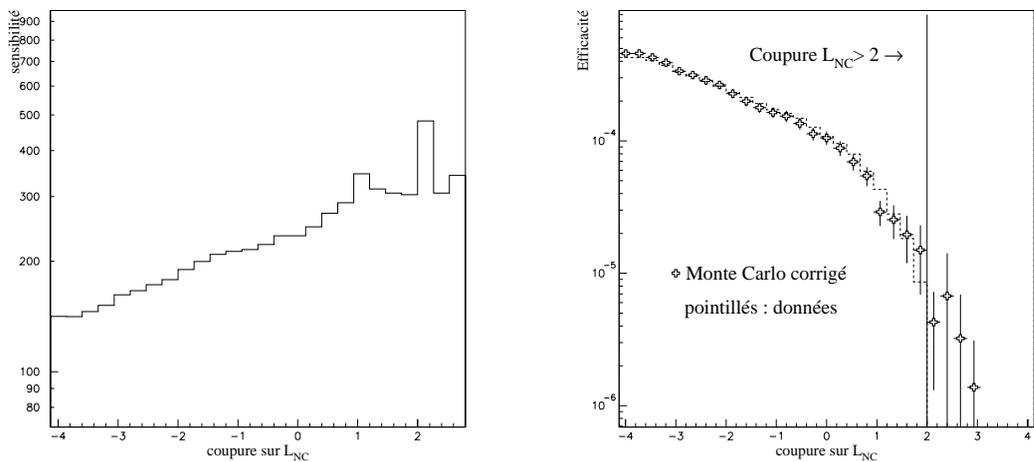


FIG. 22.18 –  $Sens$  en fonction de la coupure appliquée sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , à gauche et efficacités comparées de l'analyse en fonction de la dernière coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$  pour le Monte Carlo corrigé (les croix), et les données (pointillés). Les erreurs sont uniquement statistiques.

## 22.4 Recherche des $\tau^+$ en $\rho^+$

La recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ , dans la mesure où aucun signal n'est attendu, permet de comparer les événements simulés et les données dans tout l'espace de phase. Cette étude doit pouvoir justifier la méthode employée pour la recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Les mêmes rapports de vraisemblances et les mêmes coupures sont utilisés, la seule différence est que l'analyse sélectionne un candidat  $\pi^+$  au lieu d'un candidat  $\pi^-$ . Les récapitulatifs des effets des différentes coupures appliquées avant la dernière coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  sont donnés dans les tableaux 22.3 et 22.4 (page 168).

La figure 22.19 montre le facteur correctif obtenu (à gauche) et la comparaison entre l'efficacité pour les événements Monte Carlo corrigé et l'efficacité pour les données (à droite).

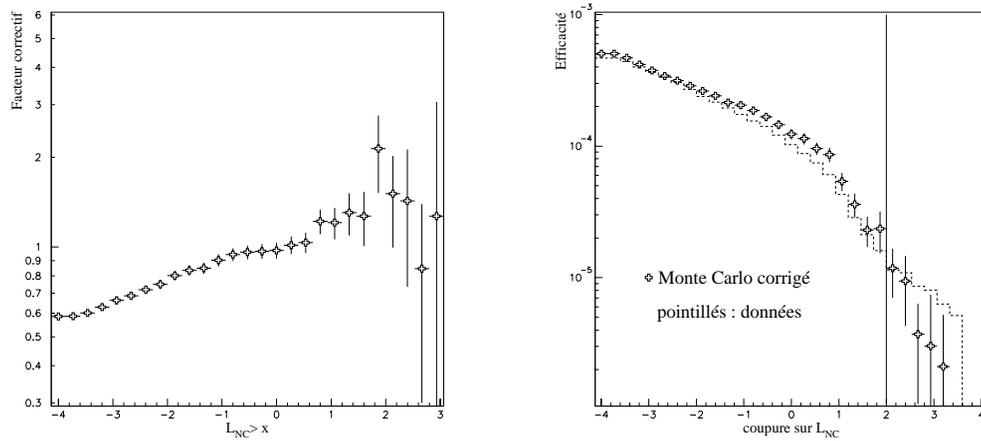


FIG. 22.19 – Recherche de signal  $\tau^+$  en  $\rho^+$  : facteur correctif et efficacités comparées pour le Monte Carlo corrigé (les croix) et les données (pointillés) en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ .

On peut constater sur les figures 22.20, qui donnent les contributions des différents fonds intégrés en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , que le fond résiduel dans la région du signal est comme dans le cas  $\rho^-$  constitué d'interactions par courant chargé. Malgré une application « abusive » du facteur correctif l'accord entre les données et la simulation est correct (figure 22.19 à droite).

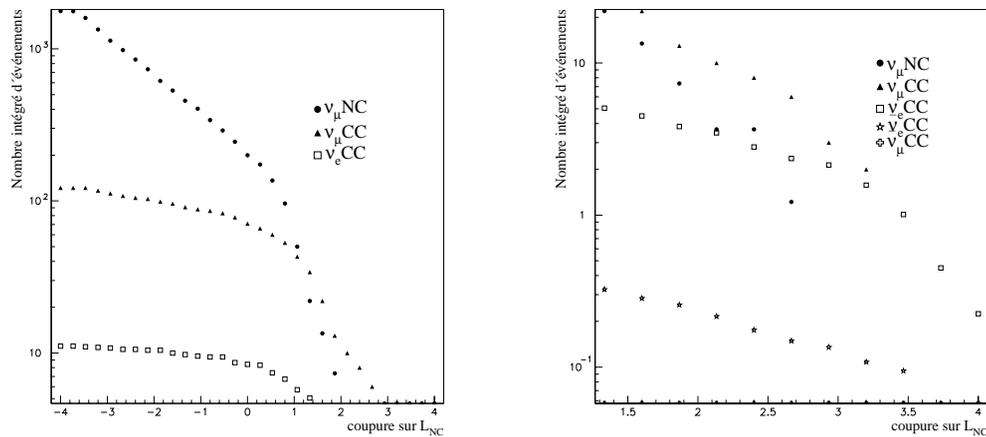


FIG. 22.20 – Contributions des différentes sources de bruit de fond en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ . La figure de droite est un détail de la figure de gauche.

L'accord entre les données et la simulation est moins bon pour la recherche du signal  $\tau^+$  en  $\rho^+$  que pour la recherche du signal  $\tau^-$  en  $\rho^-$ , comme on peut le voir sur la figure 22.21 qui donne le rapport du nombre d'événements attendus corrigé sur le nombre d'événements observés, pour la recherche en  $\rho^-$  à gauche (en dehors de la région du signal) et pour la recherche en  $\rho^+$  à droite.

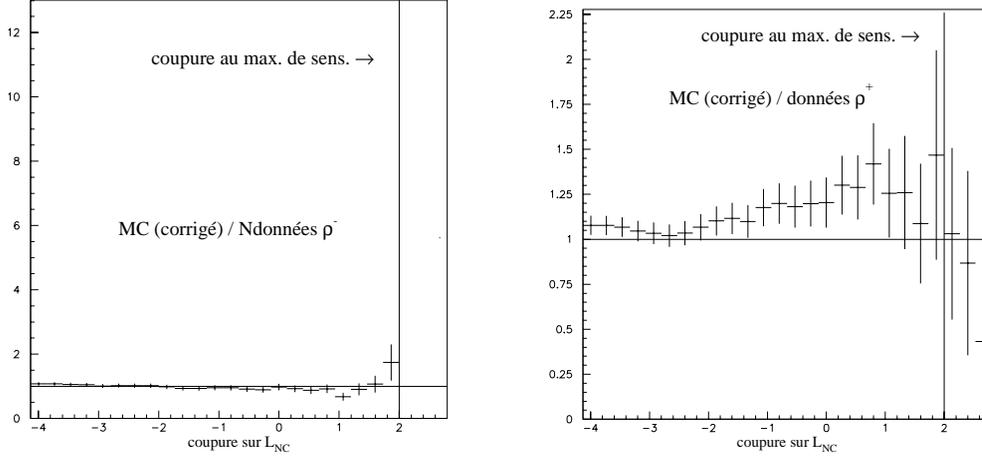


FIG. 22.21 – Rapport du nombre d'événements attendus corrigé sur le nombre d'événements observés, pour la recherche en  $\rho^-$  à gauche (en dehors de la région du signal) et pour la recherche en  $\rho^+$  à droite.

Cela est dû au fait que bien que les deux analyses soient par méthode identiques, elles ne sélectionnent pas les mêmes fonds d'interactions par courant chargé, comme le signale le tableau 22.3 (placé en fin de chapitre), et comme on peut le constater sur la figure 22.20.

La différence principale avec la recherche de  $\rho^-$  réside dans les coupures  $E_{cal}(\pi^-) > 3$  et  $TRDpicon(\pi^-) > 0,15$  dont la fonction est d'éviter que le candidat  $\pi^-$  soit le muon (dans les événements  $\nu_\mu$  CC) ou l'électron (dans les événements  $\nu_e$  CC). En effet, ce cas ne concerne que la recherche de  $\rho^-$  dans la mesure où le candidat  $\pi^+$  dans la recherche de  $\rho^+$  ne peut évidemment pas être le muon négatif des événements  $\nu_\mu$  CC ou bien l'électron des événements  $\nu_e$  CC (en revanche ces coupures, qui dans la recherche de  $\rho^-$  ont un effet faible sur les fonds d'interactions par courant chargé d'anti-neutrinos, sont utiles pour les rejeter dans la recherche de  $\rho^+$ ).

D'autre part, la charge moyenne de la gerbe hadronique est globalement positive pour les événements d'interactions par courant chargé de neutrinos ( $\nu_e$  ou  $\nu_\mu$ ). De fait, au niveau de la génération des événements simulés d'interactions par courant chargés de  $\nu_\mu$ , le taux de production de  $\rho^-$  est de 0,62 par événements et le taux de production de  $\rho^+$  est de 0,82 par événement. Cette différence explique que la sélection de candidat  $\rho$  choisit environ 20 % d'événements  $\nu_e$  CC et  $\nu_\mu$  CC en plus pour la recherche de  $\rho^+$  que pour la recherche de  $\rho^-$ .

Une façon de vérifier, malgré la dissymétrie des analyses  $\rho^-$  et  $\rho^+$ , la pertinence de la méthode est de « symétriser » les deux analyses, en supprimant les coupures spécifiques au candidat  $\pi^-$  ( $E_{cal}(\pi^-) > 3$  et  $TRDpicon(\pi^-) > 0,15$ ) et en coupant plus sévèrement sur  $\mathcal{L}_{CC}$  pour réduire les fonds d'interactions par courant chargé. Cette analyse « symétrique » est un exercice qui a pour but d'augmenter la confiance que l'on peut avoir dans l'utilisation de la recherche en  $\rho^+$ , mais n'est pas utilisée dans l'analyse du canal  $\tau^-$  en  $\rho^-$  à proprement parler puisque la sensibilité obtenue est beaucoup moins bonne.

Dans cette analyse « symétrique », j'exige qu'un candidat ait été sélectionné, j'applique les vetos contre les leptons et la coupure  $N_{reste} < 500$ . La coupure sur le rapport de vraisemblances rejetant les interactions par courant chargé est plus stricte :  $\mathcal{L}_{CC} > 3$ .

Le facteur correctif du simulateur de données appliqué, je peux, pour la recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$  calculer la sensibilité  $Sens$ , cette variable est donnée sur la figure 22.22.

La coupure finale sur  $\mathcal{L}_{NC}$  déterminée par le maximum de la sensibilité délimite la région du signal. En dehors de cette zone, je peux comparer le comportement des données intégrées en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  avec celui du Monte Carlo totalement corrigé. Ces comparaisons sont montrées pour l'analyse en  $\rho^-$  sur la figure 22.23 à gauche et pour l'analyse en  $\rho^+$  sur la figure 22.23 à droite.

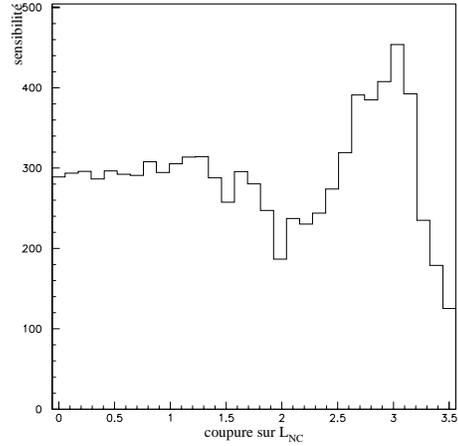


FIG. 22.22 –  $Sens$  calculée pour l'analyse « symétrique » en fonction de la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$  pour la recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ .

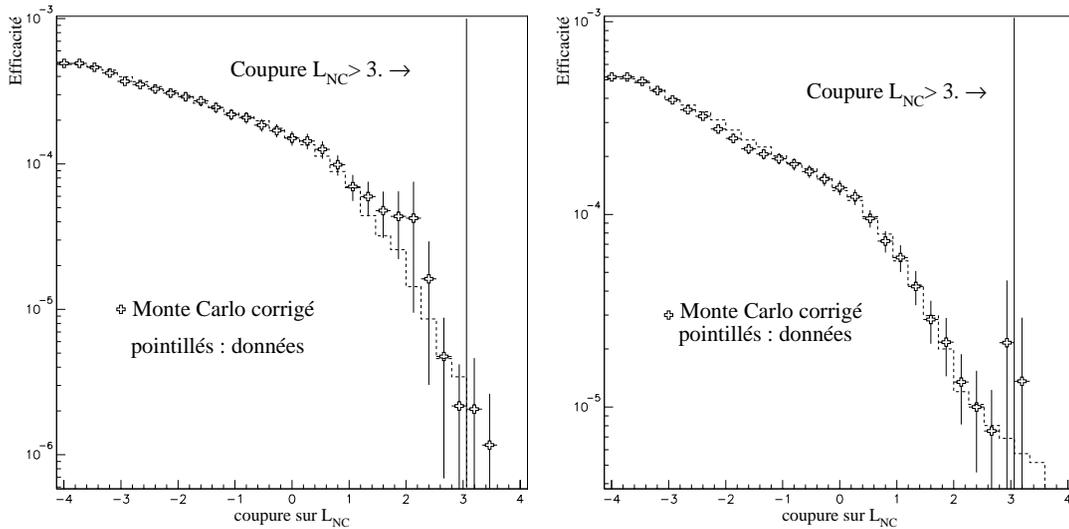


FIG. 22.23 – Dans l'analyse « symétrique », comparaison des efficacités au Monte Carlo corrigé (croix) et aux données (pointillés) en fonction de la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$ , pour la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$  à droite et pour la recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$  à gauche.

Comme on peut le constater, l'accord entre le Monte Carlo totalement corrigé et les données est bon pour les deux analyses. Bien-sûr, dans la zone du signal, les faibles statistiques donnent une grande incertitude sur les facteurs correctifs (qui sont présentés sur la figure 22.24, à gauche pour la recherche en  $\rho^-$  et à droite pour la recherche en  $\rho^+$ ).

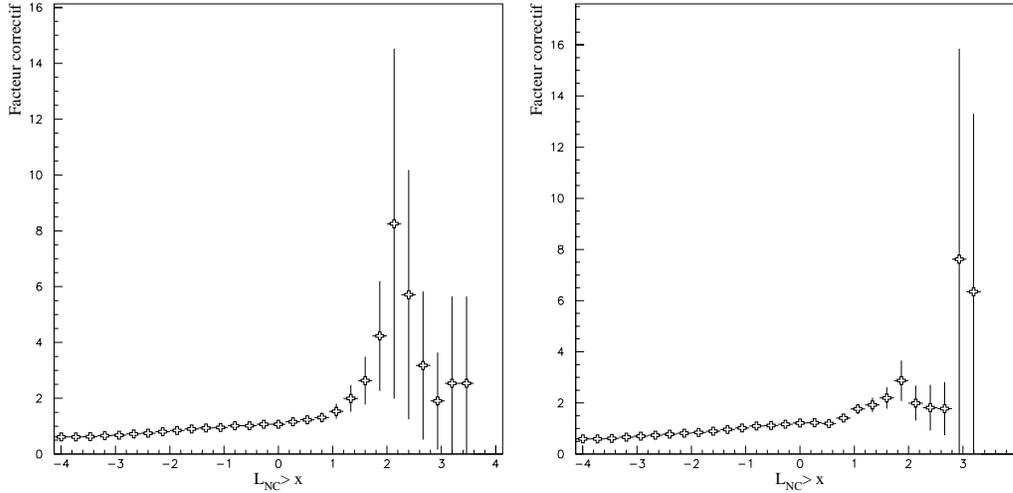


FIG. 22.24 – Facteurs correctifs en fonction de la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$  dans l'analyse « symétrique » pour la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$  à droite et pour la recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$  à gauche.

## 22.5 Résultat de l'analyse $\tau^{\leftrightarrow} \rightarrow \rho^{\leftrightarrow}$ dans la topologie « un amas »

La figure 22.25 donne les efficacités en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  pour le Monte Carlo complètement corrigé et pour les données, dans l'analyse non symétrique bien-sûr. L'accord entre la courbe et les points est bon.

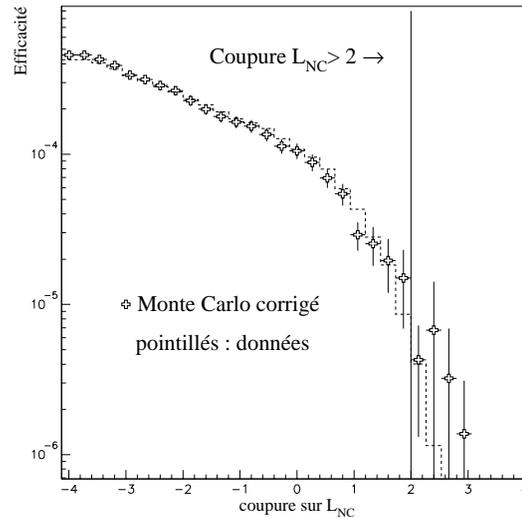


FIG. 22.25 – Comparaison des efficacités au Monte Carlo corrigé (croix) et aux données (pointillés) en fonction de la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$ , pour la recherche de  $\tau^-$  y compris dans la région du signal.

La limite sur la probabilité d'oscillation à 90 % de degré de confiance se calcule comme suit :

$$P < N_{sig}/N_{\tau}$$

avec  $N_{sig}$ , le nombre maximal d'événements de signal attendus étant donnés le fond attendu et le nombre d'événements observés. Ce nombre est calculé avec la méthode de Cousins et Feldman [39].

Le maximum de la courbe de sensibilité de la figure 22.18 est à  $\mathcal{L}_{NC} > 2,1333$  (à cause du choix, au hasard, de la largeur des tranches en  $\mathcal{L}_{NC}$ ). Je coupe à  $\mathcal{L}_{NC} > 2,1$ . Le fond attendu est  $5,9 \pm 3,7$ , le nombre d'événements observés est 7 et le nombre d'événements de signal simulé survivants est de 472 (soit une efficacité au signal de 0,8 %). Pour la recherche en  $\tau^+$ , la même coupure à 2,1 donne un nombre d'événements de bruit de fond attendus de  $20,2 \pm 8,4$  alors qu'on observe 20 événements dans les données.

L'erreur donnée sur le nombre d'événements de bruit de fond attendus est une erreur statistique prenant en compte l'erreur statistique sur les différentes composantes du bruit de fond (qui se compose comme suit : 12 événements  $\nu_e$  CC avec un facteur de normalisation de 0,1122, 3 événements de  $\bar{\nu}_\mu$  CC avec un facteur de normalisation de 0,1757 et 36 événements de  $\bar{\nu}_e$  CC avec un facteur 0,0135) et l'erreur statistique sur le facteur correctif.

Les erreurs systématiques viennent de l'inadéquation qui existe à tous les niveaux entre la simulation et les données (depuis les flux des différents saveurs de neutrinos dans le faisceau jusqu'à la reconstruction en passant par la fragmentation), elles sont donc toutes absorbées dans le facteur correctif du simulateur de données. L'erreur systématique qui doit donc être prise en compte est l'imperfection de la méthode du simulateur de données. Pour ce faire j'ai choisi de m'appuyer sur la recherche des événements de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ , qui sert à la fois à vérifier que la méthode employée est adéquate et à estimer ses imperfections. La figure 22.26, donne le rapport du nombre d'événements de fond attendus complètement corrigé sur le nombre d'événements observés pour la recherche des  $\tau^+$  en  $\rho^+$  en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , noté  $\frac{MC}{D}|_{\rho^+}$ .

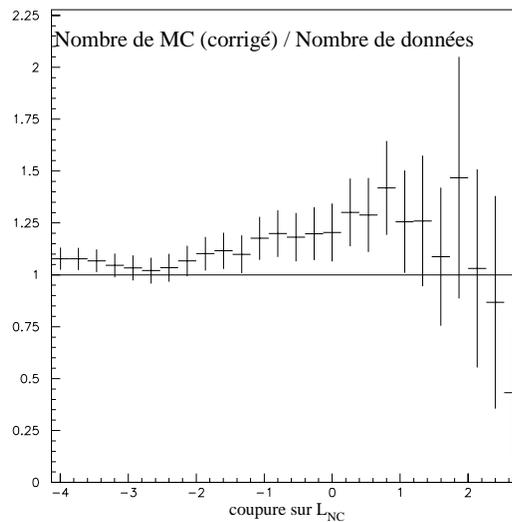


FIG. 22.26 – Rapport du nombre d'événements attendus (Monte Carlo totalement corrigé) sur le nombre d'événements observés en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  pour la recherche de  $\tau^+$  dans le canal  $\rho^+$ .

Comme on peut le constater, le rapport est toujours compatible avec 1 à 1,5 écart standard. Ce qui signifie que la prédiction du bruit de fond que je fais est correcte mais, en particulier dans la région du signal, mal connue. Je considère donc que la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$  justifie l'emploi de la méthode d'analyse (l'utilisation du simulateur de données) mais je dois tenir compte des incertitudes sur l'accord entre les données et la simulation. Je choisis d'intégrer au résultat ces incertitudes comme une erreur systématique.

Au point où la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  est placée, l'erreur systématique est de 46 %, le rapport  $\frac{MC}{D}|_{\rho^+}$  vaut  $1,03 \pm 0,47$ . Le résultat final est donc que le nombre d'événements prédit est de  $5,9 \pm 3,7 \pm 2,7$ , ce qui donne une limite sur la probabilité d'oscillation  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$ , pour cette seule topologie du canal  $\tau^-$  en  $\rho^-$  de [40] :

$$P < 6,8 \cdot 10^{-3} \text{ à } 90 \text{ \% de degré de confiance}$$

Ce que la figure 22.26 nous dit, c'est que je peux avoir bien plus confiance dans un résultat dans la zone de coupures entre -4 et 0, qu'après 0. En effet, en fin de distributions, je suis tributaire des fluctuations des différentes composantes de mon analyse, en particulier des comportements dans la région à faible statistique des distributions pour le DS et le MCS. Je peux très bien obtenir une sensibilité ( $Sens = N_\tau / \sqrt{N_{fond}}$ ) grande à cause d'un facteur correctif (qui entre dans le calcul de  $N_{fond}$ ) petit, suite à une grande fluctuation.

Je choisis, en aveugle, de placer la coupure à un endroit où le bruit de fond prédit est d'une centaine d'événements. À  $\mathcal{L}_{NC} > 0,8$ , où la figure 22.16 indique que le facteur correctif est bien déterminé et où la figure 22.26 donne une erreur systématique de 15,5 %, on a un fond prédit de  $95 \pm 15,6 \pm 14,7$  pour un nombre d'événements observés de 103 et nombre d'événements de signal de 984 (soit une efficacité  $\epsilon_S$  de 1,65 %. Le calcul de la limite sur la probabilité d'oscillation donne :  $P < 17,1 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de degré de confiance

Le résultat est moins bon mais les erreurs sur les chiffres permettant d'obtenir ce résultat sont bien moindres.

*Résumé :*

	$\rho^-$			$\rho^+$			$P < 90 \text{ \% C.L.}$
	MC	D	$\epsilon_S$	MC	D	$MC/D _{\rho^+}$	
$\mathcal{L}_{NC} > 2,1$	$5,9 \pm 3,7 \pm 2,7$	7	0,8 %	$20,2 \pm 8,4$	20	$1,03 \pm 0,47$	$6,8 \cdot 10^{-3}$
$\mathcal{L}_{NC} > 0,8$	$95 \pm 15,6 \pm 14,7$	103	1,65 %	$150,4 \pm 19$	106	$1,4 \pm 0,22$	$17,1 \cdot 10^{-3}$

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	20 532	43 367	14 216	2 970	10 856	98 307
$\epsilon$ (%)	34,5	2,7	6,8	1,3	5,7	21,2
veto muon	17 039	19 352	8 836	2 630	8 908	84 701
$\epsilon$ (%)	28,6	1,2	4,2	1,1	4,7	18,2
veto électron	18 580	34 423	6 528	2 775	9 759	92 027
$\epsilon$ (%)	31,2	2,2	3,1	1,2	5,1	19,2
$N_{reste} < 500$	20 315	43 037	13 828	2 933	10 429	97 564
$\epsilon$ (%)	34,1	2,7	6,6	1,3	5,5	21,0
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0, 15	14 691	30 342	6 639	2 076	7 274	69 188
$\epsilon$ (%)	24,7	1,9	3,2	0,9	3,8	14,9
$E_{cal}(\pi^-) > 3$	7 218	5 245	5 771	752	2 744	23 517
$\epsilon$ (%)	12,1	0,3	2,8	0,3	1,4	5,1
total	4 041	1 427	491	447	1 340	13 430
$\epsilon$ (%)	6,8	0,09	0,2	0,2	0,7	2,9
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	1 398	32	36	22	103	1 458
$\epsilon$ (%)	2,35	0,002	0,017	0,009	0,054	0,31

TAB. 22.1 – Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le fond simulé et le signal. Les coupures de « veto muon » à «  $E_{cal}(\pi^-) > 3$  » sont appliquées indépendamment les unes des autres, après sélection. La 13<sup>ème</sup> ligne donne le résultat de ces six coupures, la 15<sup>ème</sup> ligne le résultat de ces coupures suivies de  $\mathcal{L}_{CC} > 2$ . Les efficacités pour chaque coupure (ou lot de coupures) sont calculées par rapport aux lots de référence.

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	168 259	134 363	1,014	165 555,13	132 283,84	132 201
$\epsilon$ (%)	17,6	17,9		7,5	7,6	7,6
veto muon	148 607	117 024	0,999	124 252,49	97 891,38	94 701
$\epsilon$ (%)	15,6	15,6		5,6	5,6	5,4
veto électron	159 124	126 647	1,010	148 038,49	117 820/87	115 504
$\epsilon$ (%)	16,7	16,8		6,7	6,7	6,6
$N_{reste} < 500$	167 426	124 290	0,942	164 262,94	121 931,72	121 666
$\epsilon$ (%)	17,5	16,5		7,4	7,0	7,0
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0, 15	113 758	86 252	0,962	115 952,28	87 898,32	85 732
$\epsilon$ (%)	11,9	11,5		5,2	5,0	4,9
$E_{cal}(\pi^-) > 3$	33 449	20 423	0,775	34 750,06	21 221,86	19 656
$\epsilon$ (%)	3,5	2,7		1,6	1,2	1,1
total	18 245	9 467	0,658	17 961,97	9 313,35	7 850
$\epsilon$ (%)	1,9	1,2		0,8	0,5	0,4
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	1 388	609	0,557	1 819,90	798,78	744
$\epsilon$ (%)	0,143	0,081		0,082	0,045	0,042

TAB. 22.2 – Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), le Monte Carlo total (MC), le Monte Carlo total corrigé du FC et normalisé au lot de données et les données (D). FC est le facteur correctif. Les coupures sont les mêmes que celles du tableau précédent.

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	16 974	53 963	17 564	3 147	10 915	109 968
$\epsilon$ (%)	28,5	3,4	8,4	1,4	5,7	23,7
veto muon	13 409	22 158	9 920	2 730	8 607	92 213
$\epsilon$ (%)	22,5	1,4	4,8	1,2	4,5	19,9
veto électron	14 937	39 075	8 261	2 918	9 528	101 279
$\epsilon$ (%)	25,1	2,5	4,0	1,3	5,0	21,8
$N_{reste} < 500$	16 782	53 575	17 065	3 117	10 609	109 171
$\epsilon$ (%)	28,2	3,4	8,2	1,4	5,6	23,5
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,15	11 602	39 418	12 041	2 162	4 426	78 461
$\epsilon$ (%)	19,5	2,5	5,8	0,9	2,3	16,9
$E_{cal}(\pi^-) > 3$	3 867	11 126	4 780	393	5069	22 266
$\epsilon$ (%)	6,5	0,7	2,3	0,2	2,7	4,8
total	1 778	2 966	988	201	625	12 297
$\epsilon$ (%)	3,0	0,2	0,5	0,09	0,3	2,6
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	250	122	99	5	53	1453
$\epsilon$ (%)	0,4	0,007	0,05	0,002	0,03	0,31

TAB. 22.3 – Tableau récapitulatif de l'effet des coupures rejetant les interactions par CC pour le fond simulé et le signal dans la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Les coupures sont les mêmes que celles du tableau 22.1. Les nombres de fond ne pas normalisés ni entre eux ni au lot de données de référence et les efficacités sont toutes données par rapport aux statistiques de référence.

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	264 252	204 512	0,983	190 783,92	147 781,99	152 921
$\epsilon$ (%)	27,7	27,2		8,6	8,5	8,8
veto muon	229 601	175 817	0,972	136 357,52	104 441,13	107 247
$\epsilon$ (%)	24,0	23,4		6,1	6,0	6,1
veto électron	248 358	191 135	0,977	164 193,46	126 408,60	128 973
$\epsilon$ (%)	26,0	25,4		7,4	7,2	7,4
$N_{reste} < 500$	263 029	189 779	0,916	189 358,27	136 680,31	141 327
$\epsilon$ (%)	27,5	25,2		8,5	7,8	8,1
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,15	185 525	128 392	0,879	136 923,19	94 840,12	95 237
$\epsilon$ (%)	19,4	17,1		6,2	5,4	5,4
$E_{cal}(\pi^-) > 3$	63 546	38 702	0,773	38 962,09	23 732,74	23 882
$\epsilon$ (%)	6,6	5,1		1,7	1,3	1,4
total	35 899	18 003	0,637	18 083,90	9 077,32	8573
$\epsilon$ (%)	3,7	2,4		0,8	0,5	0,5
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	5 275	2 431	0,585	1 907,22	879,19	816
$\epsilon$ (%)	0,552	0,323		0,086	0,050	0,046

TAB. 22.4 – Tableau récapitulatif de l'effet des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), la troisième colonne donne le facteur correctif (FC), le Monte Carlo total (MC), puis le Monte Carlo total corrigé, et enfin les données (D). Les coupures sont identiques à celles du tableau précédent.

# Chapitre 23

## Topologie « deux amas »

### 23.1 Sélection du candidat $\rho^{\leftrightarrow}$

Pour la sélection du candidat, je dispose d'un lot de 4 411 événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  simulés dans lesquels le  $\tau^-$  se désintègre dans le canal  $\rho^-$  et le  $\rho^-$  se désintègre dans la topologie « deux amas ». Ces événements sont pris en sortie de filtre primaire et les trois particules (le  $\pi^-$  et les deux photons du  $\pi^0$ ) sont reconstruites et associées aux particules simulées. Comme précédemment, j'opère une première sélection parmi les candidats  $\rho^-$  potentiels, c'est-à-dire parmi les combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$  :

- Le  $\pi^-$  considéré doit aller jusqu'au calorimètre électromagnétique. Ce critère est satisfait par 3 067  $\pi^-$  du  $\rho^-$  sur les 4 411 à ma disposition.
- Les photons doivent avoir déposé au moins 100 *MeV* dans le calorimètre électromagnétique. Cette condition est satisfaite par 4 133  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .
- Enfin, pour éviter les recouvrements entre les différentes topologies, j'exige qu'aucun des deux photons ne fasse une masse invariante compatible à moins de 1,5 écart standard avec une masse de  $\pi^0$  avec un photon converti. Cette coupure sélectionne 3 630  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .

Je dispose d'une information supplémentaire par rapport à la topologie « un amas » qui est que les deux photons choisis doivent être issus de la désintégration d'un  $\pi^0$ . Je m'assure de ce fait en exigeant que la masse invariante du système des deux photons soit compatible avec une masse de  $\pi^0$  à moins de 1,5 écart standard et que le cosinus de l'angle entre les impulsions initiales des deux photons soit supérieur à 0,94, ce qui concerne 3 527  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .

Ces coupures sélectionnent 2 471 événements ayant au moins une combinaison  $\pi^- \gamma \gamma$ , dont 2 029 avec la bonne combinaison parmi celles répondant aux exigences ci-dessus.

Pour sélectionner la bonne combinaison quand elle existe, j'utilise le fait que la bonne paire étant issue de la désintégration du  $\rho^-$ , sa masse invariante est compatible avec une masse de  $\rho^-$  et l'angle d'ouverture de la paire  $\pi^- \pi^0$  petit. Ces deux variables sont corrélées, et je calcule des densités de probabilité à deux dimensions pour le signal et pour le bruit, qui sont représentées en courbes de niveau sur la figure 23.1.

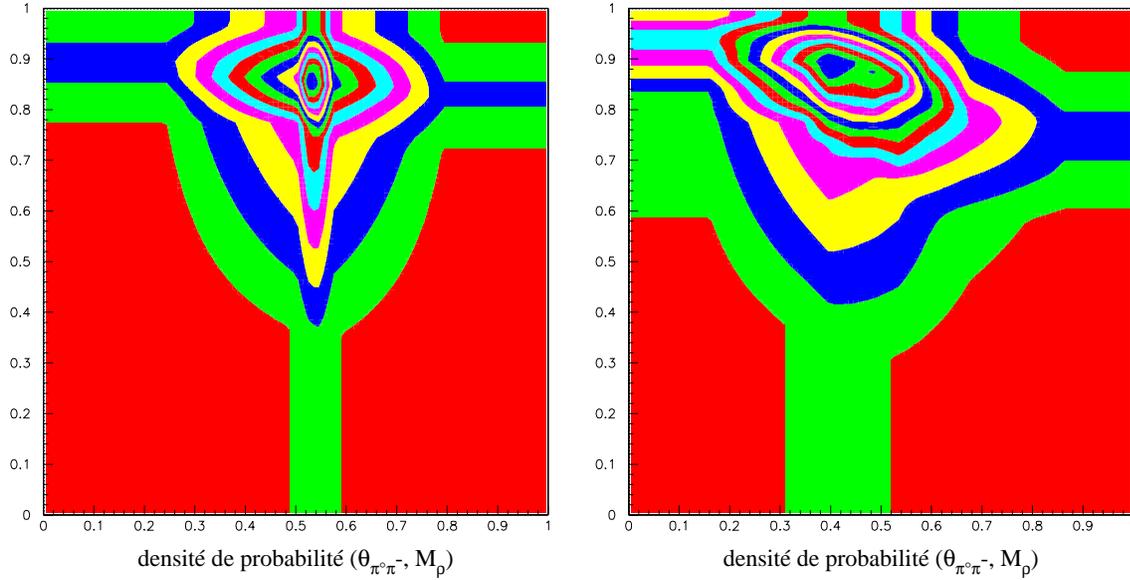


FIG. 23.1 – Distributions en courbes de niveau de la densité de probabilité à deux dimensions  $[M_\rho, \theta_{\pi^0\pi^-}]$ , pour les bonnes combinaisons  $\pi^-\pi^0$  à gauche et pour les mauvaises à droite.

À la différence de la topologie « un amas », les  $\pi^0$  ne sont pas particulièrement de haute énergie, j'utilise donc uniquement la variable  $E_\rho/E_{tot}$ , dont les densités de probabilités pour le signal (les bonnes combinaisons) et le fond sont représentées sur la figure 23.2.

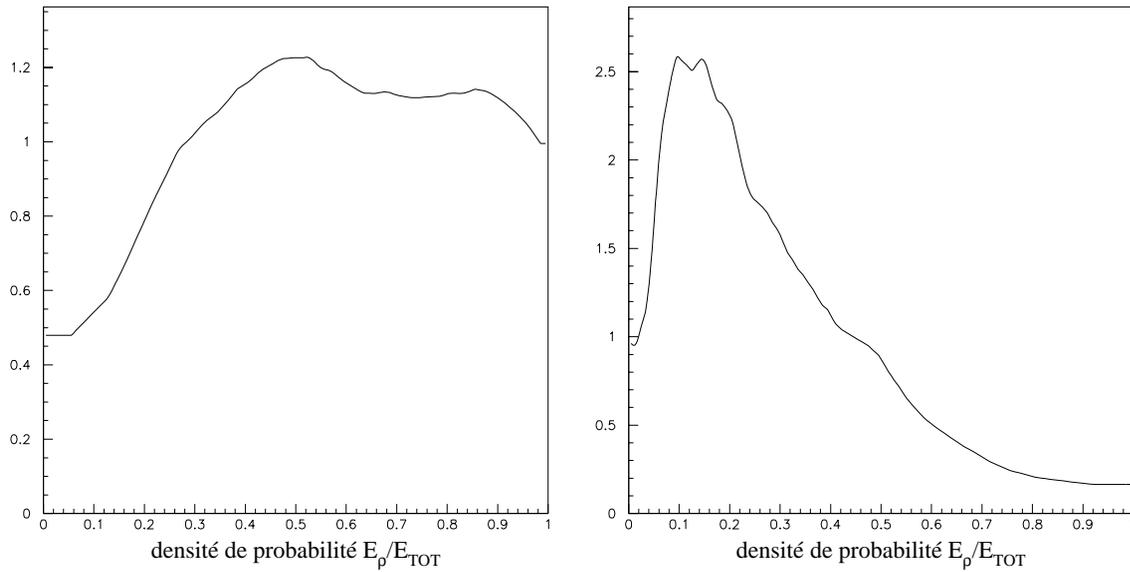


FIG. 23.2 – Densité de probabilité de la variable  $E_\rho/E_{tot}$ , pour les bonnes combinaisons à gauche et pour les mauvaises à droite.

À partir de ces densités de probabilité, je calcule les deux vraisemblances :

$$\mathcal{L}_{S \text{ ou } B} = (E_\rho/E_{tot}, [M_\rho, \theta_{\pi^0\pi^-}])$$

Sur la figure 23.3, on voit le rapport  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$  pour le signal (les bonnes combinaisons) à gauche et le fond à droite.

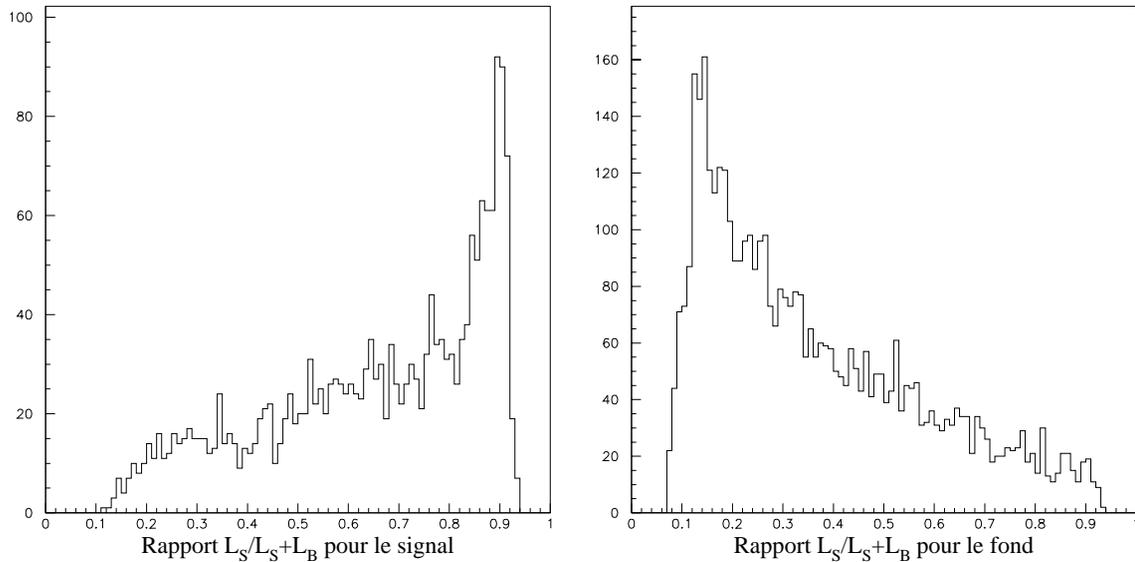


FIG. 23.3 –  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$ , pour le signal (les bonnes combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$ ) à gauche et pour le fond (les combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$  qui ne proviennent pas du  $\rho^-$ ) à droite.

En choisissant parmi les combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$  d'un événement celle qui donne le plus grand rapport  $\mathcal{R}$ , je choisis 1 642 bonnes combinaisons et 829 mauvaises. Ce qui correspond à une efficacité au signal de 56 % avec une pureté de 66,4 %.

Pour bénéficier de la plus grande statistique possible, les rapports de vraisemblances  $\mathcal{R}$  sont calculés avec les événements de signal pris juste après le filtre primaire. Si je cherche maintenant à sélectionner une combinaison dans toutes les données disponibles en sortie de toutes les présélections, je choisis :

- interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  : 15 101,
- interactions par courant chargé de  $\bar{\nu}_\mu$  : 959,
- interactions par courant chargé de  $\nu_e$  : 4 415,
- interactions par courant chargé de  $\bar{\nu}_e$  : 3 083,
- interactions par courant neutre : 34 264,
- interactions de  $\nu_\tau$  par courant chargé suivi de la désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  : 7 774,
- données : 46 790.

L'efficacité de cette sélection pour chaque type d'événements ainsi que pour les lots utilisés par le simulateur de données est reportée dans les tables 23.1 et 23.2, à la page 180.

## 23.2 Rejet des bruits de fond

### 23.2.1 Rejet des interactions par courant chargé de $\nu_\mu$ et $\nu_e$

Le rapport de vraisemblances utilisé pour rejeter les interactions par courant chargé est construit à partir des variables suivantes :

- l'impulsion transverse manquante, dont les distributions pour les fonds d'interactions par courant chargé et le signal sont données sur la figure 23.4,

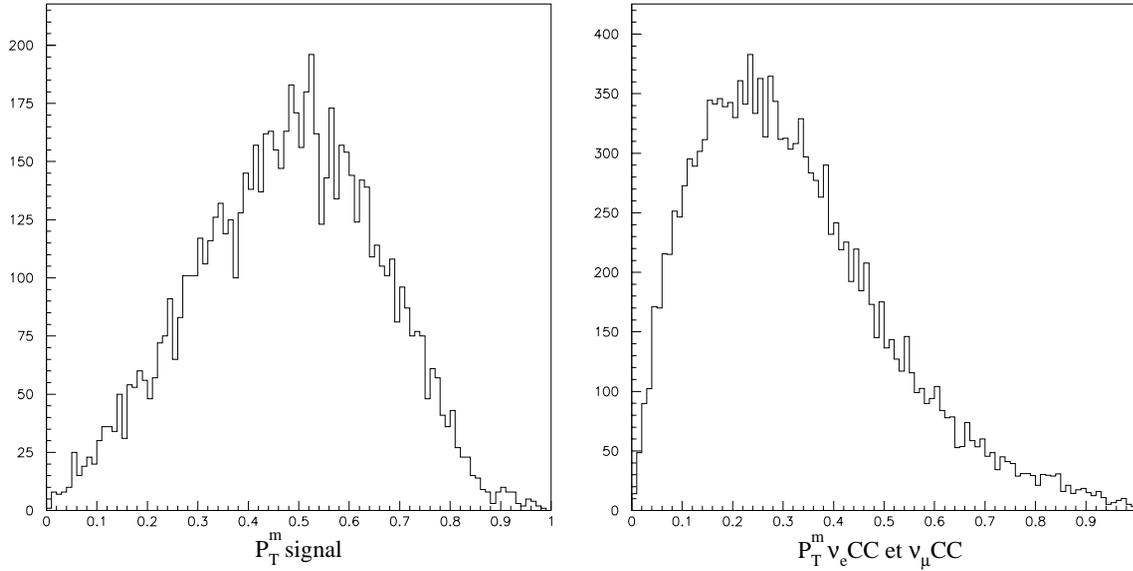


FIG. 23.4 – Impulsion transverse manquante ( $\arctan(P_T^{miss})/\frac{\pi}{2}$ ) pour le signal (à gauche, la moyenne est de 0,48) et pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC (à droite, la moyenne est de 0,32).

- l'angle minimal ( $\theta_{min}$ ) entre l'impulsion reconstruite du candidat  $\rho^-$  et une trace chargée autre que le candidat  $\pi^-$ , dont le sinus est donné sur la figure 23.5,

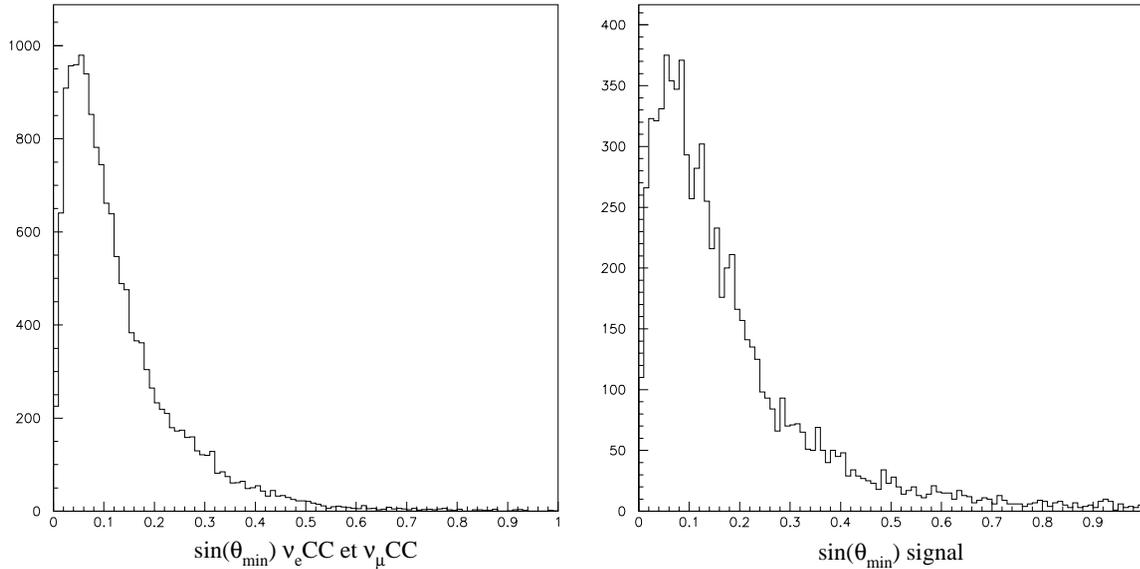


FIG. 23.5 – Distribution de  $\sin(\theta_{min})$ , à gauche pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC, à droite pour le signal. La moyenne pour le signal est de 0,18 et de 0,13 pour le fond.

- enfin, j'utilise le fait que dans cette topologie le  $\pi^0$  est ouvert ce qui signifie que contrairement à la topologie précédente, ce n'est pas le  $\pi^0$  du  $\rho^-$  qui emporte beaucoup d'énergie mais le  $\pi^-$  (qui a une énergie moyenne de 10,4 GeV pour le signal et 5,7 GeV pour les événements simulés  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC). J'utilise donc la variable énergie reconstruite du candidat  $\pi^-$  (transformée par la fonction  $\arctan(x/5)/\frac{\pi}{2}$ ) corrélée avec la variable  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$ ,

notée  $\mathcal{L}_{s\acute{e}l}$ . Les diagrammes à deux dimensions sont donnés sur la figure 23.6.

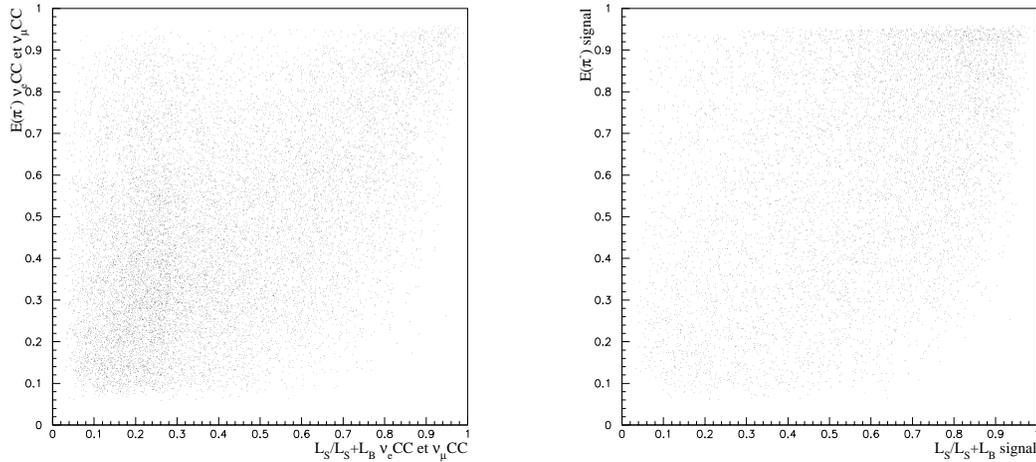


FIG. 23.6 –  $\mathcal{L}_{s\acute{e}l}$  versus  $E(\pi^-)$  pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC à gauche et à droite pour le signal.

De la même manière que pour la topologie « un amas », je peux affiner le rejet des interactions par courant chargé en caractérisant le candidat  $\pi^-$  grâce aux sous-détecteurs d'identification de façon à éviter de choisir l'électron des événements  $\nu_e$  CC ou le muon des événements  $\nu_\mu$  CC comme candidat  $\pi^-$  (ce qui arrive dans 30 % des cas pour les événements  $\nu_\mu$  CC et dans 29,5 % des cas pour les événements  $\nu_e$  CC).

L'énergie déposée par ces muons dans le calorimètre électromagnétique est montrée sur la figure 23.7 à gauche. Une coupure exigeant que cette énergie soit supérieure à  $2\text{ GeV}$  évince 99,2 % de ces muons. La contamination en pions donnée par le détecteur à rayonnement de transition pour les électrons d'événements  $\nu_e$  CC choisi comme candidat  $\pi^-$  est représentée sur la figure 23.7 à droite. Exiger  $\text{TRDpicon}(\pi^-) > 0,15$  permet d'éliminer 99,3 % de ces électrons.

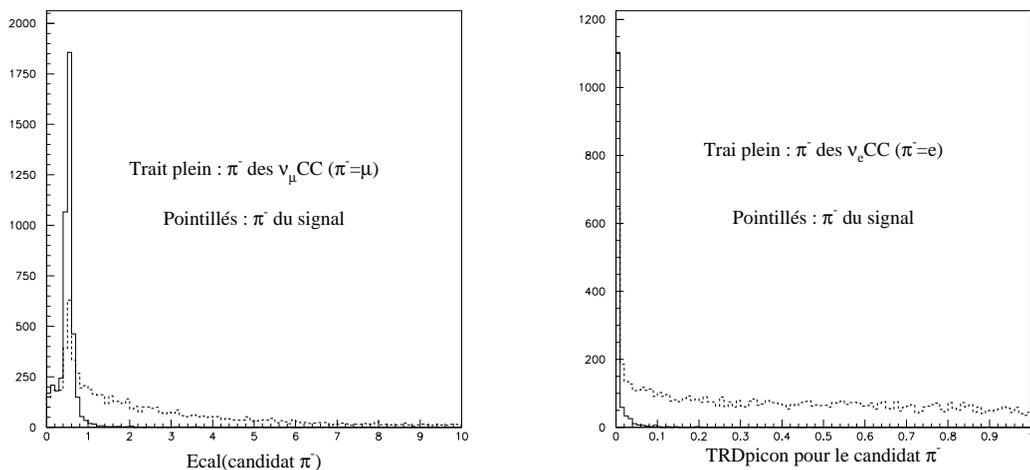


FIG. 23.7 – À gauche, énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique par les muons des événements  $\nu_\mu$  CC pris comme candidats  $\pi^-$  (en trait plein) comparée avec la même variable pour les  $\pi^-$  du signal (pointillés). À droite, variable  $\text{TRDpicon}(\pi^-)$  pour les électrons des événements  $\nu_e$  CC dans lesquels l'électron a été choisi comme  $\pi^-$  (en trait plein) comparée avec la même variable pour les  $\pi^-$  du signal (pointillés).

Comme pour toutes les topologies, une coupure sur le nombre de coups restants libres après la reconstruction est faite : il ne doit pas excéder 500. Les vetos contre les leptons d'interactions par courant chargé de  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  sont appliqués. La figure 23.8 montre le logarithme du rapport de vraisemblances avant toutes ces coupures et après pour les fonds d'interactions par courant chargé et pour le signal. On pose  $\mathcal{L}_{CC} = \ln(\mathcal{L}_{CC}^S / \mathcal{L}_{CC}^B)$ , avec  $\mathcal{L}_{CC}^{S \text{ ou } B} = (P_T^{miss}, \sin(\theta_{min}), [E(\pi^-), \mathcal{L}_{sél}])$ .

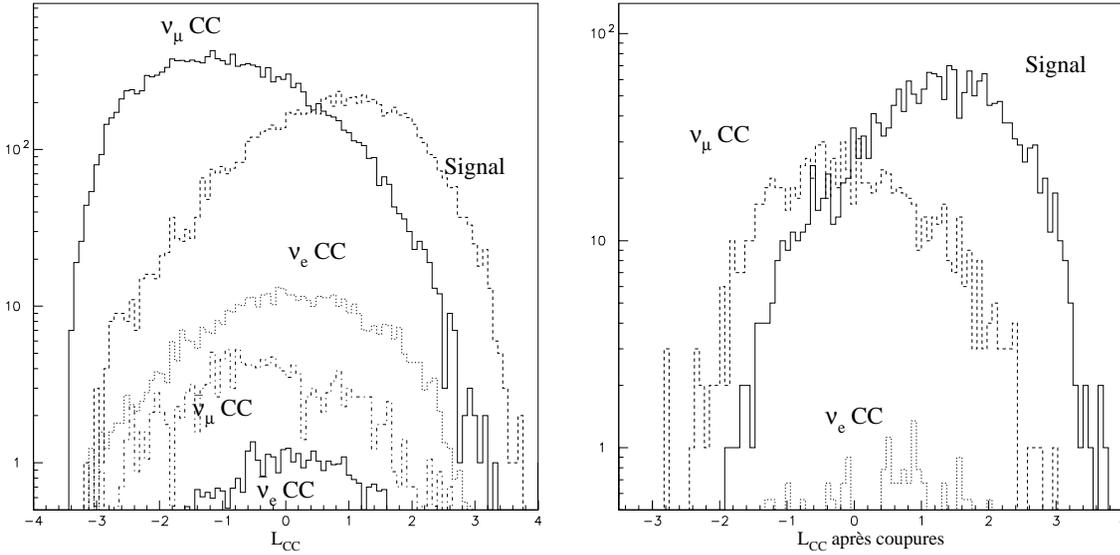


FIG. 23.8 –  $\mathcal{L}_{CC}$  pour les différentes contributions du fond des interactions par courant chargé et pour le signal, à gauche avant que les coupures aient été appliquées, à droite une fois les coupures appliquées.

La coupure optimale sur  $\mathcal{L}_{CC}$  est à 1,7. Les effets de la sélection d'un candidat puis des coupures que je viens de décrire sont répertoriés dans les tables 23.1 et 23.2, qui sont regroupées en fin de chapitre, page 180.

### 23.2.2 Rejet des interactions par courant neutre

Le rapport de vraisemblances utilisé pour rejeter les interactions par courant neutre est construit à partir des variables suivantes :

- les deux variables  $\hat{\nu}$  et  $\hat{\mu}$ , définies page 135, en fonction des différentes impulsions transverses :

$$\hat{\nu} = \frac{P_T^\rho \Leftrightarrow P_T^{miss}}{P_T^h} \quad \hat{\mu} = \frac{P_T^\rho + P_T^{miss} \Leftrightarrow P_T^h}{P_T^\rho + P_T^{miss} + P_T^h}$$

ces deux variables sont corrélées, visibles sur la figure 23.9 pour le signal (à gauche) et pour le fond d'interactions par courant neutre (à droite),

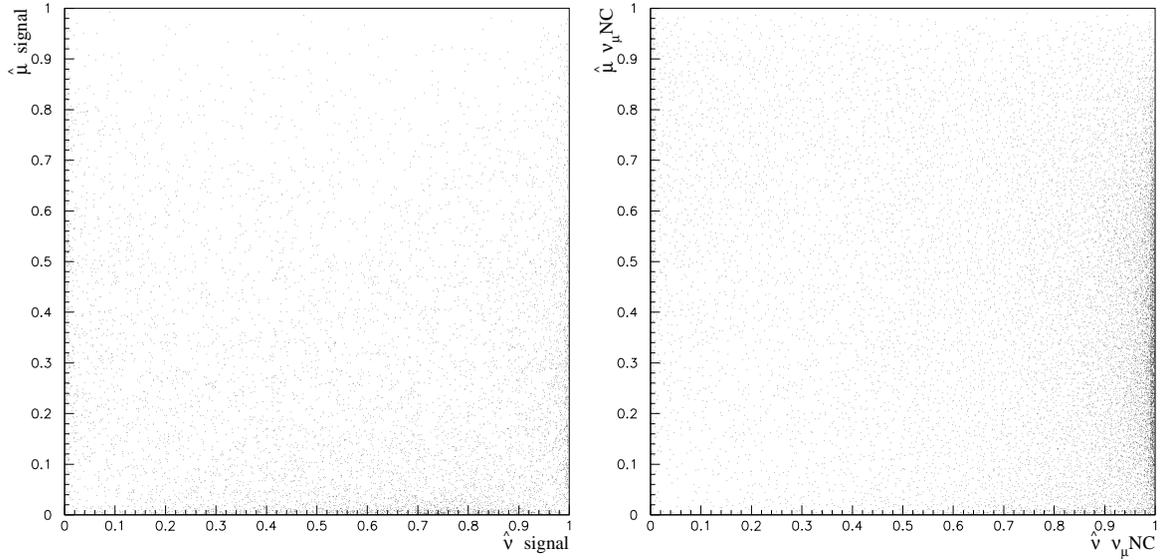


FIG. 23.9 –  $\hat{\mu}$  versus  $\hat{\nu}$ , pour le signal à gauche et le fond de  $\nu_\mu$  NC à droite.

- l'impulsion transverse du candidat  $\rho^-$  corrélée à la projection de son impulsion sur le plan transverse à l'impulsion totale dans l'événement,  $Q_T^{Tot}$ , montrées pour le signal (à gauche) et les événements  $\nu_\mu$  NC (à droite) sur la figure 23.10.

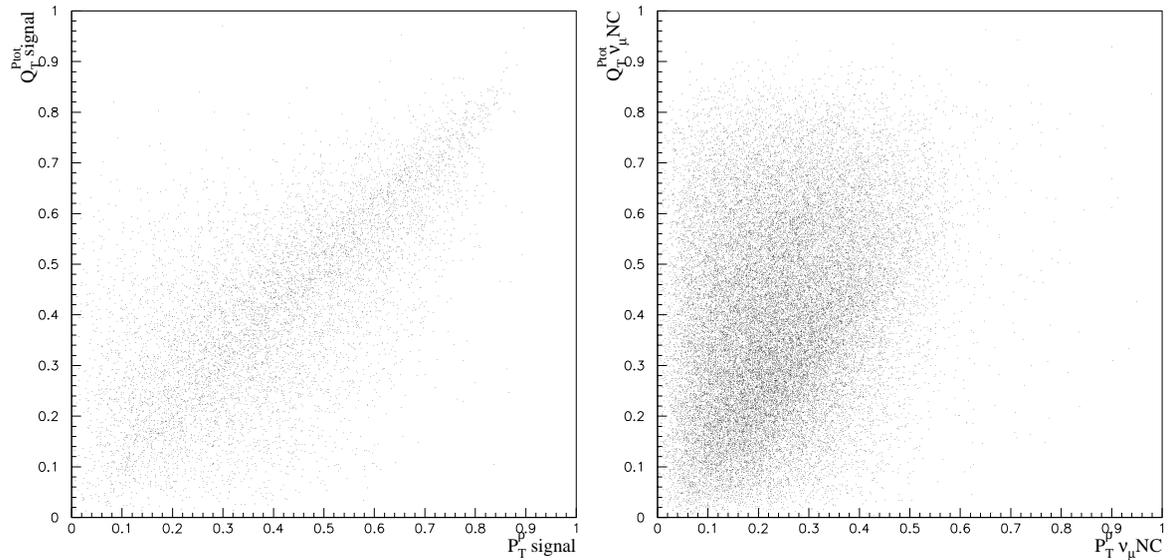


FIG. 23.10 –  $P_T^\rho$  versus  $Q_T^{Tot}$  pour le signal à gauche et pour le fond des interactions par courant neutre à droite.

Le rapport de vraisemblances que j'obtiens,  $\mathcal{L}_{NC}$ , est présenté sur la figure 23.11, avant toute coupure à gauche et après toutes les coupures, y compris la coupure sur  $\mathcal{L}_{CC}$ , à droite. On note :

$$\mathcal{L}_{NC} = \left( [P_T^\rho, Q_T^{Tot}], [\hat{\mu}, \hat{\nu}] \right)$$

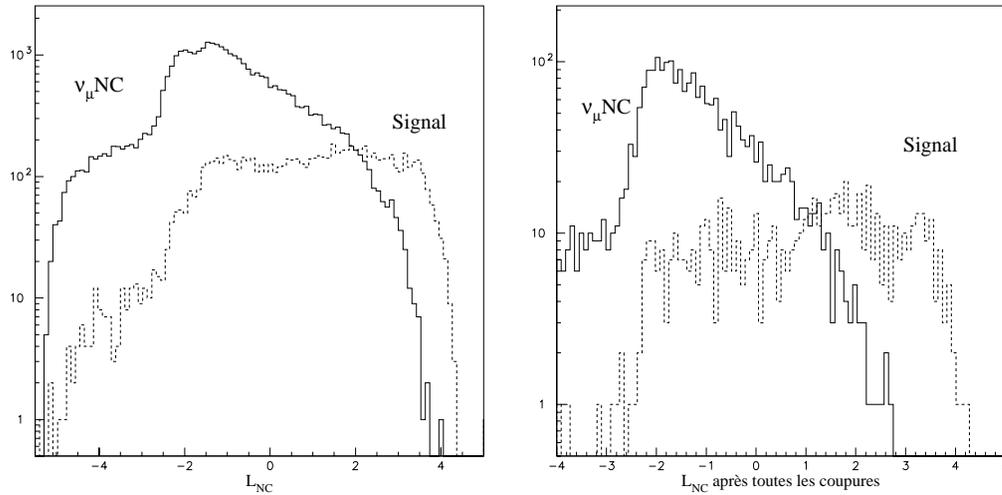


FIG. 23.11 –  $\mathcal{L}_{NC}$  pour les événements de signal et de  $\nu_\mu NC$ , juste après la sélection des candidats  $\rho^-$  (à gauche) et après toutes les coupures précédemment expliquées (à droite).

### 23.3 Calcul de la sensibilité

Comme pour la topologie « un amas », la sensibilité peut être approchée par le rapport de  $N_\tau$  et de la racine du nombre prédit d'événements de bruit de fond (complètement corrigé). Sur la figure 23.12 à gauche, je montre le facteur correctif calculé à partir des lots de DS et MCS en fonction de la position de la dernière coupure de l'analyse, et à droite, la sensibilité  $Sens$  en fonction de la même coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ . Le maximum de sensibilité est atteint pour la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > 2,8$ .

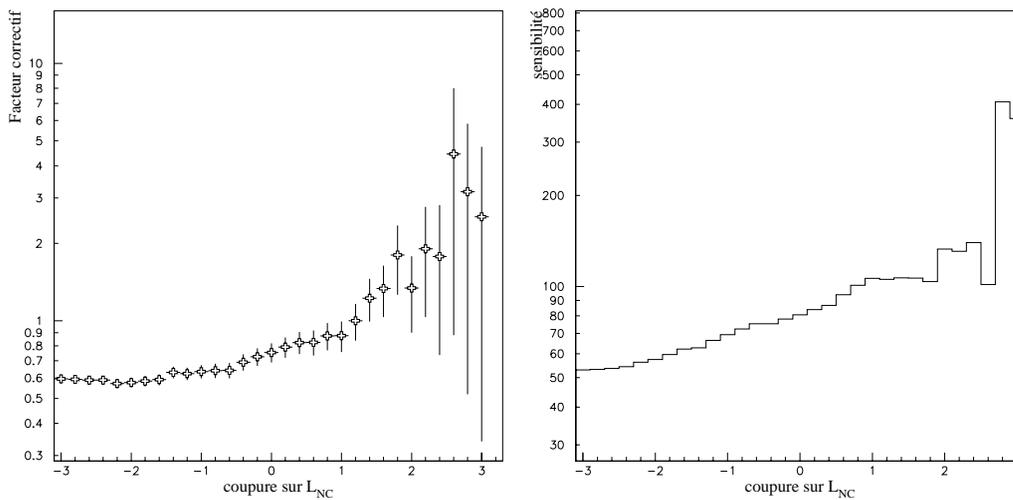


FIG. 23.12 – Pour l'analyse en  $\rho^-$  dans la topologie « deux amas », facteur correctif (à gauche) et sensibilité (à droite) en fonction de la dernière coupure, celle sur  $\mathcal{L}_{NC}$ .

Sur la figure 23.13, la zone du signal (à droite du maximum de sensibilité) est délimitée par la ligne verticale. Il y a un bon accord entre l'efficacité aux données (la ligne en pointillés) et l'efficacité aux événements de bruit de fond (après toutes les corrections) en dehors de la région du signal.

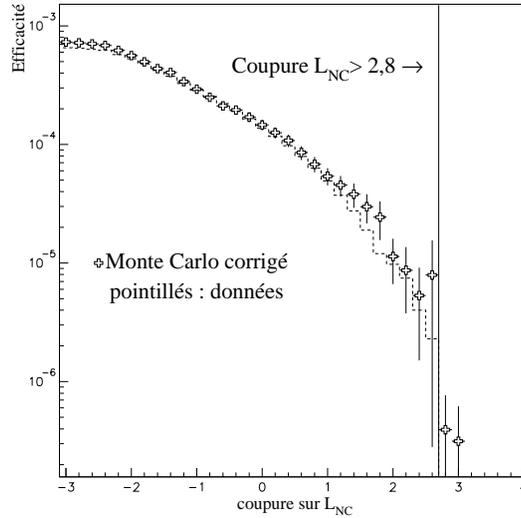


FIG. 23.13 – Efficacité pour les données (pointillés) et les événements simulés (les croix) en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , en dehors de la région du signal.

## 23.4 Recherche des $\tau^+$

La recherche de signal  $\tau^+$  en  $\rho^+$  utilise les rapports de vraisemblances et les coupures déterminées lors de la recherche de signal  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Les effets de ces coupures sont rassemblés dans les tableaux 23.3 et 23.4, en fin de chapitre page 181.

Sur la figure 23.14, sont montrés, en fonction de la coupure ultime de l'analyse sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , à gauche le facteur correctif obtenu pour cette analyse et à droite, les efficacités comparées pour les données et la simulation complètement corrigée du facteur correctif du simulateur de données et des facteurs de normalisation.

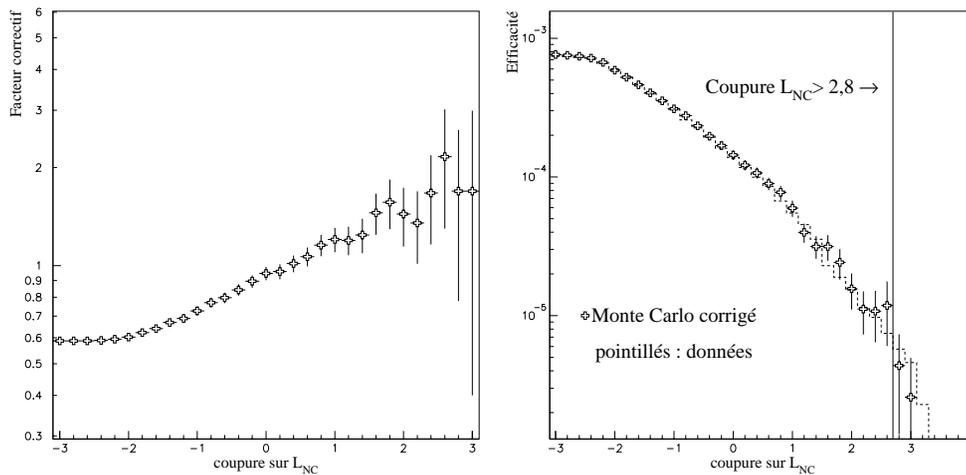


FIG. 23.14 – Pour l'analyse en  $\rho^+$  dans la topologie « deux amas », facteur correctif (à gauche) et efficacités (à droite) pour les données (pointillés) et les événements simulés (les croix) en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ .

L'accord est bon entre les données et la prédiction du Monte Carlo, malgré la dissymétrie introduite entre l'analyse en  $\rho^-$  et l'analyse en  $\rho^+$  par les coupures caractérisant le candidat  $\pi^-$  (contamination en pion venant du TRD et dépôt d'énergie dans le calorimètre électro-

magnétique), comme discuté au chapitre précédent page 162. Une raison est que la coupure sur le dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique est moins sévère. Néanmoins, pour confirmation, j'effectue l'exercice de l'analyse « symétrique » : je ne fais pas les coupures  $\text{TRDpicon}(\pi^-) > 0,15$  et  $E_{\text{cal}}(\pi^-) > 2$  et place une coupure sur  $\mathcal{L}_{CC}$  à 2,3. Les comparaisons des efficacités en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  pour les données et la simulation corrigée sont montrées sur la figure 23.15 pour la recherche en  $\rho^-$  (à gauche) et pour la recherche en  $\rho^+$  (à droite). L'accord entre la simulation et les données est correct et du même ordre pour la recherche en  $\rho^+$  et pour la recherche en  $\rho^-$ .

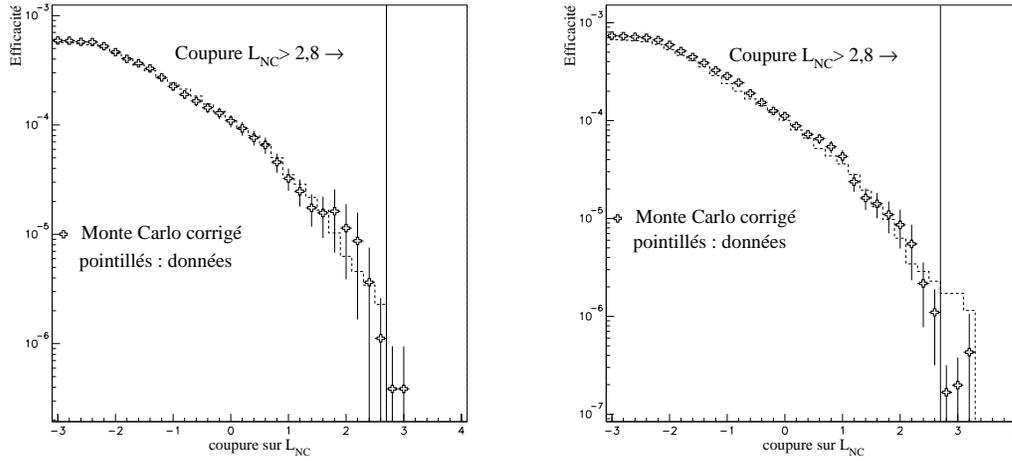


FIG. 23.15 – Efficacité pour les données (pointillés) et les événements simulés corrigés (les croix) en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , dans l'analyse que j'appelle « symétrique », pour la recherche du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  (à gauche) et pour la recherche du  $\tau^+$  en  $\rho^+$  (à droite).

## 23.5 Résultats de l'analyse dans la topologie « deux amas »

La figure 23.16 donne les efficacités comparées pour le Monte Carlo corrigé (les croix) et pour les données (les pointillés) pour toutes les valeurs de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ . Les barres d'erreur pour le Monte Carlo ne tiennent compte que des erreurs statistiques (sur le nombre d'événements simulés et le facteur correctif du simulateur de données).

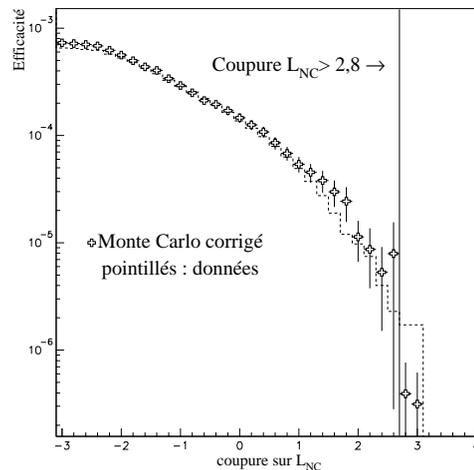


FIG. 23.16 – Topologie « deux amas » : comparaison des efficacités au Monte Carlo corrigé (croix) et aux données (pointillés) en fonction de la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$  pour la recherche de  $\tau^-$ .

En plaçant la coupure au maximum de sensibilité, c'est-à-dire à 2,8, j'obtiens un nombre d'événements prédits de  $0,7 \pm 0,6$ , un nombre d'événements observés de 3, pour un nombre d'événements de signal survivants de 118 (soit une efficacité au signal de 0,2 %). Dans la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ , la même analyse donne un nombre d'événements de bruit de fond prédit de  $7,6 \pm 5,2$  et un nombre d'événements observés de 10.

Comme précédemment, j'estime les erreurs systématiques grâce à la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . La figure 23.17 montre le rapport du nombre d'événements de bruit de fond prédit et du nombre d'événements observés en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ . On voit que ce rapport est compatible avec 1 à un écart standard. Pour  $\mathcal{L}_{NC} > 2,8$ , il vaut  $0,76 \pm 0,57$ , l'erreur systématique est donc estimée à 75 %. Le nombre d'événements de bruit de fond prédit est donc de  $0,7 \pm 0,6 \pm 0,5$ . Ces chiffres permettent de calculer la limite sur la probabilité d'oscillations suivante [40] :  $P < 20,8 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de degré de confiance.

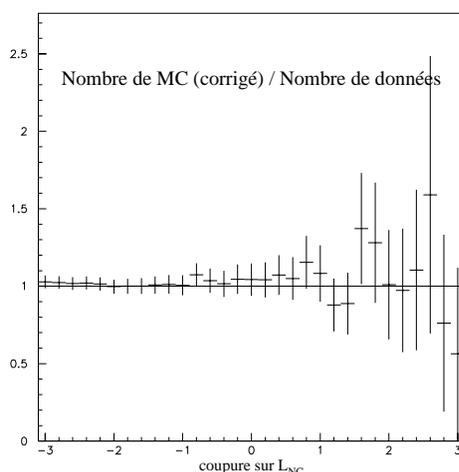


FIG. 23.17 – Rapport du nombre corrigé d'événements attendus et du nombre d'événements observés en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  pour la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ .

Comme pour la topologie précédente, je fais l'exercice de placer la coupure en amont de 2,8, où le nombre d'événements de bruit de fond prédit avoisine la centaine. Si je place la coupure à 1, la figure 23.17 donne une erreur systématique de 17 %. Le fond prédit est de  $94,3 \pm 15,6 \pm 15,7$  événements pour 86 événements observés et le nombre d'événements de signal est 362 (soit une efficacité de 0,6 %). La limite sur la probabilité d'oscillation est  $P < 29,5 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de degré de confiance.

Résumé :

	$\rho^-$			$\rho^+$			$P <$ 90 % C.L.
	MC	D	$\epsilon_S$	MC	D	$MC/D _{\rho^+}$	
$\mathcal{L}_{NC} > 2,8$	$0,7 \pm 0,6 \pm 0,5$	3	0,2 %	$7,6 \pm 5,2$	10	$0,76 \pm 0,57$	$20,8 \cdot 10^{-3}$
$\mathcal{L}_{NC} > 1$	$94,3 \pm 15,6 \pm 15,7$	86	0,6 %	$103,9 \pm 13,8$	96	$1,08 \pm 0,18$	$29,5 \cdot 10^{-3}$

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	7 774	15 101	4 415	959	3 083	34 264
$\epsilon$ (%)	13,06	0,95	2,12	0,42	1,62	7,38
veto muon	6 419	6 950	2 818	859	2 521	29 624
$\epsilon$ (%)	10,78	0,44	1,36	0,38	1,33	6,38
veto électron	6 977	11 745	1 900	866	2 698	31 635
$\epsilon$ (%)	11,72	0,74	0,91	0,38	1,42	6,81
$N_{reste} < 500$	7 720	15 005	4 301	947	2 976	34 041
$\epsilon$ (%)	12,97	0,95	2,07	0,42	1,57	7,33
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,15	5 526	10 272	2 006	638	1 957	23 527
$\epsilon$ (%)	9,28	0,65	0,96	0,28	1,03	5,07
$E_{cal}(\pi^-) > 2$	3 588	3 165	2 271	354	1 172	12 377
$\epsilon$ (%)	6,03	0,20	1,09	0,15	0,62	2,67
total	2 003	857	242	196	539	6 888
$\epsilon$ (%)	3,36	0,05	0,11	0,09	0,28	1,48
$\mathcal{L}_{CC} > 1,7$	667	46	21	17	62	2 336
$\epsilon$ (%)	1,12	0,003	0,01	0,007	0,032	0,50

TAB. 23.1 – Recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le fond simulé et le signal. Les coupures de « veto muon » à «  $E_{cal}(\pi^-) > 2$  » sont appliquées indépendamment les unes des autres, après sélection. La 13<sup>ème</sup> ligne donne le résultat de ces six coupures, la 15<sup>ème</sup> ligne le résultat de ces coupures suivies de  $\mathcal{L}_{CC} > 1,7$ . Les efficacités sont calculées par rapport aux lots de référence.

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	63 325	49 370	0,99	57 605,1	44 932,5	46 790
$\epsilon$ (%)	6,63	6,56		2,60	2,57	2,68
veto muon	55 942	43 356	0,98	43 589,5	33 799	34 299
$\epsilon$ (%)	5,86	5,76		1,97	1,94	1,96
veto électron	59 068	45 767	0,98	50 738,3	39 332,1	39890
$\epsilon$ (%)	6,19	6,08		2,29	2,25	2,28
$N_{reste} < 500$	63 034	45 713	0,92	57 220,8	41 517,4	43 186
$\epsilon$ (%)	6,60	6,08		2,58	2,38	2,47
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,15	41 750	30 518	0,93	39 336,2	28 767,6	29 291
$\epsilon$ (%)	4,37	4,06		1,78	1,65	1,68
$E_{cal}(\pi^-) > 2$	19 697	13 390	0,86	18 596,5	12 648,1	12648
$\epsilon$ (%)	2,06	1,78		0,84	0,72	0,72
total	10 538	6 099	0,73	9 328,54	5 401,61	5 010
$\epsilon$ (%)	1,10	0,81		0,42	0,31	0,29
$\mathcal{L}_{CC} > 1,7$	2 362	1 113	0,60	2 901,87	1 368,06	1 215
$\epsilon$ (%)	0,25	0,15		0,13	0,08	0,07

TAB. 23.2 – Recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), le Monte Carlo total (MC), le Monte Carlo total corrigé du FC et normalisé au lot de données et les données (D). FC est le facteur correctif. Les coupures sont les mêmes que celles du tableau précédent.

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	6 797	18 339	5 398	995	3 047	37 752
$\epsilon$ (%)	11,42	1,16	2,60	0,44	1,60	8,13
veto muon	5 368	7 897	3 202	877	2 403	31 670
$\epsilon$ (%)	9,02	0,50	1,54	0,39	1,26	6,82
veto électron	5 944	13 421	2 440	899	2 605	34 350
$\epsilon$ (%)	9,98	0,85	1,17	0,40	1,37	7,40
$N_{reste} < 500$	6 752	18 225	5 267	983	2 965	37 510
$\epsilon$ (%)	11,34	1,15	2,53	0,43	1,56	8,08
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,15	4 538	12 970	3 541	666	1 232	26 103
$\epsilon$ (%)	7,62	0,82	1,70	0,30	0,65	5,62
$E_{cal}(\pi^-) > 2$	2 446	6 087	2 236	225	1 702	12 223
$\epsilon$ (%)	4,11	0,38	1,08	0,10	0,90	2,63
total	1 141	1 573	460	112	287	6 502
$\epsilon$ (%)	1,92	0,10	0,22	0,05	0,15	1,40
$\mathcal{L}_{CC} > 1,7$	297	170	74	9	20	2 360
$\epsilon$ (%)	0,50	0,01	0,036	0,004	0,010	0,51

TAB. 23.3 – Recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le fond simulé et le signal. Les coupures de « veto muon » à «  $E_{cal}(\pi^-) > 2$  » sont appliquées indépendamment les unes des autres, après sélection. La 13<sup>ème</sup> ligne donne le résultat de ces six coupures, la 15<sup>ème</sup> ligne le résultat de ces coupures suivies de  $\mathcal{L}_{CC} > 1,7$ . Les efficacités sont calculées par rapport aux lots de référence.

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	91 447	68 569	0,95	65 214,3	48 923	52 743
$\epsilon$ (%)	9,58	9,12		2,94	2,80	3,02
veto muon	79 068	59 291	0,95	47 077	35 319	37 632
$\epsilon$ (%)	8,28	7,88		2,13	2,02	2,16
veto électron	84 848	63 279	0,95	55 791,5	41 629,1	43 931
$\epsilon$ (%)	8,89	8,41		2,52	2,38	2,52
$N_{reste} < 500$	91 035	63 501	0,88	64 787,1	45 213,9	48 737
$\epsilon$ (%)	9,53	8,44		2,92	2,59	2,79
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,15	62 317	41 540	0,85	45 344	30 240,7	31 754
$\epsilon$ (%)	6,53	5,52		2,05	1,73	1,82
$E_{cal}(\pi^-) > 2$	35 101	23 585	0,85	21 311,2	14 326,3	15 391
$\epsilon$ (%)	3,68	3,13		0,96	0,82	0,88
total	19 237	10 789	0,71	9 579,95	5 375,48	5 440
$\epsilon$ (%)	2,01	1,43		0,43	0,31	0,31
$\mathcal{L}_{CC} > 1.7$	8 642	3 994	0,59	3 059,12	1 414,5	1 379
$\epsilon$ (%)	0,90	0,53		0,14	0,08	0,08

TAB. 23.4 – Recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), le Monte Carlo total (MC), le Monte Carlo total corrigé du FC et normalisé au lot de données et les données (D). FC est le facteur correctif. Les coupures sont les mêmes que celles du tableau précédent.

# Chapitre 24

## Topologie « un amas-une conversion »

### 24.1 Sélection du candidat $\rho^{\leftrightarrow}$

Pour la sélection du candidat, je dispose d'un lot de 3 699 événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  simulés dans lesquels le  $\tau^-$  se désintègre dans le canal  $\rho^-$  et le  $\rho^-$  se désintègre dans la topologie « un amas-une conversion ». Ces événements sont pris en sortie de filtre primaire et les trois particules (le  $\pi^-$  et les deux photons du  $\pi^0$ ) sont reconstruites et associées aux particules simulées, ce qui signifie pour le photon converti que le positron et l'électron sont reconstruits et associés aux traces simulées. Comme précédemment, j'opère une première sélection parmi les candidats  $\rho^-$  potentiels, c'est-à-dire parmi les combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$  :

- Le  $\pi^-$  considéré doit aller jusqu'au calorimètre électromagnétique. Ce critère est satisfait par 2 444  $\pi^-$  du  $\rho^-$ .
- Le photon qui ne se convertit pas doit avoir déposé au moins 500  $MeV$  dans le calorimètre électromagnétique. Ce seuil plus élevé que pour les topologies précédentes évite que j'ai à considérer des photons de bremsstrahlung du positron ou de l'électron de la conversion. Cette condition est satisfaite par 3 168  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .
- Quant au photon qui se convertit, la masse invariante de la paire électron-positron doit être inférieure à 100  $MeV$ , ce qui est satisfait par 3 549 photons convertis issus du  $\rho^-$  des 3 699 événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  simulés.
- Enfin, pour éviter les recouvrements avec la topologie « deux amas », j'exige que le photon non converti ne fasse pas une masse invariante compatible à moins de 1,5 écart standard avec une masse de  $\pi^0$  avec un autre photon non converti. Cette coupure sélectionne 2 016  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .

De plus, j'exige que la masse invariante du système des deux photons soit compatible avec une masse de  $\pi^0$  à moins de 1,5 écart standard (3 396 événements) et que le cosinus de l'angle entre les impulsions initiales des deux photons soit supérieur à 0,94, ce qui concerne 3 619  $\rho^-$  de désintégration du  $\tau^-$ .

Ces coupures sélectionnent 1 261 événements ayant au moins une combinaison  $\pi^- \gamma \gamma$ , dont 1 117 avec la bonne combinaison parmi celles répondant aux exigences ci-dessus.

Pour sélectionner la bonne combinaison quand elle existe, j'utilise le fait que la bonne paire étant issue de la désintégration du  $\rho^-$ , sa masse invariante est compatible avec une masse de  $\rho^-$  et l'angle d'ouverture de la paire  $\pi^- \pi^0$  petit. Je calcule comme pour les deux topologies précédentes les densités de probabilité qui sont représentées en courbes de niveau sur la figure 24.1.

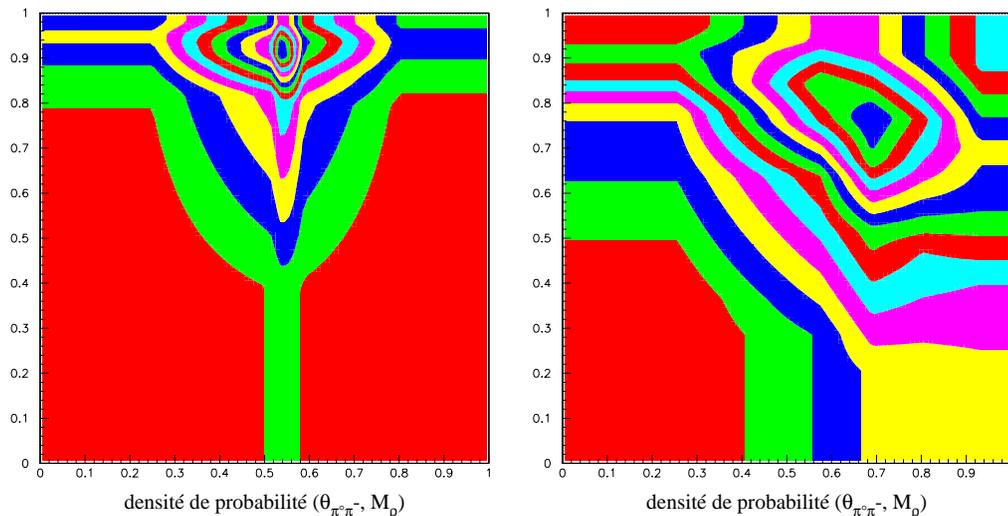


FIG. 24.1 – Distributions en courbes de niveau de la densité de probabilité à deux dimensions  $[M_\rho, \theta_{\pi^0\pi^-}]$ , pour les bonnes combinaisons  $\pi^- \pi^0$  à gauche et pour les mauvaises à droite.

Comme pour la topologie « deux amas », j'utilise uniquement la variable  $E_\rho/E_{tot}$ , dont les densités de probabilités pour le signal (les bonnes combinaisons) et le fond sont représentées sur la figure 24.2.

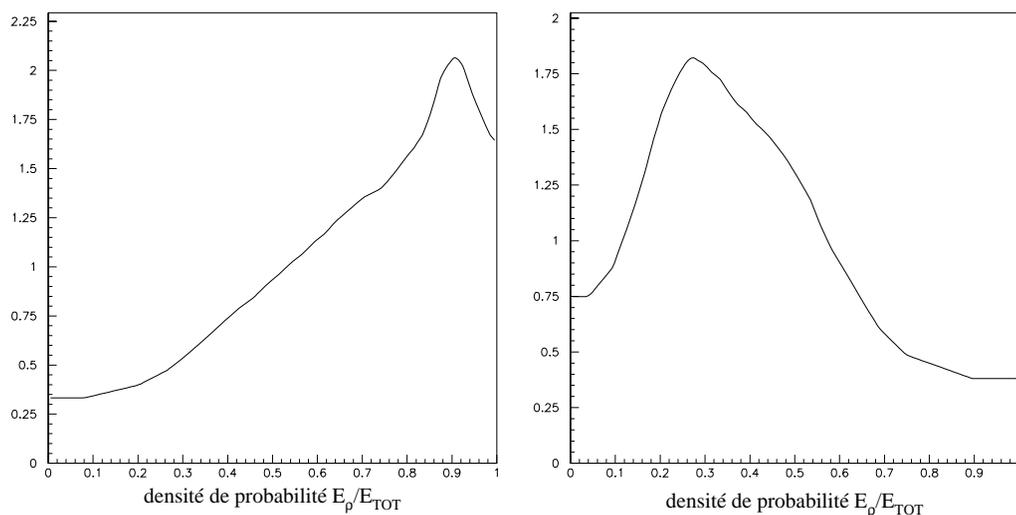


FIG. 24.2 – Densité de probabilité de la variable  $E_\rho/E_{tot}$ , pour les bonnes combinaisons à gauche et pour les mauvaises à droite.

À partir de ces densités de probabilité, je calcule les deux vraisemblances :

$$\mathcal{L}_{S \text{ ou } B} = (E_\rho/E_{tot}, [M_\rho, \theta_{\pi^0\pi^-}])$$

Sur la figure 24.3, on voit le rapport  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$  pour le signal (les bonnes combinaisons) à gauche et le fond à droite.

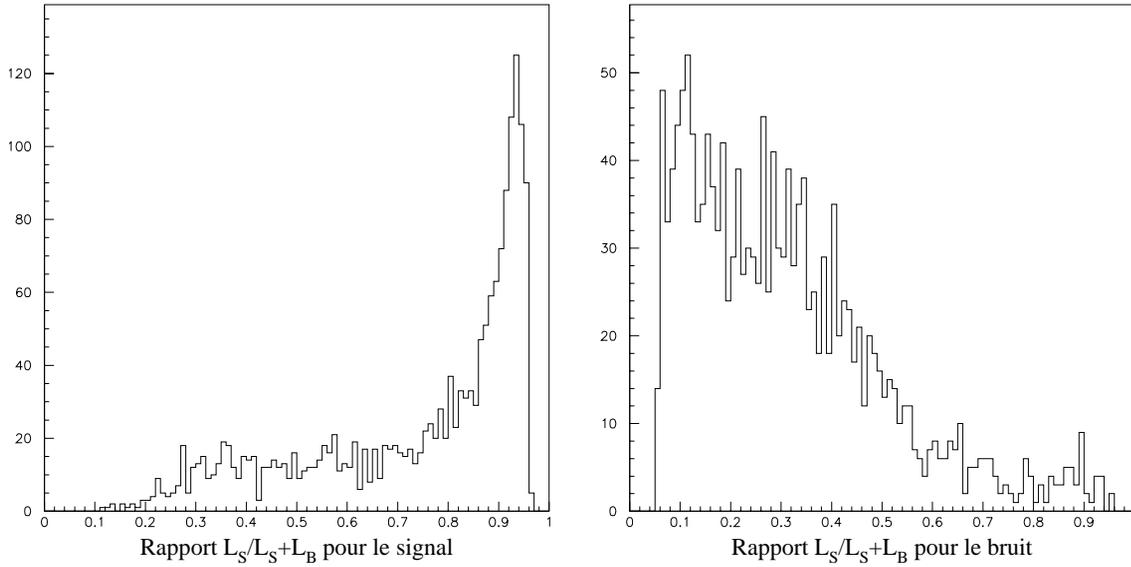


FIG. 24.3 –  $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}$ , pour le signal (les bonnes combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$ ) à gauche et pour le fond (les combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$  qui ne proviennent pas du  $\rho^-$ ) à droite, après les coupures.

En choisissant parmi les combinaisons  $\pi^- \gamma \gamma$  d'un événement celle qui donne le plus grand rapport  $\mathcal{R}$ , je choisis 1 082 bonnes combinaisons et 179 mauvaises.

Cette sélection appliquée aux différents lots de données après les présélections choisit :

- interactions par courant chargé de  $\nu_\mu$  : 3 326,
- interactions par courant chargé de  $\bar{\nu}_\mu$  : 248,
- interactions par courant chargé de  $\nu_e$  : 1 078,
- interactions par courant chargé de  $\bar{\nu}_e$  : 1 015,
- interactions par courant neutre : 7 311,
- interactions de  $\nu_\tau$  par courant chargé suivi de la désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  : 2 667,
- données : 5 814.

Les efficacités de cette sélection pour les différents types d'événements sont reportées dans le tables en fin de chapitre, à la page 192.

## 24.2 Rejet des bruits de fond

### 24.2.1 Rejet des interactions par courant chargé de $\nu_\mu$ et $\nu_e$

Le rapport de vraisemblances utilisé pour rejeter les interactions par courant chargé est construit à partir des mêmes variables que celui de la topologie « un amas » :

- L'impulsion transverse manquante, dont les distributions pour les fonds d'interactions par courant chargé et le signal sont données sur la figure 24.4.

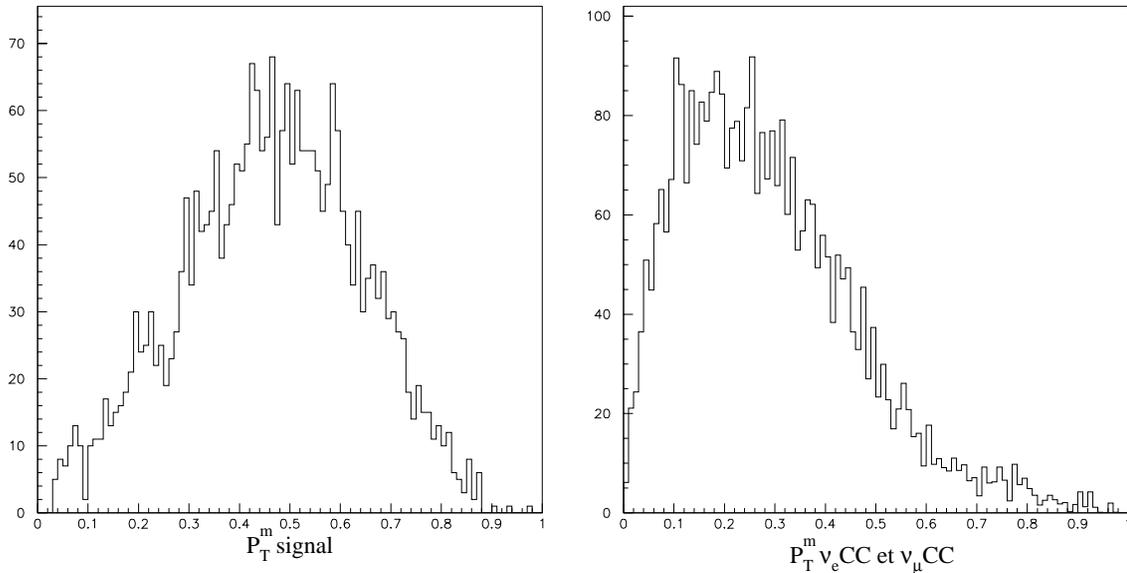


FIG. 24.4 – Impulsion transverse manquante ( $\arctan(P_T^{miss})/\frac{\pi}{2}$ ) pour le signal (à gauche, la moyenne est de 0,46) et pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC (à droite, la moyenne est de 0,29)

- L'angle minimal ( $\theta_{min}$ ) entre l'impulsion reconstruite du candidat  $\rho^-$  et une trace chargée autre que le candidat  $\pi^-$ , dont le sinus est donné sur la figure 24.5.

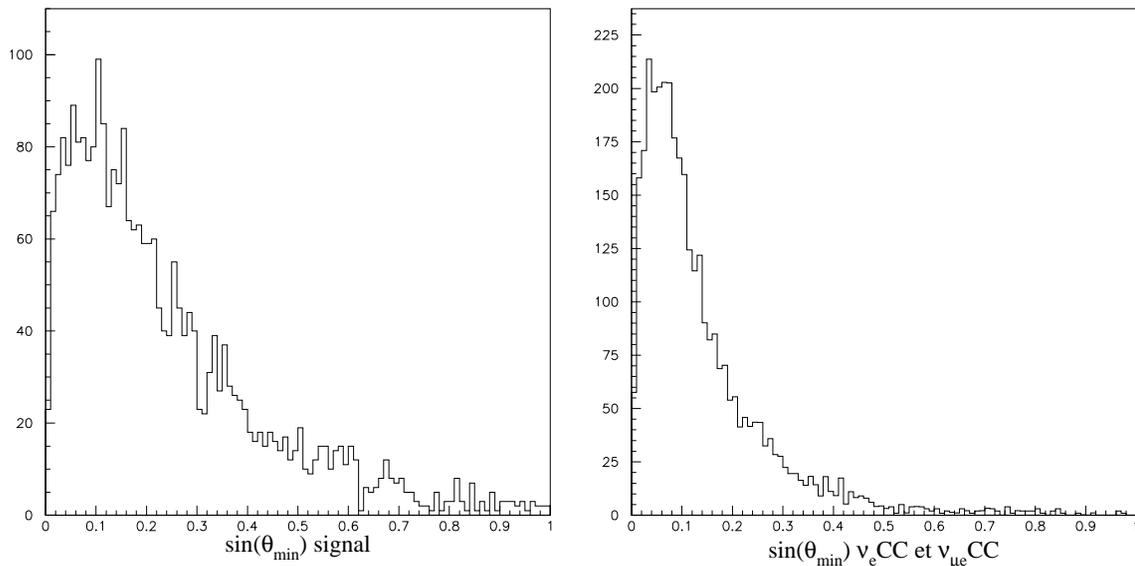


FIG. 24.5 – Distribution de  $\sin(\theta_{min})$ , à gauche pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC, à droite pour le signal. La moyenne pour le signal est de 0,24 et de 0,14 pour le fond.

- Enfin, j'utilise, comme dans la topologie « un amas », le rapport de vraisemblances de sélection corrélé avec la variable  $Q_T$ . La figure 24.6 à droite montre le diagramme à deux dimensions pour le bruit de fond et la figure 24.6 à gauche le montre pour le signal.

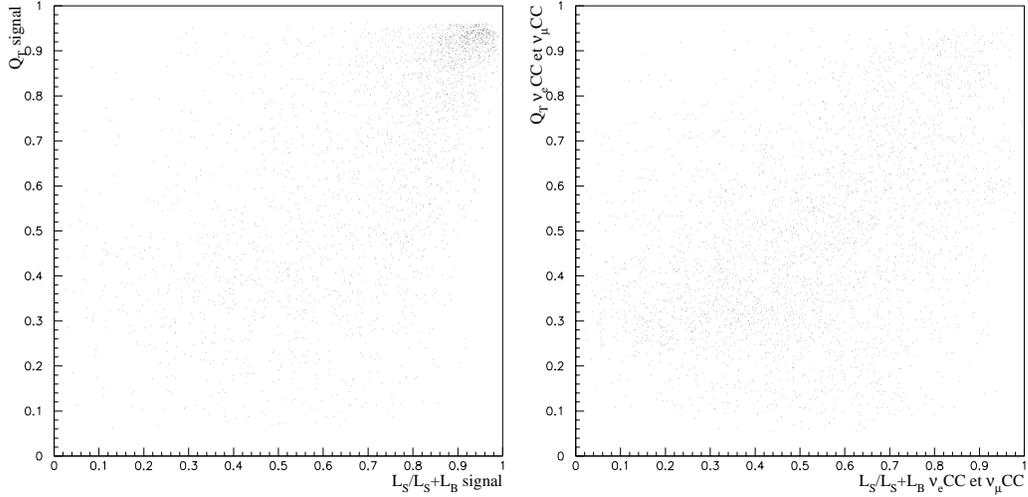


FIG. 24.6 –  $\mathcal{L}_{s\acute{e}l}$  versus  $Q_T$  pour les événements  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC à gauche et à droite pour le signal. La variable  $Q_T$  est transformée par la fonction  $\arctan(x)/\frac{\pi}{2}$ .

Compte tenu des statistiques, je minimise le nombre de coupures. Néanmoins, pour éliminer les électrons de  $\nu_e$  CC pris comme candidats  $\pi^-$ , j'exige que la contamination en pion donnée par le TRD pour le candidat  $\pi^-$  soit supérieure à 0,05, ce qui élimine 98,4 % des électrons concernés.

Le rapport de vraisemblances obtenu est noté  $\mathcal{L}_{CC}^{S\text{ ou }B} = (P_T^{miss}, \sin(\theta_{min}), [Q_T, \mathcal{L}_{s\acute{e}l}])$ . Le logarithme de ce rapport, noté  $\mathcal{L}_{CC}$ , est représenté sur la figure 24.7 pour le signal et les fonds d'interactions par courant chargé, à gauche avant toutes les coupures (vetos contre les leptons, nombre de coups restants après reconstruction) et à droite après que ces coupures ont été appliquées.

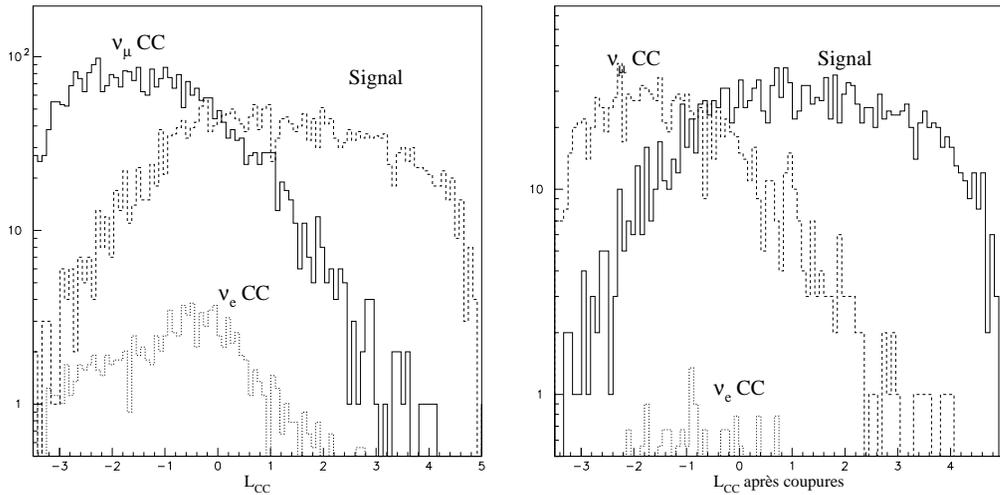


FIG. 24.7 –  $\mathcal{L}_{CC}$  pour les différentes contributions du fond des interactions par courant chargé et pour le signal, à gauche avant que la coupure sur le nombre de coups restants et les vetos aient été appliqués, à droite une fois les coupures appliquées.

Je choisis de placer la coupure sur  $\mathcal{L}_{CC}$  à la valeur 2. Le résultat de cette coupure ajoutée aux coupures précédemment décrites est donné, pour les différents types de données, dans les tables 24.1 et 24.2, placées à la fin de ce chapitre.

### 24.2.2 Rejet des interactions par courant neutre

Le rapport de vraisemblances utilisé pour rejeter les interactions par courant neutre est construit à partir des mêmes variables que dans la topologie « deux amas » :

- Les deux variables  $\hat{\nu}$  et  $\hat{\mu}$  corrélées, et montrées sur la figure 24.8 pour le signal (à gauche) et pour le fond d'interactions par courant neutre (à droite).

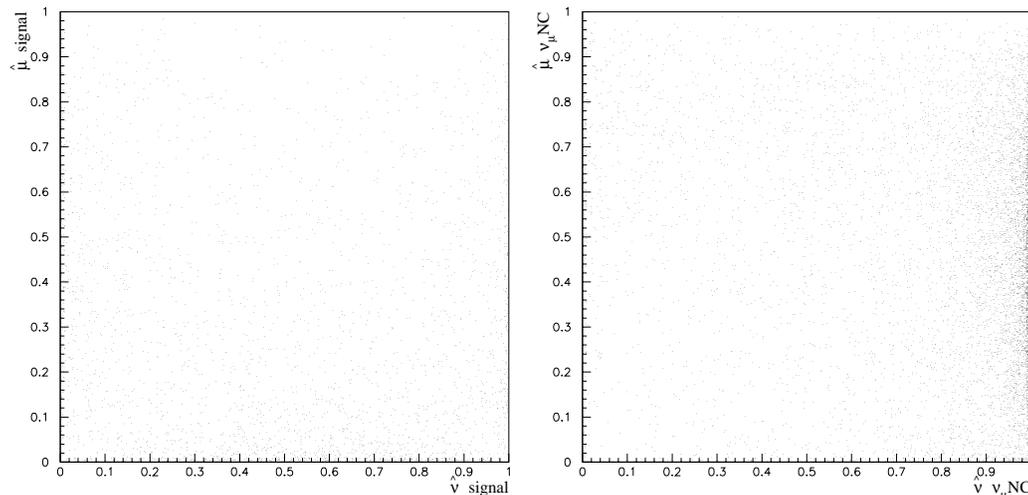


FIG. 24.8 –  $\hat{\mu}$  versus  $\hat{\nu}$ , pour le *signal* à gauche et le *fond d'interactions par courant neutre* à droite.

- L'impulsion transverse du candidat  $\rho^-$  corrélée à  $Q_T^{P_{tot}}$  montrées pour le signal (à gauche) et les événements  $\nu_\mu$  NC (à droite) sur la figure 24.9.

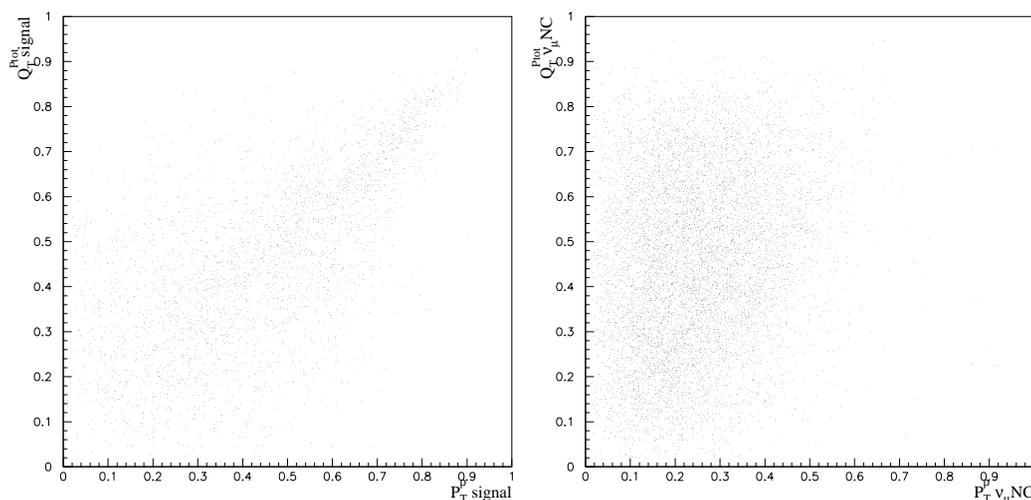


FIG. 24.9 –  $P_T^\rho$  versus  $Q_T^{P_{tot}}$  pour le *signal* à gauche et pour le *fond des interactions par courant neutre* à droite.

Le rapport de vraisemblances que j'obtiens est noté :

$$\mathcal{L}_{NC} = \left( [P_T^\rho, Q_T^{P_{tot}}], [\hat{\mu}, \hat{\nu}] \right)$$

Le logarithme du rapport de vraisemblances,  $\mathcal{L}_{NC}$ , est présenté sur la figure 24.10, avant toute coupure à gauche et après toutes les coupures, y compris la coupure sur  $\mathcal{L}_{CC} > 2$ , à droite.

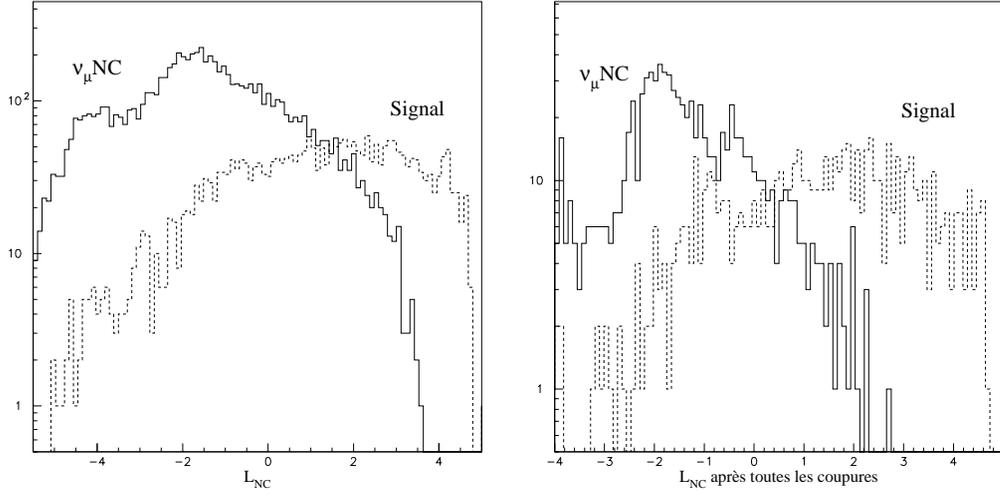


FIG. 24.10 – Distributions pour les événements de signal et de  $\nu_\mu$  NC de  $\mathcal{L}_{NC}$ , juste après la sélection des candidats  $\rho^-$  (à gauche) et après toutes les coupures précédemment décrites (à droite).

### 24.3 Calcul de la sensibilité

Comme pour les deux topologies précédentes, la sensibilité peut être approchée par la formule  $N_\tau/\sqrt{N_{fond}}$ , où  $N_{fond}$  est le nombre d'événements de bruit de fond attendu totalement corrigé. Sur la figure 24.11 à gauche, je montre le facteur correctif en fonction de la position de la dernière coupure de l'analyse  $\mathcal{L}_{NC} > x$ , et à droite, la sensibilité  $Sens$  en fonction de la même coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ . Le maximum de sensibilité est atteint pour la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > 2,6$ .

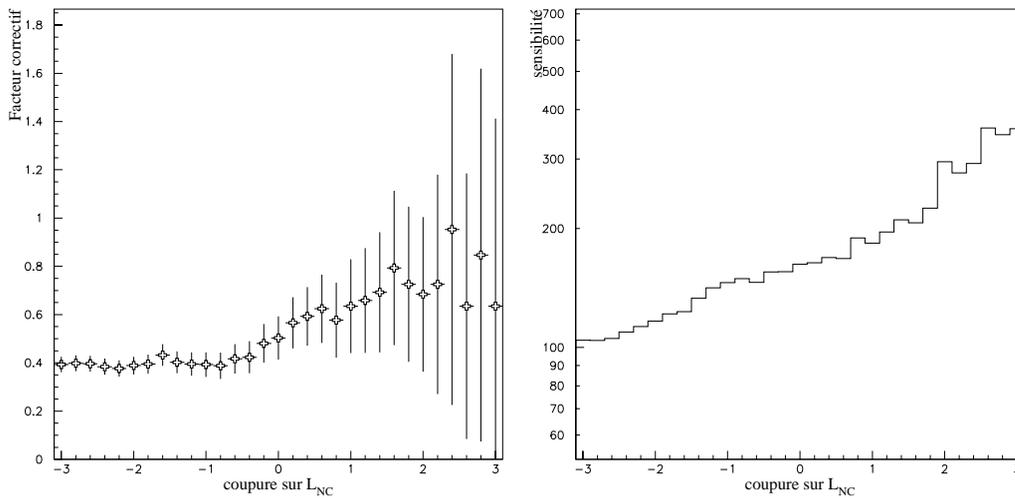


FIG. 24.11 – Pour l'analyse en  $\rho^-$  dans la topologie « un amas-une conversion », facteur correctif (à gauche) et sensibilité (à droite) en fonction de la dernière coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ .

Sur la figure 24.12 sont portées les efficacités aux données simulées (nombre total d'événements attendu totalement corrigé) et aux données réelles. La zone dite du signal (à droite du maximum de sensibilité) est délimitée par la ligne verticale. Il y a un accord correct entre l'efficacité aux données (la ligne en pointillés) et l'efficacité aux événements de bruit de fond (les croix) en dehors de la région du signal.

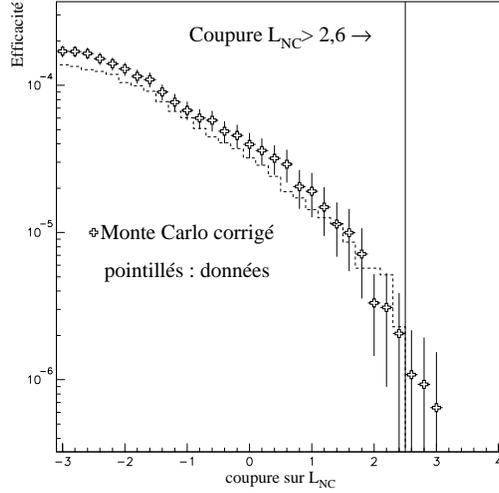


FIG. 24.12 – Efficacité pour les données (pointillés) et les événements simulés (les croix) en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , en dehors de la région du signal.

## 24.4 Recherche des $\tau^+$

La recherche de signal  $\tau^+$  en  $\rho^+$  est menée avec les mêmes rapports de vraisemblances et les mêmes coupures que celles déterminées lors de la recherche de signal  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Les effets de ces coupures sont rassemblés dans les tableaux 24.3 et 24.4, en fin de chapitre page 193.

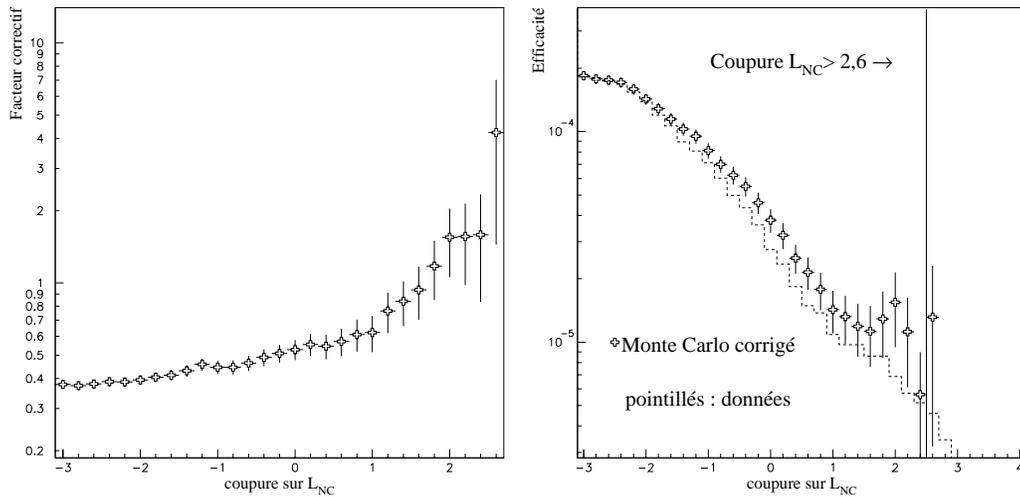


FIG. 24.13 – Pour l'analyse en  $\rho^+$  dans la topologie « un amas-une conversion », facteur correctif (à gauche) et efficacités (à droite) pour les données (pointillés) et les événements simulés (les croix) en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ .

Sur la figure 24.13, sont montrés, en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , à gauche le facteur correctif obtenu pour cette analyse et à droite, les efficacités comparées pour les données et la

simulation complètement corrigée du facteur correctif du simulateur de données et des facteurs de normalisation.

L'accord entre les deux distributions de la figure 24.13 est du même ordre que celui de la recherche en  $\rho^-$  en dehors de la région du signal.

## 24.5 Résultat de l'analyse dans la topologie « un amas-une conversion »

La figure 24.14 donnent les efficacités comparées pour le Monte Carlo corrigé (les croix) et pour les données (les pointillés) pour toutes les valeurs de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ . Les barres d'erreur pour le Monte Carlo ne tiennent compte que des erreurs statistiques.

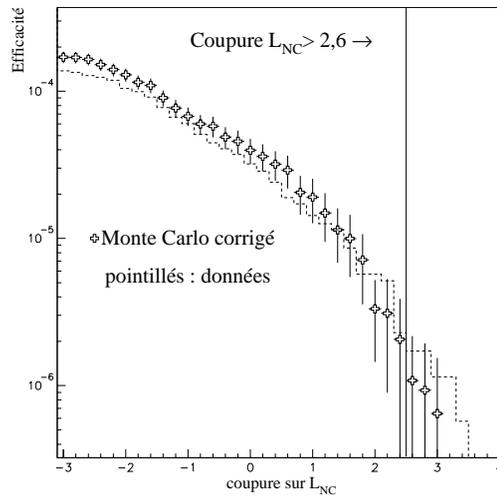


FIG. 24.14 – Topologie « un amas-une conversion » : comparaison des efficacités au Monte Carlo corrigé (croix) et aux données (pointillés) en fonction de la coupure  $\mathcal{L}_{NC} > x$  pour la recherche de  $\tau^-$  pour toutes les valeurs de la coupure.

Au maximum de sensibilité, c'est-à-dire en coupant à  $\mathcal{L}_{NC} > 2,6$ , cette analyse prédit  $1,9 \pm 1,9$  événements de fond et en observe 3. Le nombre d'événements de signal survivants est 173, soit une efficacité au signal de 0,3 %. Dans la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ , la même analyse donne un nombre d'événements de bruit de fond prédit de  $22,9 \pm 17,3$  et un nombre d'événements observés de 8.

Comme précédemment, j'estime les erreurs systématiques grâce à la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . La figure 24.15 montre le rapport du nombre d'événements de bruit de fond prédit et du nombre d'événements observés en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$ , rapport compatible avec 1 dans les barres d'erreur. Pour  $\mathcal{L}_{NC} > 2,6$ , il vaut  $2,86 \pm 2,39$  et donne une erreur systématique de 83,5 %. Le nombre d'événements de bruit de fond prédit est donc de  $1,9 \pm 1,9 \pm 1,6$ . Ces chiffres permettent, avec la méthode de B. Cousins et G. Feldman [40] de placer une limite supérieure sur la probabilité d'oscillation de :  $P < 13 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de degré de confiance.

Encore plus que pour les deux analyses précédentes, on constate que la coupure au maximum de sensibilité est sujette à caution en raison des faibles statistiques et donc de grandes

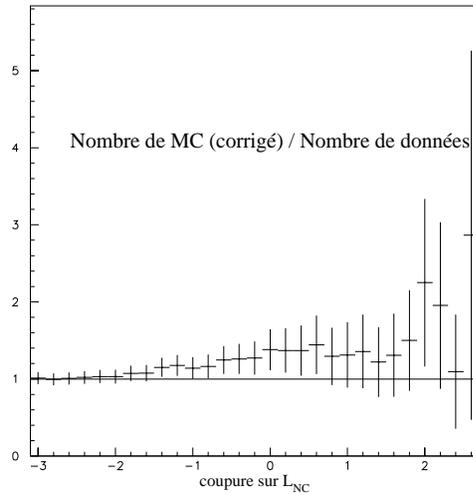


FIG. 24.15 – Rapport du nombre d'événements attendus totalement corrigé sur le nombre d'événements observés en fonction de la coupure sur  $\mathcal{L}_{NC}$  pour la recherche de  $\tau^+$  dans le canal  $\rho^+$ .

indéterminations. Je fais donc l'exercice de placer la dernière coupure de l'analyse à un endroit où les erreurs sont moins grandes, comme précédemment lorsque le nombre d'événements de fond prédit est d'environ 100. Pour  $\mathcal{L}_{NC} > \Leftrightarrow 0,6$ , l'erreur systématique n'est plus que de 14,5 % et cette analyse prédit  $100,9 \pm 16,2 \pm 14,6$  événements de bruit de fond et observe 78 événements, pour une efficacité au signal de 0,9 %. La limite sur la probabilité d'oscillation est alors :  $P < 12 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de degré de confiance.

Résumé :

	$\rho^-$			$\rho^+$			$P < 90\% \text{ C.L.}$
	MC	D	$\epsilon_S$	MC	D	$MC/D _{\rho^+}$	
$\mathcal{L}_{NC} > 2,6$	$1,9 \pm 1,9 \pm 1,6$	3	0,3 %	$22,9 \pm 17,3$	8	$2,86 \pm 2,39$	$13 \cdot 10^{-3}$
$\mathcal{L}_{NC} > \Leftrightarrow 0,6$	$100,9 \pm 16,2 \pm 14,6$	78	0,9 %	$108,4 \pm 10,4$	87	$1,24 \pm 0,18$	$12 \cdot 10^{-3}$

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	2 667	3 326	1 078	248	1 015	7 311
$\epsilon$ (%)	4,5	0,2	0,5	0,1	0,5	1,6
veto muon	2 269	1 456	625	227	856	6 391
$\epsilon$ (%)	3,8	0,1	0,3	0,1	0,4	1,4
veto électron	2 479	2 522	496	239	933	6 948
$\epsilon$ (%)	4,1	0,1	0,2	0,1	0,5	1,5
$N_{reste} < 500$	2 630	3 277	1024	240	958	7 187
$\epsilon$ (%)	4,4	0,2	0,5	0,1	0,5	1,5
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,05	2 249	2 791	739	203	820	6 043
$\epsilon$ (%)	3,8	0,2	0,3	0,1	0,4	1,3
total	1 821	1 152	221	177	638	5 081
$\epsilon$ (%)	3	0,1	0,1	0,1	0,3	1,1
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	642	25	6	13	27	876
$\epsilon$ (%)	1,08	0,001	0,003	0,006	0,014	0,19

TAB. 24.1 – Recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le fond simulé et le signal. Les coupures de « veto muon » à « TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,05 » sont appliquées indépendamment les unes des autres, après sélection. La 11<sup>ème</sup> ligne donne le résultat de ces six coupures, la 13<sup>ème</sup> ligne le résultat de ces coupures suivies de  $\mathcal{L}_{CC} > 2$ . Les efficacités sont calculées par rapport aux lots de référence.

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	11 770	5 988	0,64	12 422,9	6 323,22	5 814
$\epsilon$ (%)	1,2	0,8		0,5	0,3	0,3
veto muon	10 542	5 345	0,64	9 373,95	4 755,11	4 258
$\epsilon$ (%)	1,1	0,7		0,4	0,3	0,2
veto électron	11 257	5 707	0,64	11 108,1	5 634,24	5 082
$\epsilon$ (%)	1,2	0,7		0,5	0,3	0,3
$N_{reste} < 500$	11 651	5 106	0,56	12 214,4	5 355,53	4 866
$\epsilon$ (%)	1,2	0,7		0,5	0,3	0,3
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,05	9 518	4 607	0,61	10 292,5	4 984,3	4 595
$\epsilon$ (%)	1	0,6		0,4	0,3	0,2
total	8 276	3 449	0,53	7 414,82	3 091,61	2 712
$\epsilon$ (%)	0,8	0,4		0,3	0,2	0,1
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	747	221	0,37	1 096,95	324,69	270
$\epsilon$ (%)	0,08	0,03		0,05	0,018	0,015

TAB. 24.2 – Recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), le Monte Carlo total (MC), et le Monte Carlo total corrigé du FC et normalisé au lot de données et les données (D). FC est le facteur correctif. Les coupures sont les mêmes que celles du tableau précédent.

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	1 798	4 318	1 630	224	862	7 895
$\epsilon$ (%)	3	0,3	0,8	0,1	0,4	1,7
veto muon	1 441	1 579	831	203	670	6 644
$\epsilon$ (%)	2,4	0,1	0,4	0,1	0,3	1,4
veto électron	1 618	2 948	732	218	776	7 424
$\epsilon$ (%)	2,7	0,2	0,3	0,1	0,4	1,6
$N_{reste} < 500$	1 768	4 255	1 550	221	824	7 779
$\epsilon$ (%)	3	0,3	0,7	0,1	0,4	1,7
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,05	1 512	3 643	1 337	186	550	6 566
$\epsilon$ (%)	2,5	0,2	0,6	0,1	0,3	1,4
total	1 132	1 249	376	167	384	5 270
$\epsilon$ (%)	1,9	0,1	0,2	0,1	0,2	1,1
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	46	82	23	8	7	945
$\epsilon$ (%)	0,077	0,005	0,011	0,003	0,004	0,2

TAB. 24.3 – Recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le fond simulé et le signal. Les coupures de « veto muon » à « TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,05 » sont appliquées indépendamment les unes des autres, après sélection. La 11<sup>ème</sup> ligne donne le résultat de ces six coupures, la 13<sup>ème</sup> ligne le résultat de ces coupures suivies de  $\mathcal{L}_{CC} > 2$ . Les efficacités sont calculées par rapport aux lots de référence.

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	18 804	9 060	0,61	14 183	6 836,9	6 675
$\epsilon$ (%)	1,9	1,2		0,6	0,4	0,4
veto muon	16 411	7 869	0,61	9 822	4 711,9	4 582
$\epsilon$ (%)	1,7	1		0,4	0,3	0,3
veto électron	17 869	8 568	0,61	12 135,4	5 821,7	5 523
$\epsilon$ (%)	1,9	1,1		0,5	0,3	0,3
$N_{reste} < 500$	18 641	7 674	0,52	13 968,5	5 753,3	5 622
$\epsilon$ (%)	1,9	1		0,6	0,3	0,3
TRDpicon( $\pi^-$ ) > 0,05	15 315	6 909	0,57	11 843	5 345,3	5 150
$\epsilon$ (%)	1,6	0,9		0,5	0,3	0,3
total	12 975	5 008	0,49	7 754,6	2 994,5	2 818
$\epsilon$ (%)	1,3	0,7		0,3	0,2	0,2
$\mathcal{L}_{CC} > 2$	3 165	913	0,37	1 238,9	357,5	358
$\epsilon$ (%)	0,33	0,12		0,056	0,02	0,02

TAB. 24.4 – Recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Récapitulatif des coupures rejetant les interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), le Monte Carlo total (MC), et le Monte Carlo total corrigé du FC et normalisé au lot de données et les données (D). FC est le facteur correctif. Les coupures sont les mêmes que celles du tableau précédent.

# Chapitre 25

## Topologie « deux conversions »

### 25.1 Sélection du candidat $\rho^{\leftrightarrow}$

Pour la sélection du candidat, je dispose d'un lot de 981 événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  simulés dans lesquels le  $\tau^-$  se désintègre dans le canal  $\rho^-$  et le  $\rho^-$  se désintègre dans la topologie « deux conversions ». Ces événements sont pris en sortie de filtre primaire et les trois particules (le  $\pi^-$  et les deux photons du  $\pi^0$ ) sont reconstruites et associées aux particules simulées, ce qui signifie pour les photons convertis que le positron et l'électron sont reconstruits et associés aux traces simulées.

Le nombre d'événements dans cette topologie est très faible, je choisis donc de ne pas faire de rapport de vraisemblances. En revanche, je sélectionne les événements selon les critères suivants :

- Le  $\pi^-$  considéré doit aller jusqu'au calorimètre électromagnétique. Ce critère est satisfait par 614  $\pi^-$  du  $\rho^-$  sur 981.
- La masse invariante du système des deux photons doit être comprise entre 0,09  $GeV$  et 0,175  $GeV$  (compatible avec une masse de  $\pi^0$ ), ce qui correspond à 841  $\pi^0$  de  $\rho^-$  de  $\tau^-$  sur 981.
- La masse invariante des paires électron-positron doit être inférieure à 100  $MeV$  (compatible avec une masse de photon) pour les deux conversions, ce qui est satisfait par 928 événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_\tau$  simulés dans la topologie étudiée.
- La masse invariante du système  $\pi^-\pi^0$  doit être comprise entre 0,6  $GeV$  et 1,1  $GeV$  (compatible avec une masse de  $\rho^-$ ), 837  $\rho^-$  issus de la désintégration du  $\tau^-$  satisfont cette coupure.

Ces coupures sélectionnent 497 événements ayant au moins une combinaison  $\pi^-\gamma\gamma$  dont 469 avec la bonne combinaison sélectionnée. Lorsque plusieurs combinaisons sont disponibles, je choisis celle pour laquelle la fraction d'énergie emportée par le  $\rho^-$ ,  $E_\rho/E_{tot}$ , est la plus grande. Ceci sélectionne 453 bonnes combinaisons et 44 mauvaises ( $E_\rho/E_{tot}$  vaut en moyenne 0,6 pour les bonnes combinaisons et 0,33 pour les mauvaises, ce chiffre étant à considérer avec précaution dans la mesure où il est calculé avec 85 valeurs).

Cette sélection appliquée à tous les lots de données en sortie de présélection, j'obtiens :

- interactions par courant chargé : 688  $\nu_\mu$ , 70  $\bar{\nu}_\mu$ , 227  $\nu_e$ , 245  $\bar{\nu}_e$ ,
- interactions par courant neutre : 1 876,
- interactions de  $\nu_\tau$  par courant chargé suivi de la désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  : 814,
- données : 1 104.

L'efficacité de cette sélection pour les différents types de données est présentée dans les tables 25.1 et 25.2 en fin de chapitre.

## 25.2 Rejet des bruits de fond

Comme on peut le constater sur les chiffres précédents, les statistiques sont trop faibles pour que je puisse utiliser des rapports de vraisemblances, je vais donc procéder par coupures franches successives.

### 25.2.1 Rejet des interactions par courant chargé de $\nu_\mu$ et $\nu_e$

Pour rejeter les interactions par courant chargé, j'utilise les variables suivantes :

- J'utilise le critère de sélection, la fraction d'énergie emportée par le candidat  $\rho^-$ . Cette variable est représentée sur la figure 25.1 à droite, pour le signal et les fonds d'interactions par courant chargé. La coupure choisie est  $E_\rho/E_{tot} > 0,29$ .
- La variable d'isolation utilisée est l'angle minimal entre l'impulsion reconstruite du candidat  $\rho^-$  et l'impulsion d'une trace chargée de la gerbe hadronique. Le sinus de cet angle,  $\sin(\theta_{min})$  est représenté sur la figure 25.1 (à gauche) pour le signal et les interactions simulées de  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  par courant chargé. Je coupe à  $\sin(\theta_{min}) > 0,097$ .
- Enfin, j'utilise le fait que le  $\pi^-$  des interactions de  $\nu_\tau$  est de plus haute énergie que le candidat  $\pi^-$  des fonds d'interactions par courant chargé. La coupure sur l'énergie reconstruite des candidats  $\pi^-$  est placée à 3,5 GeV. Cette variable est montrée sur la figure 25.1 au milieu.

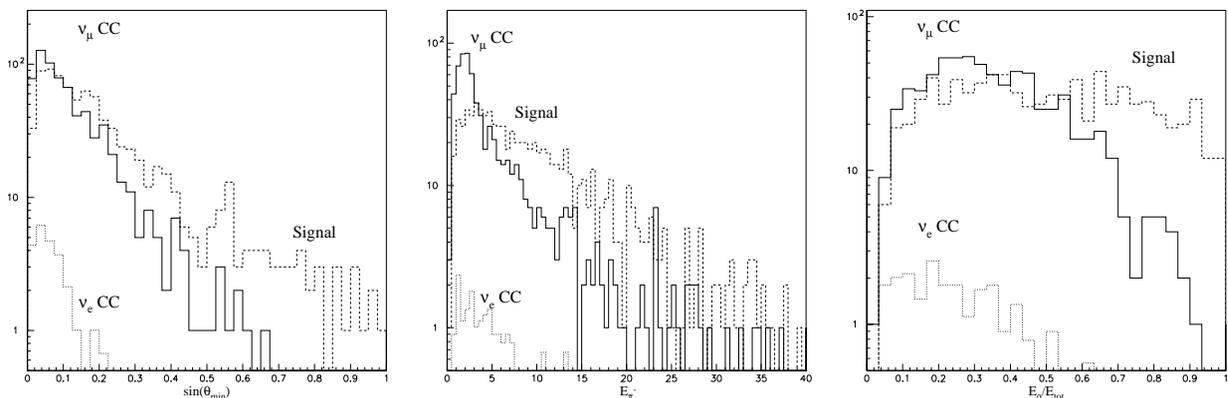


FIG. 25.1 –  $E_\rho/E_{tot}$  (à droite),  $\sin(\theta_{min})$  (à gauche) et énergie reconstruite du candidat  $\pi^-$  (au milieu) pour le signal et les événements d'interactions par courant chargé simulés.

Bien-sûr, en plus de ces coupures, j'applique les vetos contre les électrons et les muons d'événements d'interactions par courant chargé de  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  et la coupure de qualité sur le nombre de coups restants après la reconstruction. Un récapitulatif de ces coupures est donné dans les tableaux 25.1 et 25.2 à la page 200.

### 25.2.2 Rejet des interactions par courant neutre

Pour rejeter les interactions par courant neutre, j'utilise d'abord le fait que la masse transverse est plus élevée pour les interactions par courant neutre que pour le signal. Les distributions de cette variable pour le signal et le fond d'interaction par courant neutre sont données sur la figure 25.2. Je choisis de ne garder que les événements pour lesquels  $M_T < 3,9$ .

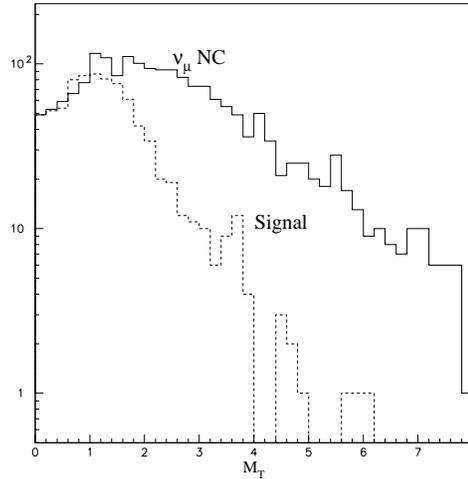


FIG. 25.2 – Masse transverse  $M_T$  pour le signal et les événements d'interactions par courant neutre simulés.

Les efficacités des dernières coupures depuis la sélection jusqu'à la coupure sur la masse transverse sont regroupées dans les tableaux 25.1 et 25.2, page 200.

La dernière coupure est placée sur la valeur de  $Q_T^{Tot}$ , projection de l'impulsion du candidat  $\rho^-$  sur le plan transverse à la direction de l'impulsion totale dans l'événement. Sur la figure 25.3, à gauche, est montrée la distribution de cette variable pour le signal et les interactions par courant neutre simulées pour les événements sélectionnés pour la topologie « deux conversions ». Sur la figure de droite, les distributions de la variable  $Q_T^{Tot}$  pour les interactions par courant neutre simulées et pour le signal après que toutes les coupures reportées dans les tableaux 25.1 et 25.2 ont été appliquées.

### 25.2.3 Calcul de la sensibilité

Le calcul de la sensibilité se fait de la même manière que pour les autres topologies. Cependant, les coupures sont telles que je ne sais pas calculer le facteur correctif dans la région du signal par manque de statistique. Pour les dernières valeurs de la coupure sur  $Q_T^{Tot}$ , je relâche donc les coupures rejetant les interactions par courant chargé (j'enlève la coupure sur  $\sin(\theta_{min})$ ) afin de conserver de la statistique dans la région intéressante. Sur la figure 25.4, on peut consta-

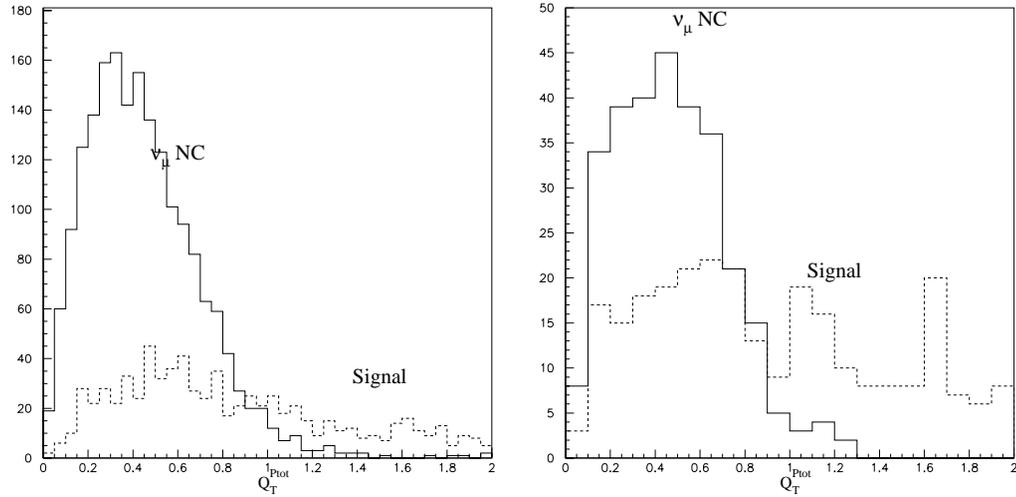


FIG. 25.3 –  $Q_T^{Ptot}$  pour le signal et les interactions par courant neutre juste après la sélection (à gauche) et après toutes les coupures (à droite).

ter que le fait de relâcher les coupures ne modifie pas dramatiquement le facteur correctif.

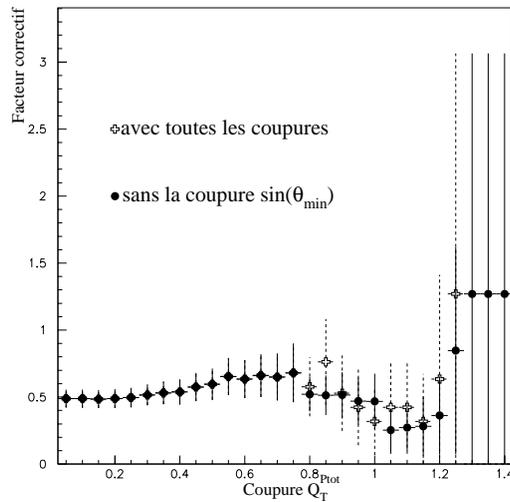


FIG. 25.4 – Facteur correctif calculé en fonction de la coupure sur  $Q_T^{Ptot}$ , avec toutes les coupures préliminaires appliquées et avec toutes les coupures sauf celle sur  $\sin(\theta_{min})$  pour les 13 derniers points.

Je peux alors calculer la sensibilité de l'analyse en fonction de la dernière coupure sur  $Q_T^{Ptot}$ . Elle est reportée sur la figure 25.5 de gauche.

Le maximum de sensibilité est atteint pour la coupure  $Q_T^{Ptot} > 1,35$ . La figure 25.5, à droite, montre la comparaison de l'efficacité de l'analyse en fonction de la coupure  $Q_T^{Ptot} > x$  pour les événements de fond Monte Carlo (les croix) et les données (les pointillés). La coupure est représentée par la ligne verticale. On voit que dans cette topologie, il n'y a plus d'événements de données dans la région du signal au delà du maximum de sensibilité.

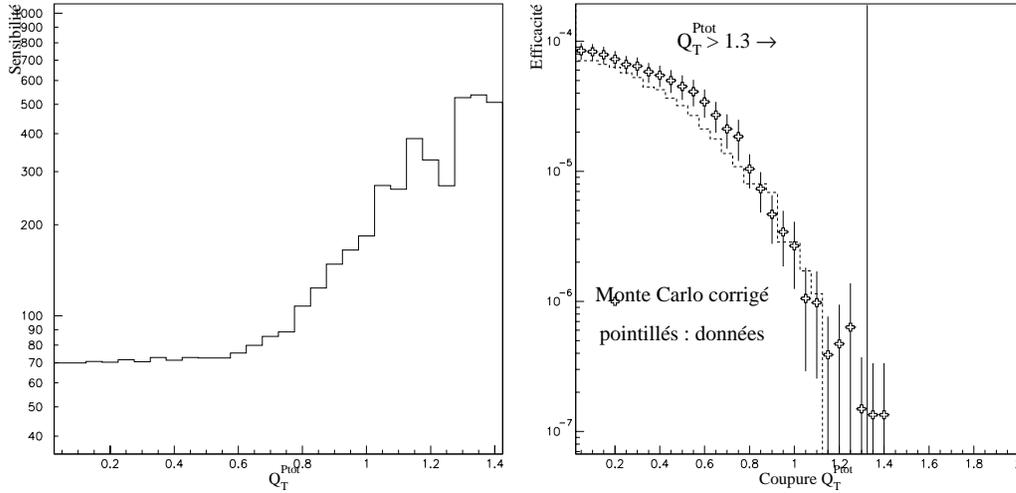


FIG. 25.5 – À gauche : sensibilité de l’analyse en fonction de la dernière coupure sur  $Q_T^{P_{tot}}$ . À droite : efficacités comparées de l’analyse en fonction de la coupure sur  $Q_T^{P_{tot}}$  pour le Monte Carlo corrigé (les croix), et les données (pointillés).

### 25.3 Recherche des $\tau^+$

La même analyse est menée pour la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ , les effets, pour cette recherche, des différentes coupures concourant à l’extraction du signal sont reportées dans les tableaux 25.3 et 25.4 à la page 201 en fin de chapitre.

La figure 25.6 montre, sur le diagramme de gauche, l’efficacité de la recherche  $\tau^+$  en  $\rho^+$  dans la topologie « deux conversions » pour les événements de fond simulés corrigés (les croix) et pour les données (les pointillés).

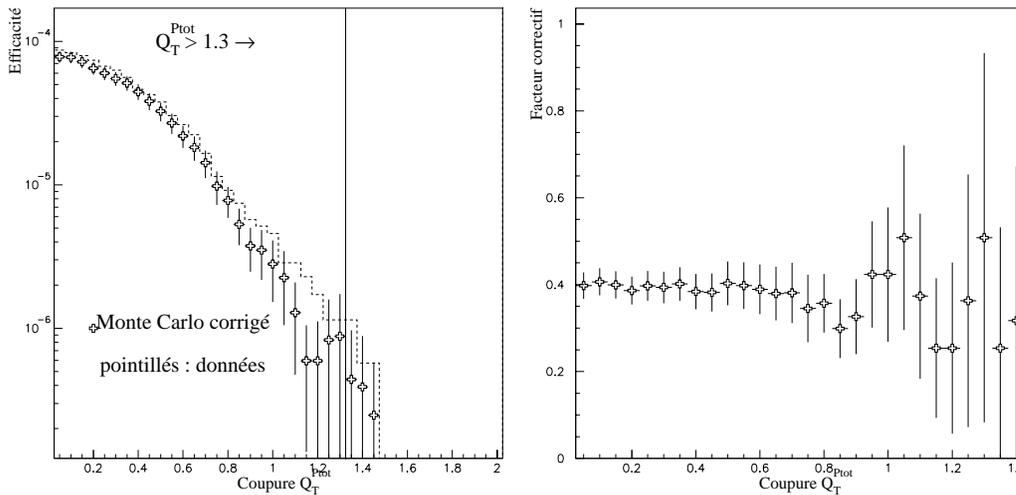


FIG. 25.6 – Efficacités comparées de l’analyse en fonction de la coupure sur  $Q_T^{P_{tot}}$  pour le Monte Carlo corrigé (les croix), et les données (pointillés), pour la recherche des  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Facteur correctif calculé en fonction de la coupure sur  $Q_T^{P_{tot}}$ , avec toutes les coupures préliminaires appliquées sauf celle sur  $\sin(\theta_{min})$ , pour la recherche des  $\tau^+$ .

## 25.4 Résultat

Il est inutile d'étudier le nombre de données observées dans la région du signal comme l'indique la figure 25.5. La figure 25.7 montre le rapport du nombre d'événements de bruit de fond prédit par la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$  corrigé sur le nombre d'événements de données observé en fonction de la coupure sur  $Q_T^{P_{tot}}$ , rapport que j'utilise, comme précédemment, pour estimer les erreurs systématiques.

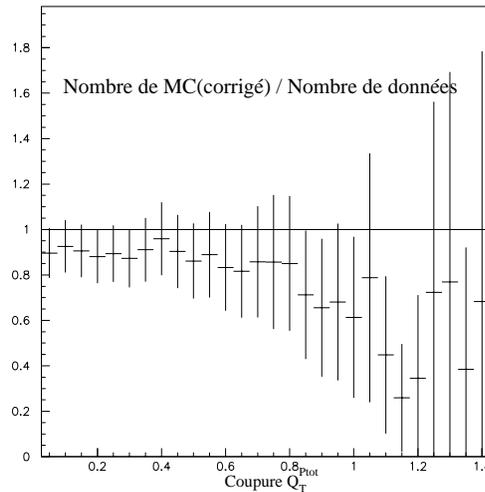


FIG. 25.7 – Rapport du nombre d'événements attendus (Monte Carlo totalement corrigé) sur le nombre d'événements observés en fonction de la coupure sur  $Q_T^{P_{tot}}$  pour la recherche de  $\tau^+$  dans le canal  $\rho^+$ .

Avec la coupure placée sur  $Q_T^{P_{tot}}$  au maximum de sensibilité, c'est-à-dire  $Q_T^{P_{tot}} > 1,35$ , le nombre d'événements de bruit de fond prédit est  $0,2 \pm 0,3$ , avec une erreur systématique de 139 %, soit  $0,2 \pm 0,3 \pm 0,3$ . Le nombre d'événements observés est 0 et le nombre d'événements de signal restants est 91, soit une efficacité au signal de 0,15 %. La limite sur la probabilité d'oscillations calculée à partir de ces chiffres avec la méthode unifiée est [40] :  $P < 6,9 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de degré de confiance.

La recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$  avec les mêmes coupures prédit un nombre d'événements de bruit de fond de  $0,8 \pm 0,9$  pour un nombre d'événements observés égal à 2.

Si je fais l'exercice de choisir comme coupure  $Q_T^{P_{tot}} > 0,35$  où le nombre d'événements de fond prédit approche 100, les erreurs systématiques se limitent à 15,4 %. L'analyse prédit alors  $101,6 \pm 17,7 \pm 15,6$  événements de bruit de fond et j'observe 78 événements dans les données, pour 257 événements de signal. La limite sur la probabilité d'oscillation devient :  $P < 26,4 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de degré de confiance.

*Résumé :*

	$\rho^-$			$\rho^+$			$P < 90\% \text{ C.L.}$
	MC	D	$\epsilon_S$	MC	D	$MC/D _{\rho^+}$	
$Q_T^{P_{tot}} > 1,35$	$0,2 \pm 0,3 \pm 0,3$	0	0,15 %	$0,8 \pm 0,9$	2	$0,38 \pm 0,53$	$6,9 \cdot 10^{-3}$
$Q_T^{P_{tot}} > 0,35$	$101,6 \pm 17,7 \pm 15,6$	78	0,4 %	$89,5 \pm 10,3$	98	$0,91 \pm 0,14$	$26,4 \cdot 10^{-3}$

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	814	688	227	70	245	1 876
$\epsilon$ (%)	1,4	0,04	0,11	0,03	0,13	0,4
veto muon	679	316	117	64	208	1 638
$\epsilon$ (%)	1,1	0,02	0,05	0,03	0,11	0,3
veto électron	753	528	102	66	223	1 782
$\epsilon$ (%)	1,2	0,03	0,05	0,03	0,12	0,4
$N_{reste} < 500$	781	671	208	67	225	1 805
$\epsilon$ (%)	1,3	0,04	0,1	0,03	0,12	0,4
$E_\rho / E_{tot} > 0,29$	611	398	94	47	102	1 356
$\epsilon$ (%)	1	0,02	0,04	0,02	0,05	0,3
$\sin(\theta_{min}) > 0,097$	527	309	63	28	86	809
$\epsilon$ (%)	0,9	0,02	0,03	0,01	0,04	0,2
énergie( $\pi^-$ ) $> 3,5$	639	304	151	55	181	1 293
$\epsilon$ (%)	1,1	0,02	0,07	0,02	0,09	0,3
total (CC)	302	28	10	16	28	379
$\epsilon$ (%)	0,5	0,002	0,005	0,007	0,01	0,1
$\oplus M_T < 3,9$	297	28	9	16	27	291
$\epsilon$ (%)	0,50	0,002	0,004	0,007	1,014	0,06

TAB. 25.1 – Recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Rejet des interactions par courant chargé pour le fond simulé et le signal. Les coupures de « veto muon » à « énergie( $\pi^-$ )  $> 3,5$  » sont appliquées indépendamment les unes des autres, après sélection. La 15<sup>ème</sup> ligne donne le résultat de ces coupures, la 17<sup>ème</sup> le résultat des coupures suivies de  $M_T < 3,9$ .

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	2 456	1 081	0,56	3 017,61	1 331,61	1 104
$\epsilon$ (%)	0,2	0,1		0,1	0,07	0,06
veto muon	2 216	968	0,55	2 341,38	1 014,75	822
$\epsilon$ (%)	0,2	0,1		0,1	0,06	0,05
veto électron	2 341	1 031	0,56	2 727,91	1 203,77	975
$\epsilon$ (%)	0,2	0,1		0,1	0,07	0,05
$N_{reste} < 500$	2 402	780	0,41	2 911,07	940,51	798
$\epsilon$ (%)	0,2	0,1		0,1	0,05	0,04
$E_\rho / E_{tot} > 0,29$	1 457	691	0,60	2 072,37	979,81	729
$\epsilon$ (%)	0,1	0,09		0,09	0,05	0,04
$\sin(\theta_{min}) > 0,097$	710	406	0,73	1 309,05	753,02	505
$\epsilon$ (%)	0,07	0,05		0,06	0,04	0,03
énergie( $\pi^-$ ) $> 3,5$	1 535	635	0,52	1 910,38	782,80	635
$\epsilon$ (%)	0,2	0,08		0,08	0,04	0,03
total (CC)	235	94	0,51	494,65	198,79	135
$\epsilon$ (%)	0,02	0,01		0,02	0,01	0,008
$\oplus M_T < 3,9$	192	75	0,50	387,18	152,54	124
$\epsilon$ (%)	0,020	0,009		0,017	0,009	0,007

TAB. 25.2 – Recherche de  $\tau^-$  en  $\rho^-$ . Rejet des interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), le Monte Carlo total (MC), le Monte Carlo total corrigé et les données (D). FC est le facteur correctif. Les coupures sont les mêmes que celles du tableau précédent.

Coupure	Signal	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
sélection	483	1 144	434	61	167	2 136
$\epsilon$ (%)	0,8	0,07	0,2	0,03	0,09	0,4
veto muon	366	390	194	52	132	1 811
$\epsilon$ (%)	0,6	0,02	0,09	0,02	0,07	0,4
veto électron	423	740	201	55	151	2 002
$\epsilon$ (%)	0,7	0,05	0,1	0,02	0,08	0,4
$N_{reste} < 500$	466	1 107	400	57	151	2 068
$\epsilon$ (%)	0,8	0,07	0,2	0,02	0,08	0,4
$E_\rho/E_{tot} > 0,29$	250	860	228	30	53	1 482
$\epsilon$ (%)	0,4	0,05	0,1	0,01	0,03	0,3
$\sin(\theta_{min}) > 0,097$	184	611	171	29	51	926
$\epsilon$ (%)	0,3	0,04	0,08	0,01	0,03	0,2
énergie( $\pi^-$ ) > 3,5	302	742	320	22	121	1 398
$\epsilon$ (%)	0,5	0,05	0,1	0,009	0,06	0,3
total (CC)	58	87	24	5	6	359
$\epsilon$ (%)	0,1	0,005	0,01	0,002	0,003	0,07
$\oplus M_T < 3,9$	52	85	22	5	5	288
$\epsilon$ (%)	0,087	0,005	0,010	0,002	0,002	0,06

TAB. 25.3 – Recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Rejet des interactions par courant chargé pour le fond simulé et le signal. Les coupures de « veto muon » à « énergie( $\pi^-$ ) > 3,5 » sont appliquées indépendamment les unes des autres, après sélection. La 15<sup>ème</sup> ligne donne le résultat de ces coupures, la 17<sup>ème</sup> le résultat des coupures suivies de  $M_T < 3,9$ .

Coupure	MCS	DS	FC	MC	MC corrigé	D
sélection	4 781	1 884	0,50	3 811,37	1 502,64	1 346
$\epsilon$ (%)	0,5	0,2		0,2	0,09	0,08
veto muon	4 171	1 667	0,51	2 631,92	1 052,39	921
$\epsilon$ (%)	0,4	0,2		0,1	0,06	0,05
veto électron	4 547	1 792	0,50	3 216,49	1 268,26	1 114
$\epsilon$ (%)	0,5	0,2		0,1	0,07	0,06
$N_{reste} < 500$	4 673	1 350	0,37	3 686,69	1 065,58	980
$\epsilon$ (%)	0,5	0,2		0,2	0,06	0,06
$E_\rho/E_{tot} > 0,29$	3 496	1 422	0,51	2 699,46	1 098,54	967
$\epsilon$ (%)	0,4	0,2		0,1	0,06	0,05
$\sin(\theta_{min}) > 0,097$	2 207	979	0,56	1 765,6	783,583	709
$\epsilon$ (%)	0,2	0,1		0,08	0,04	0,04
énergie( $\pi^-$ ) > 3,5	3 183	1 214	0,48	2 488,82	949,7	826
$\epsilon$ (%)	0,3	0,1		0,1	0,05	0,05
total (CC)	1 013	313	0,39	528,6	163,407	165
$\epsilon$ (%)	0,1	0,04		0,02	0,009	0,009
$\oplus M_T < 3,9$	743	233	0,40	439,75	137,969	153
$\epsilon$ (%)	0,08	0,03		0,02	0,008	0,009

TAB. 25.4 – Recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ . Rejet des interactions par courant chargé pour le Monte Carlo simulé (MCS), les données simulées (DS), le Monte Carlo total (MC), le Monte Carlo total corrigé et les données (D). FC est le facteur correctif. Les coupures sont les mêmes que celles du tableau précédent.

# Chapitre 26

## Synthèse et conclusions

La table 26.1 donne un résumé des résultats de chaque analyse effectuée séparément, lorsque la dernière coupure de l'analyse est placée au maximum de sensibilité. Les sensibilités données dans cette table sont calculées avec la méthode de R. Cousins et G. Feldman [39], comme les limites sur la probabilité d'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$ .

	$\rho^-$			$\rho^+$		sensibilité	$P < 90\% \text{ C.L.}$
	MC	D	$N_\tau$	MC	D		
1 amas $\mathcal{L}_{NC} > 2,1$	$5,9 \pm 3,7 \pm 2,7$	7	1 227,2	$20,2 \pm 8,4$	20	$5,7 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$
2 amas $\mathcal{L}_{NC} > 2,8$	$0,7 \pm 0,6 \pm 0,5$	3	306,8	$7,6 \pm 5,2$	10	$11,1 \cdot 10^{-3}$	$20,8 \cdot 10^{-3}$
1 amas 1 conversion $\mathcal{L}_{NC} > 2,6$	$1,9 \pm 1,9 \pm 1,6$	3	449,8	$22,9 \pm 17,3$	8	$10,1 \cdot 10^{-3}$	$13 \cdot 10^{-3}$
2 conversions $Q_T^{Pot} > 1,35$	$0,2 \pm 0,3 \pm 0,3$	0	236,6	$0,8 \pm 0,9$	2	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$

TAB. 26.1 – Rappel des résultats de chaque analyse lorsque la coupure est placée au maximum de sensibilité.  $N_\tau$  est le nombre d'événements de signal attendu en cas d'oscillation maximale. Dans la deuxième colonne, la première erreur est l'erreur statistique, la deuxième est l'erreur systématique sur l'accord entre les données et la simulation, fournie par la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ .

Comme mentionné plus haut, la méthode de R. Cousins et G. Feldman se généralise sans difficulté aux cas multidimensionnels. Elle me permet donc de calculer un résultat unique en prenant en compte les quatre topologies. L'efficacité au signal est de 1,4 %. Le résultat final est donné dans la table ci-dessous :

	fond attendu	observé	$N_\tau$	sensibilité	limite sur P à 90 % C.L.
au max. de sensibilité	$8,7 \pm 4,2 \pm 3,2$	13	2 194,4	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$

TAB. 26.2 – Résultat de l'analyse lorsque les coupures sont placées de façon à maximiser les sensibilités et lorsque les quatre topologies sont combinées avec la méthode statistique de R. Cousins et G. Feldman.

Dans cette table, les erreurs systématiques et statistiques ont été additionnées quadratiquement. En additionnant les nombres d'événements de signal survivants dans les quatre analyses, j'obtiens 854 événements parmi lesquels 10 apparaissent deux fois. Le recouvrement entre les quatre topologies, à savoir 1,2 % est négligeable. Les erreurs et  $N_\tau$  sont donnés uniquement à titre indicatif, la méthode employée pour calculer le résultat prend en compte les spécificités de chaque topologie. Néanmoins je peux calculer, pour information, une erreur systématique moyenne de 36,8 %.

La table 26.3 donne le résumé des résultats pour chacune des quatre analyses lorsque la dernière coupure est placée arbitrairement de telle façon que chaque analyse prédise une centaine d'événements de bruit de fond.

	$\rho^-$			$\rho^+$		sensibilité	$P < 90\% \text{ C.L.}$
	MC	D	$N_\tau$	MC	D		
1 amas $\mathcal{L}_{NC} > 0,8$	$95 \pm 15,6 \pm 14,7$	103	2 558,4	$150,4 \pm 19$	103	$13,9 \cdot 10^{-3}$	$17,1 \cdot 10^{-3}$
2 amas $\mathcal{L}_{NC} > 1$	$94,3 \pm 15,6 \pm 15,7$	86	941,2	$103,9 \pm 13,8$	96	$38 \cdot 10^{-3}$	$29,5 \cdot 10^{-3}$
1 amas 1 conversion $\mathcal{L}_{NC} > \Leftrightarrow 0,6$	$100,9 \pm 16,2 \pm 14,6$	78	1336,4	$108,4 \pm 10,4$	87	$27,1 \cdot 10^{-3}$	$12 \cdot 10^{-3}$
2 conversions $Q_T^{P_{tot}} > 0,35$	$101,6 \pm 17,7 \pm 15,6$	78	668,2	$89,5 \pm 10,3$	98	$58,2 \cdot 10^{-3}$	$26,4 \cdot 10^{-3}$

TAB. 26.3 – Rappel des résultats de chaque analyse lorsque la coupure est placée de telle sorte que chaque analyse prédise  $\sim 100$  événements de bruit de fond. Dans la deuxième colonne, la première erreur est l'erreur statistique, la deuxième est l'erreur systématique sur l'accord entre les données et la simulation, fournie par la recherche de  $\tau^+$  en  $\rho^+$ .

De la même manière que pour la coupure précédente, la méthode unifiée me permet de calculer un résultat global, tant en sensibilité qu'en limite sur la probabilité d'oscillation qui est donné dans la table ci-dessous. L'erreur systématique moyenne est de 7,7 %.

	fond attendu	observé	$N_\tau$	sensibilité	limite sur P à 90 % C.L.
$N_{fond} \sim 100$ par canal	$391,8 \pm 32,6 \pm 30,3$	345	5 504,2	$11,8 \cdot 10^{-3}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$

TAB. 26.4 – Résultat de l'analyse lorsque les coupures sont placées de façon à ce que chaque analyse prédise à peu près 100 événements de bruit de fond et lorsque les quatre topologies sont combinées avec la méthode statistique de R. Cousins et G. Feldman.

Dans tout ce qui précède, l'efficacité au signal et  $N_\tau$  ont été déterminés en ne prenant en compte que le canal de désintégration du  $\tau^-$  en  $\rho^- \nu_\tau$ . Cependant, le  $\tau^-$  a d'autres canaux de désintégration, également étudiés dans NOMAD, pour lesquels mon analyse aura une acceptation non nulle. C'est le cas en particulier des désintégrations inclusives du  $\tau^-$  en un hadron négatif  $h^-$ , qui représentent au total 49,5 % des désintégrations (le canal  $\tau^-$  en  $\rho^-$  inclus). Lorsque NOMAD combine ses analyses pour divers canaux, ces types de recouvrement doivent être pris en compte correctement pour calculer une limite globale correcte.

Il n'en reste pas moins vrai que mon analyse, prise seule, a une meilleure sensibilité que celle annoncée ci-dessus puisqu'elle accerpte des désintégrations autres que celles en  $\rho^- \nu_\tau$ . J'ai donc étudié l'efficacité de mon analyse aux désintégrations inclusives  $\tau^- \rightarrow h^-$  et non plus seulement à  $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ , menant aux nouvelles valeurs de  $N_\tau$  données dans la table ci-dessous.

	$\rho^-$			$\rho^+$		sensibilité	$P < 90\% \text{ C.L.}$
	MC	D	$N_\tau$	MC	D		
1 amas $\mathcal{L}_{NC} > 2,1$	$5,9 \pm 3,7 \pm 2,7$	7	1 834,5	$20,2 \pm 8,4$	20	$3,8 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$
2 amas $\mathcal{L}_{NC} > 2,8$	$0,7 \pm 0,6 \pm 0,5$	3	463,3	$7,6 \pm 5,2$	10	$7,3 \cdot 10^{-3}$	$13,9 \cdot 10^{-3}$
1 amas 1 conversion $\mathcal{L}_{NC} > 2,6$	$1,9 \pm 1,9 \pm 1,6$	3	613,5	$22,9 \pm 17,3$	8	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$
2 conversions $Q_T^{Pot} > 1,35$	$0,2 \pm 0,3 \pm 0,3$	0	359,9	$0,8 \pm 0,9$	2	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$

TAB. 26.5 – Résultats de chaque analyse lorsque la coupure est placée au maximum de sensibilité, recherche du  $\tau^-$  en  $\rho^-$  parmi le  $\tau^-$  en un hadron inclusif.

Le nombre d'événements de signal survivants à la fois dans plusieurs topologies correspond à nouveau à 1,1 % du nombre d'événements de signal trouvé, je ne le prend pas en compte dans le résultat global qui est alors :

	fond attendu	observé	$N_\tau$	sensibilité	limite sur P à 90 % C.L.
au max. de sensibilité	$8,7 \pm 4,2 \pm 3,2$	13	3 271,2	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$

TAB. 26.6 – Résultat de l'analyse avec les coupures placées aux maxima de sensibilité, les quatre topologies étant combinées avec la méthode unifiée, pour la recherche inclusive de  $\tau$  en  $h^-$ .

Les résultats de cette analyse sont satisfaisants. En particulier ce seul canal (la limite à prendre en compte est alors  $P < 3,8 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de niveau de confiance) donne une limite comparable à celle de la collaboration CHARMII [41]. D'autre part, ces résultats sont compatibles avec ceux des autres analyses du même canal menées dans la collaboration NOMAD avec des méthodes différentes. Bruits de fond attendus et efficacités au signal sont très proches les uns des autres mais les sensibilités obtenues dépendent de manière importante de l'estimation des erreurs sur le bruit de fond attendu. Mon analyse donne actuellement une erreur plus importante. Ceci est dû :

- d'une part au fait que le facteur correctif que j'emploie, déterminé à l'aide du simulateur de données, a une erreur importante, ce que d'autres analyses évitent en relâchant certaines coupures pour sa détermination (au risque de le biaiser),
- d'autre part au fait que j'utilise l'incertitude sur le rapport MC/données $_{|\rho^+}$  comme erreur systématique, alors que d'autres analyses font d'une certaine manière l'hypothèse que la méthode du simulateur de données est a priori correcte et obtiennent des systématiques plus petites. Je considère mon approche comme plus prudente, dans la mesure où elle repose sur le moins d'hypothèses supplémentaires, aussi raisonnables puissent-elles sembler.

Les améliorations potentielles de cette analyse concernent en particulier les points suivants :

1. Les vetos contre les leptons des interactions par courant chargé du bruit de fond peuvent être améliorés. En particulier, plutôt que de rejeter des événements qui comporte une trace de particule de charge négative qui a une impulsion transverse plus grande qu'un certain seuil, je pourrais rechercher les candidats leptons parmi les traces qui ont les plus grandes impulsions transverses.
2. Je pourrais rechercher la région du signal non pas en fonction du seul rapport de vraisemblance rejetant les interactions par courant neutre mais dans l'espace à deux dimensions des variables  $\mathcal{L}_{CC}$  et  $\mathcal{L}_{NC}$ , en prenant en compte leurs éventuelles corrélations. Cette technique placerait de façon optimisée une coupure sur les deux rapports de vraisemblances, ce qui serait plus efficace que de déterminer une zone rectangulaire comme je l'ai fait. Le problème consiste alors à comprendre (ou lisser) le comportement de populations à faibles statistiques dans un espace à deux dimensions. Une méthode intermédiaire consisterait à placer la coupure sur une combinaison linéaire des deux variables  $\mathcal{L}_{CC}$  et  $\mathcal{L}_{NC}$ .
3. Enfin, la nouvelle reconstruction (présentée dans cette thèse) augmente nettement l'efficacité de reconstruction des conversions de photons, ce qui devrait améliorer l'efficacité au signal des analyses dans les topologies un amas-une conversion et deux conversions.

L'analyse du canal  $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$  intervient dans le calcul du résultat total de NOMAD. Les résultats actuels de toute la collaboration NOMAD sont regroupés dans la table ci-dessous. Le résultat du canal  $\tau$  en  $\rho$  en diffusion profondément inélastique prend en compte la recherche de  $\rho$  inclusive parmi les événements  $\tau^- \rightarrow h^-(n\pi^0)\nu_\tau$ .

Analyse	bin	$N_\tau$	prédit	vu
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ DIS 95-98	1	178	$1,15_{-0,17}^{+0,26}$	2
	2	208	$0,53_{-0,12}^{+0,23}$	1
	3	903	$0,28_{-0,09}^{+0,01}$	0
	4	654	$2,12 \pm 0,23$	2
	5	473	$0,98 \pm 0,16$	0
	6	1 694	$0,25 \pm 0,09$	0
$\tau^- \rightarrow h^-(n\pi^0)\nu_\tau$ DIS 95-98	1	918	$4,4 \pm 1,9$	3
	2	1 314	$1,4 \pm 0,8$	3
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ DIS 95-98		2 547	$7,3_{-1,2}^{+2,2}$	9
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ (n\pi^0)\nu_\tau$ DIS 95-96		1 180	$6,5 \pm 1,1$	5
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ (n\pi^0)\nu_\tau$ LM 95		108	$0,4_{-0,4}^{+0,6}$	0
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ LM 95-98	1	282	$3,08 \pm 0,67$	3
	2	285	$1,49 \pm 0,50$	2
	3	292	$0,82 \pm 0,42$	1
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ LM 95-98		357	$6,7 \pm 2,3 \pm 2,0$	5
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ LM 95-98		457	$5,2 \pm 1,8 \pm 1,6$	7

TAB. 26.7 – Résultats actuels de l'expérience NOMAD dans tous les canaux analysés. Certaines analyses subdivisent la région du signal en sous-régions pour bénéficier des différences de population de ces sous-régions. Dans cette table chaque sous-région ou « bin » est numérotée. Le sigle « DIS » se rapporte aux analyses en diffusion profondément inélastique, le sigle « LM » concerne les analyses à basse multiplicité.

Tous les canaux réunis donnent une limite sur la probabilité d'oscillation à 90 % de niveau de confiance de  $4,2 \cdot 10^{-4}$ , il n'y a pas d'excès de signal par rapport au bruit de fond attendu. La collaboration NOMAD peut encore améliorer son résultat en analysant pour toute la statistique des données prises entre 1995 et 1998 le canal  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ (n\pi^0) \nu_\tau$  à haute et basse multiplicité.

Comme on l'a vu, lorsque l'énergie des neutrinos et leur distance de vol sont connues, la probabilité d'oscillation dépend des deux paramètres  $\Delta m^2$  (différence des masses au carré des deux états propres de masse considérés) et  $\sin^2 2\theta$  ( $\theta$  étant l'angle de mélange des deux saveurs  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ). Une limite sur la probabilité d'oscillation, reportée sur le diagramme en  $\Delta m^2$  et  $\sin^2 2\theta$ , détermine alors une zone d'exclusion (ici à 90 % de niveau de confiance).

Sur le diagramme 26.1, la zone exclue par NOMAD est à droite de la ligne en trait plein c'est-à-dire qu'à 90 % de niveau de confiance  $\sin^2 2\theta < 8,4 \cdot 10^{-4}$  pour les grandes valeurs de  $\Delta m^2$  et  $\Delta m^2 < 0,8 \text{ eV}^2$  pour  $\sin^2 2\theta = 1$ .

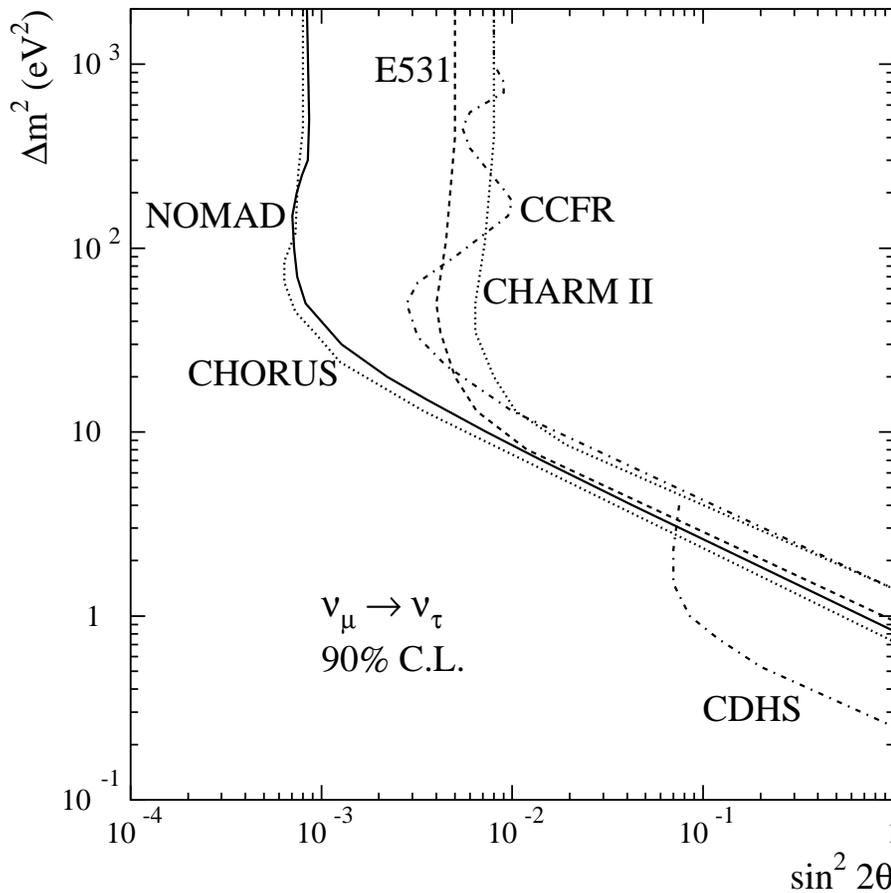


FIG. 26.1 – Contour d'exclusion actuel de NOMAD (en trait plein) pour la recherche d'oscillations  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$ . Le contour d'exclusion donné pour la collaboration CHORUS n'est pas non plus définitif.

# Conclusion

NOMAD a déjà contribué à améliorer, par son résultat actuel et non définitif, d'un facteur supérieur à 6 la limite précédente sur la probabilité d'oscillation  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  dans la région d'intérêt cosmologique (petits angles de mélange et grand  $\Delta m^2$ ). La difficulté principale d'une expérience de ce genre réside, comme on l'a vu, dans la bonne estimation des bruits de fond.

Une expérience à base d'émulsions comme CHORUS (essentiellement sans bruit de fond) ne rencontre pas cette difficulté. C'est pourquoi dans le futur les expériences du même type s'orienteront probablement vers des détecteurs à émulsions dont la granularité est suffisamment fine pour permettre de détecter le lepton tau lui-même (sans avoir à se fier uniquement à ses produits de désintégration), dans le cas d'une expérience d'apparition de  $\nu_\tau$ .

Ainsi le projet TOSCA [43], ayant pour ambition d'améliorer la sensibilité donnée par NOMAD/CHORUS d'un facteur 10 sur l'apparition de  $\nu_\tau$  à grand  $\Delta m^2$ , se proposait d'utiliser une cible d'émulsions trois fois plus lourde que celle de CHORUS.

Cependant, les résultats positifs de SuperK [42] poussent la physique des oscillations de neutrino auprès des accélérateurs vers des expériences d'apparition de  $\nu_\tau$  à très grande distance : l'oscillation  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  dans la région de  $\Delta m^2 \in [10^{-3}, 10^{-2}]$  pour  $\sin^2 2\theta > 0,8$  implique des expériences caractérisées par un paramètre  $L/E$  de plusieurs centaines de  $km/GeV$ , avec  $L$  la longueur de vol des neutrinos et  $E$  leur énergie.

Dans le futur, les expériences de recherche d'apparition de  $\nu_\tau$  exploreront les petits  $\Delta m^2$  pour les grandes valeurs de  $\sin^2 2\theta$ .



# ANNEXES



## A Historique de la physique des neutrinos

Les débuts :

Découverte de la radioactivité, approche de la structure de la matière.

Année	Auteur(s)	Contenu	Référence
1896	H. Becquerel	Découverte de la radioactivité : des sels uraniques émettent des rayons pénétrants.	Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 122(1896)1086
1898	<i>E. Rutherford</i>	Découverte de deux composantes dans la radioactivité : une composante facilement absorbée par l'aluminium, appelée $\alpha$ , une plus pénétrante appelée $\beta$ .	Philos. Mag. 47(1899)109
1900	<i>P. Villard</i>  <i>P. &amp; M. Curie</i>  <i>H. Becquerel</i>	Découverte d'une composante encore plus pénétrante appelée $\gamma$ .  Identification d'une charge négative pour le rayonnement $\beta$ .  Mise en évidence que le rapport charge/masse du rayonnement $\beta$ est égal à celui des rayonnements cathodiques.	Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 130(1900)1178
1902	<i>Kaufmann</i>	Identification du rayonnement $\beta$ à l'électron.	
1905	<i>A. Einstein</i>	Théorie de la relativité, principe d'équivalence énergie/masse, effet photoélectrique.	

1908	<i>Rutherford &amp; Geiger</i>  <i>Geiger, Rutherford &amp; Müller</i>	Un $\alpha$ , quand il a perdu sa charge positive est comme un atome d'Helium.  Compteur à aiguille et proportionnel pour une particule chargée.	Proc. Roy. Soc. A81,162,1908
1909	<i>Stark</i>	Interrogation sur le dilemne entre l'éther et les quanta de lumière. Première véritable identification du photon comme une particule caractérisée par une énergie et une impulsion.	Phys.Zeitschr. 10,902(1909)
1911	<i>Meitner &amp; Hahn</i>  <i>Rutherford</i>	Détection des rayonnements $\beta$ dans un spectromètre avec impacts sur des plaques photographiques : les rayons $\beta$ sont émis avec différentes énergies.  Existence d'un noyau dans les atomes, modèle de Rutherford.	Phil. Mag. 21,669(1911)
1912	<i>Wilson</i>	Chambre à brouillard.	
1913	<i>Bohr</i>  <i>Millikan</i>	Modèle quantique de l'atome d'hydrogène.  Première mesure précise de la charge de l'électron et du nombre d'Avogadro.	Phil. Mag. 26,476(1913)  Phys. Rev. 2,109(1913)
1914	<b>Chadwick</b>	<b>Il écrit à Rutherford qu'il ne trouve pas de raies dans le spectre <math>\beta</math> mais un continuum : « There is probably some silly mistake somewhere ». Il a utilisé le compteur de Geiger.</b>	<b>Cambridge Uni. Manuscript Collection</b>

Les prémisses de l'histoire :

Recherche autour du mystère du spectre  $\beta$ , fondation de la Mécanique Quantique.

Année	Auteur(s)	Contenu	Référence
1914	<i>Rutherford</i>	Premières indications sur le proton.	Phil. Mag. 27(1914)488
1919	<i>Rutherford</i>	Le proton est un élément du noyau.	Phil. Mag. 37,581(1919)
1920	<i>Rutherford</i>	Hypothèse d'une composante neutre dans le noyau.	
1921	<i>Ellis</i>	Les raies superposées au continuum du rayonnement $\beta$ viennent d'électrons périphériques éjectés par des $\gamma$ qui viennent du noyau du même atome.	Proc. Roy. Soc. A99(1921)261-271
1924	<i>Bose</i>	Statistique pour les quanta de lumière dite de Bose-Einstein.	Ann. Phy. Leipzig 26,178(1924)
1925	<i>Uhlenbeck &amp; Goudsmit</i>	Invention du spin pour l'électron.	Naturw. 13,953(1925)
	<i>Heisenberg</i>	Mise au point de la mécanique quantique.	Z. Phys. 33,879(1925)
	<i>Pauli</i>	Principe d'exclusion.	Z. Phys. 31,765(1925)
1926	<i>Schroedinger</i>	Mécanique ondulatoire, théorie des perturbations.	Ann. Phy. Leipzig 79,361(1926)

1927	<i>Ellis &amp; Wooster</i>	Calorimétrie du rayonnement $\beta$ , ils trouvent une énergie déposée égale à l'énergie moyenne du spectre $\beta$ .	Proc. Roy. Soc. A117,109,1928
	<i>Dirac</i>	Electrodynamique quantique.	
	<i>Heisenberg</i>	Principe d'incertitude.	Z. Phys. 43,172(1927)
	<i>Wigner</i>	La parité est une grandeur quantique qui se conserve.	Nachr. Ges. Wiss. Goett. P.375(1927)
	<i>Dennison</i>	Le proton a aussi un spin 1/2.	
	<i>Aston</i>	L'énergie gamma libérée à chaque désintégration $\beta$ est inférieure à 10 keV pour le RaE.	
1928	<i>Dirac</i>	Équation pour les particules de spin 1/2.	
	<i>Kronig</i>	Le noyau d'azote a un spin entier.	Naturw. 16(1928)335
1929	<i>Weyl</i>	Théorie pour les fermions de masse nulle à deux composantes.	Zeit. f. Phys. 56,330-353,1929
	<i>Meitner &amp; Orthmann</i>	Confirmation du dépôt de 340 keV par désintégration $\beta$ du Radium E.	Zeit. f. Phys. 2,143-155,1930
	<i>Rasetti</i>	Le noyau d'azote a un spin entier.	Proc. Nat. Acad. Sc. 15(1929)598-601
	<i>Heitler &amp; Herzberg</i>	Le noyau d'azote a un spin entier.	Naturw. 17(1929)673

L'enfance :  
De l'invention à la première mise en évidence expérimentale.

Année	Auteur(s)	Contenu	Référence
1930	Pauli	<b>Lettre de Pauli aux « Radio-actifs » de la conférence de Tübingen dans laquelle est formulée l'hypothèse du neutrino alors appelé neutron.</b> Le neutrino serait de spin $1/2$ , de masse comparable à la masse de l'électron, de pouvoir de pénétration 10 fois supérieur à celui du $\gamma$ et de moment magnétique 10 fois inférieur à celui de l'électron. De cette façon il explique à la fois le problème du spin du noyau d'azote et celui du spectre $\beta$ .	(tr. in. English) <b>Physics Today</b> <b>31(1978)27</b>
1931	<i>Pauli</i>  <i>Lawrence &amp; Livingston</i>  <i>Dirac</i>	Discours public à Paseda sur l'hypothèse du « neutron ».  Invention puis test du cyclotron.  Prédiction, à partir de pôles d'énergie négative dans la théorie, de l'anti-électron et de l'anti-proton.	Proc. Roy. Soc. A133,60(1931)
1932	<i>Joliot-Curie</i>  Chadwick	Découverte d'un rayonnement induit par bombardement. Ce rayonnement peut transférer beaucoup d'énergie. Ils l'assimilent à des $\gamma$ de haute énergie.  <b>Chadwick reprend ces résultats et découvre le neutron</b> , qui a une masse similaire à celle du proton (donc différent du « neutron » de Pauli).	<b>Nature</b> <b>129,312,1932</b>

1932	<p><i>Anderson</i></p> <p><i>Iwanenko</i></p> <p><i>Heisenberg</i></p>	<p>Découverte du positron.</p> <p>Suggère qu'il n'y a pas d'<math>e^-</math> dans le noyau mais que lors d'une émission <math>\beta</math>, par analogie avec le rayonnement <math>\gamma</math>, tout se passe comme si un électron était créé.</p> <p>Propose un premier modèle de force de cohésion nucléaire : <math>n = p + e^-</math> et le proton et le neutron s'échangent en permanence un <math>e^-</math>.</p>	<p>Science 76,238(1932)</p> <p>Nature 129,798(1932)</p> <p>Z. Phys. 77,1(1932)</p>
1933	<p><b>Fermi</b></p> <p><i>Van de Graaff, Compton &amp; Van Atta</i></p>	<p><b>Théorie de la désintégration <math>\beta</math></b>, avec création et annihilation de particules. Fermi donne alors au petit neutron de Pauli le nom de neutrino. Il prévoit qu'il a une masse très petite devant celle de l'électron. Perrin arrive à la même conclusion par d'autres considérations.</p> <p>Invention des accélérateurs électrostatiques.</p>	<p><b>Z. Phys. 88,161(1934)</b></p> <p><b>Nuovo Cim. 11,1(1934)</b></p> <p>Phys. Rev. 43,149(1933)</p>
1934	<p><i>Joliot-Curie</i></p> <p><i>Bethe &amp; Peierls</i></p> <p><i>Wick</i></p>	<p>Radioactivité artificielle, découverte d'émissions d'<math>e^+</math> dans les désintégrations <math>\beta</math>.</p> <p>Idée de la désintégration <math>\beta</math> inverse.</p> <p>Généralisation de la théorie de Fermi à la réaction <math>\beta</math> inverse, idée de l'anti-neutrino.</p>	
1935	<p><i>Yukawa</i></p> <p><i>Leipunsky</i></p> <p><i>Geppert-Maier</i></p>	<p>Théorie des forces nucléaires avec échange d'un méson <math>\pi</math>.</p> <p>Mesure du recul du noyau lors des désintégrations <math>\beta</math>.</p> <p>Idée de la double désintégration <math>\beta</math>.</p>	<p>Proc. Phys.-Math. Soc. Jap. 17,48(1935)</p> <p>Proc. Cam. Phil. Soc. 32(1936)301-303</p>

1936	<i>Kurie</i>	Diagramme de Kurie.	
	<i>Gamow &amp; Teller</i>	Règles de sélection pour la désintégration $\beta$ : $\Delta I = \pm 1$ ou 0, sauf pour les transitions de $I = 0$ à $I = 0$ .	
	<i>Majorana</i>	Neutrino qui serait sa propre anti-particule « Symmetrical theory of Electron and Positron ».	Nuov. Cim. 5(1937)171-184
	<i>Anderson &amp; Neddermeyer</i>	Découverte du muon.	Phys. Rev. 52,1003(1937)
1937	<i>Nishina, Takeuchi &amp; Ichimiya</i>	Étude des rayons cosmiques. Première idée du muon.	Phys. Rev. 52,1198(1937)
1939	<i>Bethe</i>	Idée de l'émission de neutrinos dans les réactions thermonucléaires du soleil et des étoiles.	
1940	<i>Pauli</i>	Théorème spin-statistique.	Phys. Rev. 58,716
1943	<i>Fermi</i> <i>Heisenberg</i>	Premier réacteur nucléaire. Formalisme de la matrice S.	Z. Phys. 120,513(1943)
1943 à 1949	<i>Tomonaga, Schwinger &amp; Feynman</i>	Électrodynamique quantique covariante, méthode de Schwinger, Feynmann. Les règles de Feynman sont validées mathématiquement en 1950.	

1946	<i>Pontecorvo</i>	Proposition de détection de neutrino par méthode radio-chimique.	Chalk River Lab. Rep. PD-205(1946)
1947	<i>Conversi, Pancini &amp; Piccioni</i>  <i>Brobeck et al.</i>	Le muon n'est pas un médiateur de l'interaction forte.  Cyclotron à Berkeley.	Phys. Rev. 71,209(1947)
1949	<i>Snell &amp; Miller</i>  <i>Hincks &amp; Pontecorvo</i>  <i>Hanna &amp; Pontecorvo</i>  <i>Keuffel</i>	Décroissance $\beta$ des neutrons.  Le spectre de décroissance du muon en $e^- + X$ est continu.  Limite sur la masse du $\nu_e$ en regardant la désintégration $\beta$ de ${}^3H$ .  Chambres à étincelles.	Phys. Rev. 74,1217(1948)  Phys. Rev. 75,698(1949)  Phys. Rev. 75,983(1949)
1950	<i>Reynolds, Harrison &amp; Salvini</i>	Compteur à scintillateur liquide. Voir aussi Kallman en 1947	
1952	<i>Glaser</i>  <i>Wigner &amp; Wick</i>	Chambre à bulles.  C'est le produit CP qui est conservé.	
<b>1953</b>	<b>Reines &amp; Cowan</b>  <i>Konopinski &amp; Mahmoud</i>  <i>Stückelberg &amp; Petermann</i>	<b>Première détection du neutrino libre.</b>  Invention du concept de nombre leptonique.  Invention du groupe de renormalisation.	<b>Phys. Rev.</b> <b>90,492(1953)</b>  Phys. Rev. 92,1045(1953)  Helv. Phys. Acta 26, 499 (1953)
1954	<i>Yang &amp; Mills</i>	Invariance de jauge locale.	Phys. Rev. 96,191(1954)

La maturité :

La recherche des propriétés de l'insaisissable.

Année	Auteur(s)	Contenu	Référence
1955	<b>Davis</b>	Il ne voit pas la réaction : $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{A} + e^-$ . <b>Le <math>\bar{\nu}_e</math> est différent du <math>\nu_e</math>.</b>	<b>Phys. Rev. 97,766(1955)</b>
	<i>Chamberlain, Segrè, Wiegand &amp; Ypsilantis</i>	Mise en évidence expérimentale de l'anti-proton.	Phys. Rev. 100,947(1955)
1956	<i>Kerst et al.</i>	Proposition de collisionneurs.	Phys. Rev. 102,590(1956)
1956	<i>Gell-mann</i>	Classification des particules étranges, prédiction du $\Sigma^0$ .	Nuovo Cimento, Suppl. 4,848(1956)
1957	<i>Lee &amp; Yang</i>	Si la bonne théorie pour les neutrinos est une théorie à deux composantes, alors la parité doit être violée.	Phys. Rev. 105,1671(1957)
	<b>Wu</b>	<b>Violation maximale de la parité dans les désintégrations <math>\beta</math>.</b> La même année, on découvre que les interactions faibles violent aussi C.	<b>Phys. Rev. 105,1413(1957)</b> Phys. Rev. 105,1415(1957) Garwin.
	<i>Landau</i>	Redécouverte de la théorie à deux composantes en accord avec une masse de neutrino nulle et un neutrino entièrement polarisé.	Zh. Eksp. Teor. Fiz. 32,407(1957) Soviet Phys. JETP. 5,337(1957)
	<i>Lee</i>	La non-localité dans les désintégrations de $\mu$ peut s'expliquer par un boson intermédiaire médiateur de l'interaction faible.	Phys. Rev. 108,1611(1957)

1957	<i>Nishijima</i>	Selon les théories en cours il n'y a pas de mélange entre familles leptoniques.	Phys. Rev. 108,907(1957)
	<i>Landau</i>	Si la masse du neutrino est exactement nulle alors CP est conservée.	Nucl. Phys. 3,127(1957)
1958	<i>Pontecorvo</i>	Par analogie avec le mélange dans le systèmes des kaons, il propose un mélange entre leptons et anti-leptons à l'encontre de la conservation du nombre leptonique.	Zh. Eksp. Teor. Fiz. 34,247(1958)
	<b>Goldhaber, Grodzins &amp; Sunyar</b>	<b>Preuve expérimentale que l'hélicité du neutrino est absolument gauche.</b>	<b>Phys. Rev. 109,1015(1958)</b>
	<b>Sakurai</b>	<b>L'interaction faible V-A est universelle.</b>	<b>Nuovo Cim. 7,649(1958)</b>
1959	<i>Pontecorvo</i>	Proposition d'expérience pour distinguer le $\nu_e$ du $\nu_\mu$ , étude de faisabilité de faisceaux de neutrinos auprès des accélérateurs.	Zh. Eksp. Teor. Fiz. 37,1751(1959) Soviet Phys. JETP. 10, 1236 (1960)
1960	<i>Schwartz</i>	Faisabilité de faisceaux de $\nu$ auprès des accélérateurs.	Phys. Rev. Lett. 4,306(1960)
1961	<i>Glashow</i>	Modèle électrofaible comportant quatre bosons dont le photon.	Nucl. Phys. 22,579(1961)
	<i>Goldstone</i>	Apparition de « zérons » quand une symétrie est spontanément brisée.	Nuov. Cim. 19,154(1961)
1962	<b>Danby et al.</b>	<b>Observation expérimentale du <math>\nu_\mu</math> et confirmation de l'existence d'au moins deux sortes de neutrinos.</b>	<b>Phys. Rev. Lett. 9,36(1962)</b>

1963	<i>Cabibbo</i>  <i>Van der Meer</i>	SU(3), mélange hadroniques, prédictions sur les canaux leptoniques.  Corne magnétique.	Phys. Rev. Lett. 10,531(1963)
1964	<i>Gell-mann</i>  <i>Cronin</i>  <i>Higgs</i>	Introduction des quarks pour respecter SU(3) parmi les baryons.  Mise en évidence de la violation de CP dans le système des K.  Mécanisme de Higgs.	Phys. Lett. 8,214(1964)  Phys. Rev. Lett. 13,138(1964)  Phys. Rev. Lett. 13,508(1964)
1965	<i>Rosenfeld et al.</i>	Limites sur la masse des neutrinos $\nu_\mu$ et $\nu_e$ .	Rev. Mod. Phys. 37(1965)633
1967	<i>Glashow, Salam &amp; Weinberg</i>	Lagrangien électrofaible.	
1968	<i>Charpak</i>	Chambre à fils proportionnelle.	NIM 62,262(1968)
1970	<i>Glashow, Iliopoulos &amp; Maiani</i>	Mécanisme GIM.	Phys. Rev. D2,1285(1970)
1973	<i>Weinberg</i>  <i>Gargamelle</i>	Formulation finale de QCD et du MSM.  Premiers indices expérimentaux des courants neutres.	Phys. Rev. Lett. 31,494(1973)  Phys. Lett. 46B,138(1973) Nucl. Phys. B73,1(1974)
1975	<b>Perl et al.</b>	<b>Découverte du <math>\tau</math> à Berkeley.</b>	<b>Phys. Rev. Lett.</b> <b>35,1489(1975)</b> Phys. Lett. 63B,466(1976)

1983	<i>Rubbia et al.</i>	Signatures des bosons $W^+$ et $W^-$ .	Phys. Lett. 122B,103(1983)
1984	<i>Arnison et al.</i>	Signature du $Z^0$ confirmée.	Phys. Lett. 147B,241(1984)
1987	<i>Bionta et al.</i>	Bouffée de neutrinos venant de l'explosion de la super novae SN1987A.	Phys. Rev. Lett. 58,1494(1987)
<b>1989</b>	<b>Abrams et al.</b>	La largeur invisible du $Z^0$ permet d'affirmer qu'il y a <b>exactement trois familles de neutrinos légers</b> .	<b>Phys. Rev. Lett. 63,2173(1989)</b>

## B Lettre de Pauli aux radioactifs

Physikalisches Institut  
der Eidg. Technischen Hochschule  
Zürich

Zürich, 4. Dec. 1930  
Gloriastr.

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen (traduction en Anglais, Physics today 31(1978)27),

As the bearer of these lines, to whom I graciously ask you to listen, will explain to you in more detail, how because of the “ wrong ” statistics of the N and  ${}^6\text{Li}$  nuclei and the continuous  $\beta$ -spectrum, I have hit upon a desperate remedy to save the “ exchange theorem ” of statistics and the law of conservation of energy. Namely, the possibility that there could exist in the nuclei electrically neutral particles, that I wish to call neutrons, which have spin  $\frac{1}{2}$  and obey the exclusion principle and which further differ from light quanta in that they do not travel with the velocity of light. The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton masses. - The continuous  $\beta$ -spectrum would then become understandable by the assumption that in  $\beta$ -decay, a neutron is emitted in addition to the electron such that the sum of the energies of the neutron and electron is constant. Now the question that has to be dealt with is which forces act on the neutrons? The most likely model for the neutron seems to me, because of wave mechanical reasons (the details are known by the bearer of these lines), that the neutron at rest is a magnetic dipole of a certain moment  $\mu$ . The experiments seem to require that the effect of the ionization of such a neutron cannot be larger than that of a  $\gamma$ -ray and then  $\mu$  should not be larger than  $e * 10^{-13}$  cm.

For the moment, however, I do not dare to publish anything on this idea and I put to you, dear Radioactives, the question of what the situation would be if one such neutron were detected experimentally, if it would have a penetrating power similar to, or about 10 times larger than, a  $\gamma$ -ray.

I admit that on the first look my way out might seem to be unlikely, since one would certainly have seen the neutrons by now if they existed. But nothing ventured nothing gained, and the seriousness of the matter with the continuous  $\beta$ -spectrum is illustrated by a quotation of my honored predecessor in office, Mr. Debey, who recently told me in Brussels: “ Oh, it is best not to think about it, like the new taxes. ” Therefore one should earnestly discuss each way of salvation. - So, dear Radioactives, examine and judge it. - Unfortunately I cannot appear in Tübingen personally, since I am indispensable here in Zürich because of a ball on the night of 6/7 December. - With my best regards to you, and also to Mr. Back, your humble servant,

W. Pauli

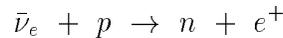
## C Expérience de Reines et Cowan

### Introduction

Au début des années cinquante, toutes les études de désintégrations  $\beta$  renforçaient l'hypothèse du neutrino, mais la seule façon vraiment convaincante de se persuader de son existence était la détection directe. En 1953, Reines et Cowan tentent cette expérience auprès du réacteur de Hanford. Les résultats sont convaincants mais le bruit de fond trop élevé. Il leur faut un blindage et une méthode de réjection du bruit de fond plus efficaces. En 1956, Reines, Cowan réitèrent l'expérience à Savannah River [44].

### Principe de l'expérience

Il s'agit de détecter les anti-neutrinos venant du réacteur par la réaction :



Comme on le voit sur la figure 26.2, le détecteur est composé de deux blocs cibles d'eau cadmiée pris en « sandwich » (le terme « club sandwich » est employé comme descriptif dans l'article de référence) par trois conteneurs de scintillateur liquide équipés de photomultiplicateurs.

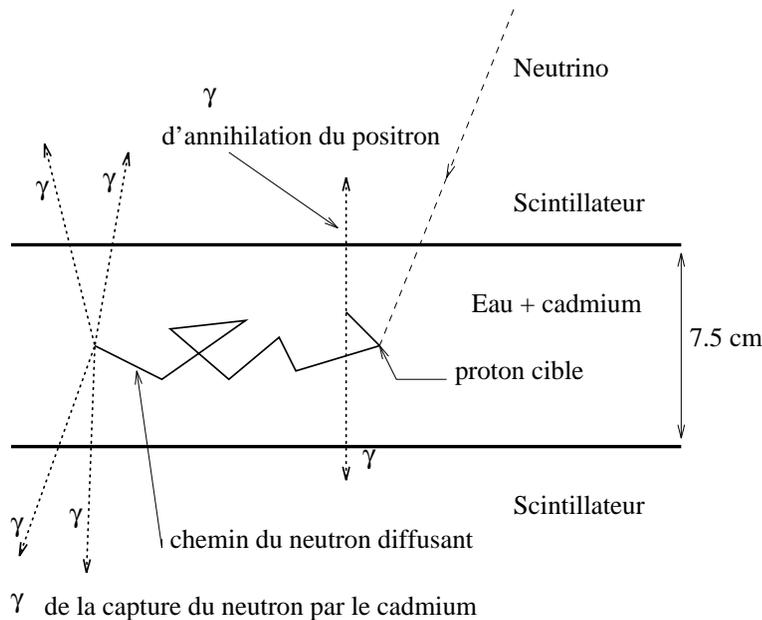


FIG. 26.2 – Principe de l'expérience. Le détecteur comprend deux parties cibles comprises entre trois couches de scintillateur.

Le neutrino interagit avec un proton de l'eau de la cible. Un positron est émis qui s'annihile très vite, donnant deux photons de 511 keV qui sont détectés dans les blocs de scintillateurs. Après un délai de  $5.5 \mu\text{s}$ , le neutron thermalisé est capturé par le Cadmium de la cible ce qui libère environ 9 MeV détectables dans les scintillateurs. Le principe est donc de détection en coïncidence retardée.

La méthode de détection doit répondre à certaines contraintes :

Contrainte	Solution
Les photons d'annihilation du positron doivent sortir de l'eau cadmiée →	les deux cibles ont chacune l'épaisseur optimale de 7.5 cm
On doit pouvoir compter plusieurs signaux par heure →	Le taux estimé à partir de l'expérience de Hanford impose 200 litres de cible
Les photons de capture du neutron doivent tous être vus par les scintillateurs →	Les trois tranches de scintillateurs font 61 cm d'épaisseur chacun
Il faut se protéger des cosmiques →	le détecteur est sous terre à 11 m du réacteur et il est protégé par un blindage de paraffine au plomb

### Analyse

Les expérimentateurs calibrent leur détecteur avec une source de neutrons plutonium-beryllium, en diluant dans la cible du cuivre-64, source de positrons, et ils font les expériences suivantes :

Expérience	Résultat
Diminution par un facteur 2 de la densité de proton en diluant l'eau de la cible par de l'eau lourde →	le signal diminue d'un facteur 2 (test proton)
Une des couches de scintillateur est protégée par du plomb →	le signal diminue dans le « sandwich » ainsi altéré mais pas dans l'autre (test positron)
Le cadmium est supprimé →	le signal disparaît (test neutron)
Un blindage est rajouté autour du détecteur en entier →	les pulses dus aux neutrons et aux $\gamma$ du réacteur disparaissent, pas le signal en coïncidence (test fortuites)

Ils obtiennent un résultat de  $2.88 \pm 0.22$  coups par heure en accord avec la section efficace théorique de  $6.10^{-44} \text{ cm}^2$ .

## Conclusion

Les auteurs concluent par les propriétés connues du neutrino :

- Spin :  $1/2$
- Masse :  $< 1/500$  la masse de l'électron, si le neutrino est massif
- Moment magnétique :  $< 10^{-9}$  magnéton de Bohr
- Section efficace de la réaction  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  à 3 MeV =  $10^{-43} \text{ cm}^2$
- Neutrino émis par une désintégration  $\beta$  différent de l'anti-neutrino.

## D Expérience de Madame Wu *et al.*

### Introduction

En 1957, pour résoudre le problème  $\theta \Leftrightarrow \tau$ , Lee et Yang suggère que la parité peut ne pas être conservée et proposent plusieurs expériences à cette fin. L'une d'elles et reprise par Madame Wu *et al.* [45].

### Principe de l'expérience

Pour montrer qu'une interaction viole une symétrie, il suffit de montrer qu'une distribution qui la caractérise dépend d'un paramètre qui change de signe sous cette symétrie. Pour la parité seulement les tri-vecteurs et les pseudo-scalaires sont intéressants. Le plus pratique est le pseudo-scalaire  $\vec{S}_N \cdot \vec{p}_e$ , produit scalaire du pseudo-vecteur spin du nucléon et du vecteur impulsion de l'électron émis lors d'une désintégration  $\beta$ .

Grâce aux progrès techniques, les expérimentateurs sont capables de polariser pendant plusieurs minutes (6 environ) du Cobalt 60 émetteur  $\beta$ . Le degré de polarisation peut être mesuré par anisotropie des rayonnements  $\gamma$ . Ensuite il s'agit de récupérer les électrons émis et de voir s'il y a une dépendance angulaire en fonction du spin du noyau émetteur.

Les résultats (figure 26.4) montrent sans ambiguïté que pendant les 6 mn de polarisation du Cobalt, les électrons sont émis préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin moyen des noyaux. L'électron est donc émis avec une hélicité gauche.

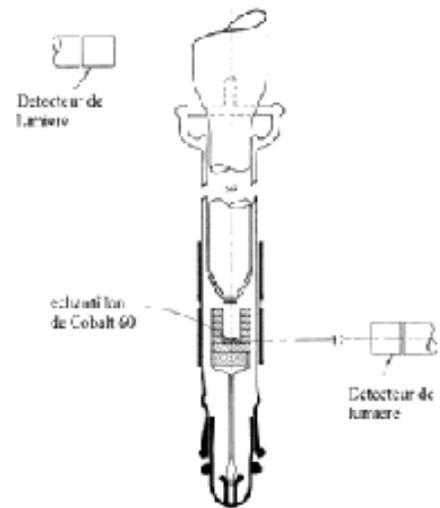


FIG. 26.3 – Schéma de l'expérience.

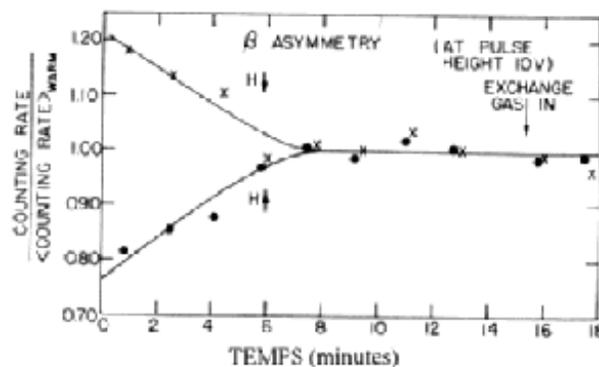


FIG. 26.4 – Résultats de l'expérience.

# Bibliographie

- [1] I. Asimov, Une particule fantôme LE NEUTRINO, Dunod, Paris
- [2] A. H. Becquerel, Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 122(1896)1086
- [3] J. Chadwick à E. Rutherford, Cambridge Uni. Manuscript Collection
- [4] Ellis & Wooster, Proc. Roy. Soc. A117,109,1928
- [5] W. Pauli, Physik und Erkenntnistheorie, P 156-180, Friedr, Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden, 1984, traduit par G. Zacek (CERN)
- [6] E. Fermi, Z. Phys. 88,161(1934) et Nuovo Cim. 11,1(1934)
- [7] B. Pontecorvo, The infancy and youth of neutrino physics : some recollections, Journal de Physique, 1982, No. 12, vol. 43, p. C8-221
- [8] T. Kafka, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 70, 204-206, 1999
- [9] Phys. Rev. D, *Review of Particle Physics*, The American Physical Society, 1998
- [10] J. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge Uni. Press 1989
- [11] J.N. Bahcall & M.H. Pinsonneault, Phys. Lett. B 433(1998)1 Takayama au Japon du 4 au 9 juin 1998, référencée par la suite sous le nom de Neutrino '98
- [12] Hisakazu Minakata & Hiroshi Nunokawa, hep-ph/9810387 v2 17 octobre 1998
- [13] XVIIIth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics
- [14] M. Ambrosio, Measurement of the atmospheric neutrino-induced upgoing muon flux using MACRO, Phys. Lett., B : 434 (1998) 3-4 451-7
- [15] Kernan & Krauss, Phys. Rev. Lett. 72,1171(1994)
- [16] Abrams & al., Phys. Rev. Lett. 63,2173(1989)

- 
- [17] J.R. Primack & M.A.K. Gross, 10<sup>ème</sup> rencontres de Blois, 28 juin-4 juillet 1998, The Birth of Galaxies
- [18] D. Cadwell, Dark matter : theoretical review, présenté à Neutrino '98
- [19] A status report on the double $\beta$  decay experiment NEMO 3, D. Lalanne & C.S. Sutton, WEIN'98, Santa Fe
- [20] L. Baudis & al., The HEIDELBERG MOSCOW Experiment : Improved Sensitivity for  $^{76}\text{Ge}$  Neutrinoless Double Beta Decay, Phys. Lett. B 407(1997)219-224
- [21] B. Pontecorvo, Fifty years of neutrino physics : a few episodes, Neutrino'80 Erice (Juin 1980), édité dans Physical Sciences sous le titre Neutrino Physics and Astrophysics, Plenum Press
- [22] Ecole d'été de GIF, 1992, Ed. IN2P3
- [23] B. Kayser, Phys. Rev. D24,110(1981)
- [24] Massive neutrinos and neutrino oscillations, S.M. Bilenky & S.T. Petcov, Rev. of Modern Phys. Vol 59, No 3, 1987
- [25] S. P. Mikheyev & A. Yu. Smirnov, Nuovo Cimento, 9C, 17 (1986), L. Wolfenstein, Phys. Rev., D17, 2369 (1978)
- [26] Ushida & al., Phys. Rev. Lett. 57,2897(1986)
- [27] New results on the  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation search with the CHORUS detector, The CHORUS Collaboration, XXIX International Conference on High Energy Physics, 1998, Vancouver
- [28] Report on SPY results : secondary particle yields from 450 GeV/c protons on beryllium, A. Guglielmi, Nucl. Phys. B Proc. suppl. Vol. 66, 1998, pages 387-390
- [29] P. Astier & al., A more sensitive search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations in NOMAD, Phys. Lett. B 453(1999)169
- [30] The NOMAD experiment at the CERN SPS, The NOMAD Collaboration, NIM, A 404 (1998) 96-128
- [31] Discussion avec Jacques Dumarchez, LPNHE
- [32] NOMAD TRD Electron Identification : Method and First Results, T. Fazio, J-P Mendi-buru, P. Nedélec, D. Sillou, S. Valuev, NOMAD Memo 95-041

- [33] NOMAD TRD Identification of Overlapping Tracks, P. Nedélec, D. Sillou, S. Valuev, NOMAD Memo 96-005
- [34] The NOMAD experiment at the CERN SPS : a status report, The NOMAD Collaboration, NOMAD Memo 95-027
- [35] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09, (1977)
- [36] Etude des dimuons dans l'expérience NOMAD au CERN, Mai Khanh VO, thèse de doctorat de l'université Paris VII
- [37] J.N. Bahcall, P.I. Krastev & A. Yu. Smirnov, Phys. Rev. D, 58, 096016-1-096016-22
- [38] The reconstruction algorithm and data formats for the NOMAD muon chambers, NOMAD Software Note, D. Ferrère, A. Geiser, E. Pennocchio, C. Poulsen, B. Schmidt, K. Wisniewski et B. Yabsley, 18 décembre 1996
- [39] G. Feldman & R. Cousins, Unified approach to the classical statistical analysis of small signals, Phys. Rev. D57 (1998) 3873
- [40] G. Feldman & A. Geiser, Calculation of  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation limits, NOMAD Memo 99-001
- [41] Search for muon-neutrino to tau-neutrino oscillation, CHARM-II Collaboration (M. Gruwe et al.), Phys.Lett.B309:463-468,1993
- [42] Atmospheric neutrino results from super kamiokande and kamiokande: evidence for neutrino(mu) oscillations, Super-Kamiokande Collaboration & Kamiokande Collaborations, Nucl.Phys.Proc.Suppl.77:123-132,1999
- [43] CERN SPSC 97-5 Letter of intent : A high sensitivity short baseline experiment to search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation A. S.Ayan & al.
- [44] F. Reines & C. Cowan, Nature, 178 (1956) 446-449
- [45] Madame Wu *et al.*, Phys. Rev. 105,1413(1957)

---

## RÉSUMÉ :

NOMAD est un détecteur conçu pour rechercher l'apparition de  $\nu_\tau$  dans un faisceau essentiellement composé de  $\nu_\mu$ . La détection d'une interaction par courant chargé de  $\nu_\tau$  dans la cible du détecteur NOMAD indiquerait une oscillation entre les deux saveurs de neutrinos  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ , dans une zone de paramètres d'intérêt cosmologique.

NOMAD est composé essentiellement de 49 grandes chambres à dérive dans les quelles interagissent les neutrinos et grâce auxquelles sont reconstruits les vertex d'interactions, les traces des particules chargées et calculées les énergies et impulsions de ces dernières. La méthode employée par la collaboration NOMAD pour signer d'éventuelles interactions de  $\nu_\tau$  repose sur une connaissance extrêmement pointue de la cinématique des événements. La reconstruction des traces des particules dans les chambres à dérive est un élément crucial de la recherche dans NOMAD et doit aboutir à des bilans d'énergie et d'impulsions très précis. J'ai travaillé à la procédure d'alignement et à l'amélioration de la qualité de la reconstruction.

En cas d'interaction de  $\nu_\tau$  par courant chargé, le détecteur NOMAD n'est pas sensible au  $\tau^-$  (qui vole sur moins d'1 *mm*) mais à ses produits de désintégrations dans 5 canaux de désintégrations qui représentent 86,2 % des rapports de branchements du  $\tau^-$ . Le canal  $\tau^-$  en  $\rho^-$  est séduisant de par son rapport de branchement (le plus élevé des 5, à savoir 25,3 %) mais très délicat dans la mesure où le  $\rho^-$  est une résonance qui se désintègre en  $\pi^-$  et  $\pi^0$ . L'analyse, avec l'aide de la simulation, consiste à isoler une portion de l'espace des phases maximisant le rapport signal sur bruit de fond, grâce à des rapports de vraisemblances. La difficulté consiste à trouver les variables les plus discriminantes possibles. L'analyse du canal  $\tau$  en  $\rho$  présentée ici repose sur l'étude de différentes topologies de désintégration du  $\rho$ . La limite obtenue sur la probabilité d'oscillation est de  $3,8 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de niveau de confiance.

---

**DISCIPLINE :** Physique des Particules

---

**MOTS-CLÉS :** oscillation, neutrino, chambre à dérive, tauon, rho, rapport de vraisemblances

---

**ADRESSE DE L'U.F.R. :** 2, place Jussieu 75 251 PARIS Cedex 05

**ADRESSE DU LABORATOIRE :** CEA Saclay DAPNIA/SPP  
91 191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

---