



**HAL**  
open science

# Études du changement de saveur des neutrinos muons dans le mécanisme d'oscillation quantique avec l'expérience T2K au Japon

Christophe Bronner

► **To cite this version:**

Christophe Bronner. Études du changement de saveur des neutrinos muons dans le mécanisme d'oscillation quantique avec l'expérience T2K au Japon. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Ecole Polytechnique X, 2011. Français. NNT : . pastel-00612870

**HAL Id: pastel-00612870**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00612870>**

Submitted on 1 Aug 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Contribution à la caractérisation du faisceau de neutrinos de l'expérience T2K avec le détecteur proche INGRID

Oscillations de neutrinos

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 24 juin 2011 pour l'obtention du

Doctorat de l'École Polytechnique  
Spécialité physique des particules

par  
Christophe BRONNER

## Composition du jury

Président :	Stavros Katsanevas
Rapporteurs :	Thierry Lasserre Eric Plagnol
Examineurs :	Gérard Fontaine Alfons Weber
Directeur de thèse :	Michel Gonin



## Remerciements

En finissant de rédiger ce manuscrit, je repense aux trois années écoulées. Ce fut une période très intéressante et stimulante : tout d'abord le démarrage de l'expérience T2K, avec son lot de difficultés et de réussites, travailler dans le groupe du détecteur INGRID, pour construire et faire fonctionner ce détecteur en collaboration avec l'Université de Kyoto, et enfin la découverte du Japon, expérience culturelle très enrichissante. J'aimerais donc remercier mon directeur de thèse, Michel Gonin, de m'avoir proposé de travailler sur cette expérience il y a maintenant un peu plus de trois ans. Je ne savais pas à l'époque si je souhaitais poursuivre dans la physique théorique ou aller vers quelque chose de plus expérimental. J'ai finalement choisi de rejoindre T2K en suivant l'enthousiasme de Michel pour ce projet. Cela me semble avec le recul (et surtout depuis le manuscrit est fini) avoir été une bonne décision. Ce fut très intéressant de travailler sous sa direction, notamment pour sa capacité impressionnante à trouver des solutions aux difficultés auxquelles un groupe de recherche est confronté, et à calculer d'un coup d'oeil la valeur moyenne d'une distribution (il ne s'agit probablement pas de la qualité la plus importante pour un physicien, mais je dois bien dire que ça m'a marqué). Merci à lui également pour les nombreuses relectures et corrections de cette thèse.

Je souhaiterais également remercier le reste du groupe T2K avec qui j'ai travaillé pendant ces trois ans. Tout d'abord Magali, arrivée en même temps que moi dans le groupe, et avec qui nous avons commencé à travailler sur le projet INGRID, et à collaborer avec le groupe de l'université de Kyoto. Son expérience a permis au jeune thésard fraîchement arrivé que j'étais de comprendre les bases de l'organisation d'une collaboration telle que T2K, et d'appréhender les outils utilisés en physique des particules pour ainsi pouvoir véritablement commencer à travailler. Egalement JP, arrivé un an plus tard en renfort du groupe. Son talent inégalé en informatique fut d'une aide précieuse, et je me demande si j'aurais réussi à finir cette thèse si il ne m'avait pas appris tant de techniques en C++, ROOT, ou tout autre chose tournant sur un ordinateur. Merci également à lui pour les discussions toujours intéressantes sur diverses analyses effectuées dans cette thèse. Il faut également mentionner Olivier, qui a patiemment répondu à un nombre incalculable de questions plus ou moins surréalistes sur tout ce qui pouvait avoir trait à la physique au cours de ces trois années. Enfin les ingénieurs du groupe, Oscar et Alain, avec qui nous avons travaillé pour la conception pratique du détecteur et son assemblage. Cela m'a convaincu que j'avais bien fait de revenir vers la physique expérimentale, car j'aimais vraiment ce côté pratique, où l'on construit véritablement un détecteur, qui est bien plus qu'une simple simulation.

Bien que ne faisant pas parti du groupe T2K, Fred a souvent participé aux discussions animées du groupe à la cantine, et les discussions avec lui m'ont permis de comprendre pas mal de choses sur le fonctionnement de la recherche entre autres. Merci également pour ses conseils sur la soutenance de thèse, qui se sont révélés tout à fait exacts.

Le détecteur INGRID est un projet mené conjointement par le LLR et l'université de Kyoto. J'ai donc eu à de nombreuses reprises l'occasion de travailler avec nos collègues de Kyoto. Je souhaiterais ici remercier ce groupe, dirigé par le professeur Nakaya, pour son accueil au Japon, au cours des nombreux séjours effectués là-bas. Tout d'abord Minamino-san, qui a brillamment coordonné l'assemblage et l'installation du détecteur à J-PARC, avant d'en superviser le démarrage. Je tiens également à remercier les étudiants de ce groupe : Otani-san, qui a passé énormément de temps à faire fonctionner le détecteur au démarrage, et à en réaliser la calibration, nous permettant ainsi de travailler sur l'analyse de ses données. J'aimerais remercier plus particulièrement Murakami-san, pour son aide précieuse pour utiliser les outils de simulation du groupe. Enfin, Kikawa-san, avec qui nous avons travaillé sur les premières analyses du Module Proton.

Je tiens finalement à remercier les membres du jury, Stavros Katsanevas, Thierry Lasserre, Eric Plagnol, Gérard Fontaine, et Alfons Weber d'avoir pris le temps d'étudier ce manuscrit, et pour leurs remarques et corrections ayant permis d'arriver à cette version finale.



## Abstract

The T2K experiment built in Japan is a long baseline neutrino oscillation experiment. It uses a neutrino beam produced by a particle accelerator to measure the parameters describing this phenomenon, and in particular the yet unknown mixing angle  $\theta_{13}$ .

This thesis presents some of the results obtained from the first years of data taking of the T2K experiment. After presenting the theory of neutrino oscillations and the experiment, we will focus on the on-axis near detector of T2K, the INGRID detector. We will present the studies done for calibration of this detector after its construction, to demonstrate that it is working well and stably in time. We will then present the measurements done to characterize the muonic neutrino beam, in particular to measure its direction as well as its shape in the transverse plane.

The second main topic of this thesis is a new detector, added as a first upgrade to the INGRID detector, the Proton Module, which will be used to study more in details the interactions occurring on the axis of the beam. We will review the motivations and studies that led to its design and construction. In the last part, we will present the results obtained with the first data taken by this module.

## Résumé

L'expérience T2K, construite au Japon, est une expérience d'oscillations de neutrinos à base longue. Dans cette expérience, les paramètres décrivant ce phénomène quantique, et plus particulièrement l'angle de mélange  $\theta_{13}$ , sont mesurés en utilisant un faisceau de neutrinos muoniques produit par un accélérateur de particules.

Dans cette thèse, des résultats obtenus à partir des données prises pendant la première année de fonctionnement de l'expérience sont présentés. Après avoir présenté la théorie de l'oscillation quantique des neutrinos, et l'expérience en elle-même, nous nous concentrons sur le détecteur proche sur axe de T2K, INGRID. Nous présentons les études de calibration de ce détecteur, qui ont permis de montrer qu'il fonctionnait correctement, et de façon stable dans le temps. Nous présentons ensuite les mesures réalisées sur le faisceau de neutrinos, pour déterminer sa direction et sa forme dans le plan transverse.

Le second objet de cette thèse est un nouveau détecteur, le Module Proton, qui fut la première modification ajoutée au détecteur INGRID. Ce nouveau module a vocation à étudier plus précisément les interactions quasi élastiques se produisant sur l'axe du faisceau. Nous présentons les motivations physiques ainsi que les études de conception qui ont mené à sa construction. Dans la dernière partie de cette thèse, nous présentons les premiers résultats obtenus à partir de données prises par ce module, qui donnent une idée des possibilités offertes par ce nouveau détecteur pour étudier le faisceau de neutrinos de l'expérience T2K.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I La physique des neutrinos</b>	<b>3</b>
<b>1 Les neutrinos dans le modèle standard et au-delà</b>	<b>4</b>
1.1 Groupe de symétrie et représentations . . . . .	4
1.2 Masse des leptons . . . . .	5
1.3 Les neutrinos dans ce modèle . . . . .	6
1.4 Particules de Majorana . . . . .	6
1.5 Le mécanisme de Seesaw . . . . .	8
1.6 Tests du mécanisme de seesaw : la double désintégration bêta . . . . .	10
<b>2 Le phénomène d'oscillation quantique de saveur</b>	<b>14</b>
2.1 Théorie de l'oscillation quantique des neutrinos . . . . .	14
2.2 Nombre de saveurs considérées . . . . .	16
2.3 Propagation des neutrinos dans la matière . . . . .	19
2.4 Les expériences d'oscillations de neutrinos . . . . .	20
<b>II L'expérience T2K</b>	<b>25</b>
<b>3 Contexte et objectifs</b>	<b>26</b>
3.1 La situation avant T2K . . . . .	26
3.2 Objectifs de l'expérience . . . . .	26
<b>4 Principe général de l'expérience</b>	<b>31</b>
4.1 Expérience hors axe . . . . .	31
4.2 Vue d'ensemble . . . . .	33
4.3 Erreurs systématiques . . . . .	34
<b>5 L'accélérateur de J-PARC</b>	<b>35</b>
5.1 La séquence d'accélération . . . . .	35
5.2 Production des neutrinos . . . . .	37
5.3 Contrôle du faisceau . . . . .	39
5.4 Caractéristiques du faisceau . . . . .	40
<b>6 Les détecteurs proches</b>	<b>42</b>
6.1 Détecteurs hors axe . . . . .	43
6.2 Le détecteur sur axe : INGRID . . . . .	46
<b>7 Le détecteur lointain : Super-Kamiokande</b>	<b>54</b>
7.1 Introduction . . . . .	54
7.2 Caractéristiques du détecteur . . . . .	54
7.3 Utilisation dans T2K . . . . .	55



<b>III</b>	<b>Conception du Module Proton</b>	<b>57</b>
<b>8</b>	<b>Fabrication du détecteur</b>	<b>58</b>
8.1	Motivations et objectifs . . . . .	58
8.2	Géométrie . . . . .	58
8.3	Aspects mécaniques . . . . .	67
8.4	Assemblage et installation du module . . . . .	70
<b>9</b>	<b>Reconstruction des évènements</b>	<b>71</b>
9.1	Principe général . . . . .	71
9.2	Cas du Module Proton . . . . .	72
9.3	Sélection des évènements bien reconstruits . . . . .	74
9.4	Effet sur l'espace de phase . . . . .	76
9.5	Performances de la reconstruction des évènements CCQEL . . . . .	79
<b>10</b>	<b>Séparation des différents types d'interactions</b>	<b>81</b>
10.1	Les différents bruits de fond . . . . .	81
10.2	Séparation des interactions 12 et 13 . . . . .	82
10.3	Effet sur l'espace de phase . . . . .	83
10.4	Limites de l'étude précédente . . . . .	85
<b>IV</b>	<b>Analyse de données d'INGRID</b>	<b>87</b>
<b>11</b>	<b>Prise de données</b>	<b>88</b>
11.1	Période de temps . . . . .	88
11.2	Statut de l'expérience . . . . .	88
11.3	Données utilisées . . . . .	90
11.4	Sélection des évènements . . . . .	92
<b>12</b>	<b>Calibration</b>	<b>93</b>
12.1	Nombre d'évènements cosmiques parasites . . . . .	93
12.2	Tdc relatif . . . . .	95
12.3	Différence avec le temps attendu . . . . .	100
12.4	Energie déposée dans les scintillateurs . . . . .	102
12.5	Température . . . . .	106
12.6	Bruit . . . . .	108
12.7	Conclusion . . . . .	112
<b>13</b>	<b>Efficacité des scintillateurs</b>	<b>113</b>
13.1	Principe de la mesure d'efficacité . . . . .	113
13.2	Tests de l'algorithme . . . . .	114
13.3	Distribution angulaire de l'efficacité . . . . .	117
13.4	Résultats avec les données cosmiques . . . . .	120
13.5	Résultats avec les données faisceau . . . . .	121
13.6	Conclusion . . . . .	122
<b>14</b>	<b>Profil du faisceau de neutrinos muons</b>	<b>123</b>
14.1	Principe et objectifs . . . . .	123
14.2	Homogénéisation des modules . . . . .	123
14.3	Nombre d'évènements neutrinos muons reconstruits . . . . .	128
14.4	Profil du faisceau dans le plan transverse . . . . .	139
14.5	Conclusion . . . . .	150

<b>V</b>	<b>Etudes à l'aide du Module Proton</b>	<b>153</b>
<b>15</b>	<b>Nouvelle méthode de reconstruction des évènements</b>	<b>154</b>
15.1	Introduction . . . . .	154
15.2	Reconstruction des évènements . . . . .	154
15.3	Performances de la reconstruction . . . . .	157
<b>16</b>	<b>Analyse des premières données du Module Proton</b>	<b>162</b>
16.1	Prise des données . . . . .	162
16.2	Alignement des modules . . . . .	163
16.3	Séparation des interactions . . . . .	164
16.4	Nombre d'évènements attendus . . . . .	165
16.5	Comparaison avec les données . . . . .	166
16.6	Sources d'erreur et possibilités d'amélioration de la sélection des interactions . . . . .	168
16.7	Conclusion . . . . .	172
	<b>Conclusion</b>	<b>174</b>
	Liste des figures	I
	Liste des tableaux	VI
<b>A</b>	<b>Calcul de la probabilité d'oscillation des neutrinos</b>	<b>XI</b>
<b>B</b>	<b>Calcul des probabilités d'oscillation dans le cadre des quasi oscillations à deux saveurs</b>	<b>XIII</b>
<b>C</b>	<b>Variables utilisées pour tester la bonne reconstruction d'un évènement dans le module proton</b>	<b>XIV</b>
<b>D</b>	<b>Variables utilisées pour la séparation des différents types d'interactions</b>	<b>XVII</b>
<b>E</b>	<b>Construction du détecteur INGRID</b>	<b>XIX</b>
<b>F</b>	<b>Construction du module proton</b>	<b>XXI</b>



## Glossaire

**Angle hors axe** : angle fait par la direction du faisceau de neutrinos muoniques avec la direction du détecteur lointain Super Kamiokande.

**CCQEL** : interaction quasi élastique à courant chargé qui sera dans le cadre de cette thèse la réaction  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu + p$ .

**INGRID** : l'*Interactive Neutrino GRID* est le détecteur proche sur axe de l'expérience T2K.

**Hit** : dépôt d'énergie dans un scintillateur, suffisant pour que le scintillateur soit considéré comme activé dans l'évènement.

**MPPC** : "Multi Pixel Photon Counter", détecteur de photons qui sert à mesurer l'énergie déposée par une particule qui traverse un scintillateur.

**ND280** : le *Near Detector 280* est le complexe des détecteurs proches hors axe, situé à 280 mètres de la cible.

**POT** : abréviation de "protons on target", qui mesure le nombre de protons envoyés sur la cible en graphite. Cette unité est utilisée pour mesurer la statistique dans l'expérience T2K.

**Run** : période de prise de données. Les données seront souvent numérotées selon le numéro de run de l'accélérateur correspondant.

**TFB** : cartes électroniques collectant les informations envoyées par les différentes voies d'un plan du détecteur INGRID.

**Tracking** : logiciel de reconstruction d'un évènement.

**Trigger** : déclenchement électronique correspondant à un évènement donné.



# Introduction

Le neutrino est une particule à part en physique des particules. Son existence a été suggérée pour la première fois en 1931 par Wolfgang Pauli qui cherchait à résoudre le problème de la désintégration bêta. En effet cette désintégration semblait violer les principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Pour maintenir ces principes, Pauli proposa qu'une troisième particule, non détectée, était produite lors de cette désintégration. Cette particule fut plus tard appelée *neutrino* par Fermi. On pensait à l'époque que cette particule, si elle existait, ne serait probablement jamais détectée. C'est en effet une particule de masse très faible, non chargée électriquement, et qui n'interagit que par l'interaction faible, ce qui donne des probabilités d'interaction avec la matière très faibles.

Néanmoins 25 ans après que l'hypothèse de son existence ait été formulée par Pauli, le neutrino fut finalement découvert expérimentalement. L'expérience de Cowan-Reines observa la capture d'anti-neutrinos électroniques par la réaction inverse de la désintégration bêta. Cette découverte valut le prix Nobel de physique à ses auteurs en 1995. Trois saveurs de neutrinos furent progressivement découvertes : électronique (1956), muonique (1962) puis finalement tau (2000). Ces trois saveurs de neutrino correspondent aux trois leptons chargés du modèle standard. Le LEP au CERN a montré qu'il n'y avait que trois saveurs de neutrinos qui pouvait se coupler avec le boson Z dans le modèle standard, il ne peut donc pas y avoir d'autres neutrinos ayant un lepton chargé associé. Cependant, pour expliquer certaines données expérimentales, l'existence de neutrinos supplémentaires, *stériles* car n'ayant pas de partenaire chargé avec qui interagir par désintégration bêta inverse, a été postulée.

En l'absence de résultats expérimentaux indiquant une masse pour le neutrino, il fut incorporé aux théories en tant que particule de masse nulle, tout d'abord à la théorie de Fermi puis au modèle électro-faible. Cette hypothèse de la masse nulle fut remise en question par les expériences étudiant le phénomène d'oscillation quantique des neutrinos. En effet ce phénomène n'est possible que si les différentes saveurs de neutrinos ont des masses différentes. L'observation définitive du phénomène en 1998 a donc prouvé que les neutrinos avaient une masse non nulle. De nos jours différents modèles cherchent à rendre compte de la masse des neutrinos, tels que le mécanisme de *Seesaw* faisant appel à des particules de Majorana. La question de la masse des neutrinos est en effet un problème encore non résolu : l'origine de la masse de la plupart des particules du modèle standard pourrait être expliqué par le modèle de Higgs. Néanmoins, les neutrinos ont une masse bien inférieure à toutes les autres particules de ce modèle standard, ce qui rend suspecte la description de l'origine de leur masse par le même phénomène que pour les autres particules. Les propriétés particulières du neutrino permettent également de créer des modèles de génération de masse qui ne pourrait pas exister pour d'autres particules.

Le neutrino est donc une particule encore relativement méconnue, au sujet de laquelle il reste de nombreuses questions ouvertes pouvant être étudiées au niveau expérimental. Laissant de côté les problèmes du nombre de saveur de neutrinos ainsi que de l'origine de leur masse, nous allons ici nous intéresser au phénomène d'oscillation quantique des neutrinos. Bien que l'observation du phénomène ait été confirmée à la fin du vingtième siècle, il y a toujours un effort expérimental important pour l'étudier. En effet, ce phénomène est décrit par un modèle comprenant un certain nombre de paramètres, dont certains d'entre eux n'ont pas été mesurés précisément à l'heure actuelle. Leur mesure est l'objectif principal de l'expérience Tokai to Kamioka (T2K), cadre dans lequel cette thèse a été réalisée. L'oscillation des neutrinos pourraient aussi révéler une asymétrie entre la matière et l'antimatière, traduisant une violation de symétrie

CP. T2K étudiera ensuite cet effet, en comparant les oscillations de neutrinos et d'anti-neutrinos. Après une présentation rapide du cadre théorique, nous allons décrire l'expérience ainsi que certaines études réalisées dans les premières années après son démarrage.

Première partie

La physique des neutrinos



# Chapitre 1

## Les neutrinos dans le modèle standard et au-delà

Le modèle électrofaible, parfois appelé modèle de Salam-Weinberg, décrit les interactions faible et électromagnétique, leur unification, et les différentes particules qui peuvent interagir par l'intermédiaire de ces deux forces. Ce modèle est à la base du modèle standard de la physique des particules. Il a été construit de manière à prendre en compte les résultats expérimentaux de l'époque, notamment :

- l'existence du neutrino pour expliquer le spectre de la désintégration bêta
- le fait que les leptons gauches et droits n'interagissent pas de la même façon avec la force faible
- la différence entre les portées des interactions faible (courte) et électromagnétique (infinie)

Cette théorie est une théorie de jauge, utilisant un groupe de symétrie. Nous n'allons pas ici décrire le modèle standard complet, mais seulement nous intéresser sans rentrer dans les détails aux leptons, ce qui exclut l'interaction forte et les quarks. Le modèle peut ensuite être étendu pour les incorporer. Également, il existe trois générations de particules, nous n'allons ici décrire le modèle que pour la première génération. Au niveau des neutrinos, il n'y aura donc que le neutrino électronique, les deux autres saveurs (tau et muon) peuvent être incorporées en étendant le modèle [1].

### 1.1 Groupe de symétrie et représentations

#### Hélicité

Pour une particule massive, l'hélicité est définie comme la projection du spin sur le tri-vecteur quantité de mouvement. Si le spin est dans le sens de la quantité de mouvement, on parle d'hélicité droite, et d'hélicité gauche dans le cas contraire. La chiralité détermine la représentation du groupe de Poincaré par laquelle se transforme une particule. Dans le cas de particules de masse nulle, les actions des opérateurs chiralité et hélicité sont équivalentes. Par contre pour des particules massives, dont la vitesse est inférieure à celle de la lumière, l'hélicité de la particule peut être modifiée par un changement de référentiel (boost de Lorentz), elle n'est donc plus une caractéristique intrinsèque de la particule.

Dans la suite, les termes particules gauches ou droites signifieront particules de chiralité gauche ou particules de chiralité droite respectivement.

#### Groupe de symétrie

Le groupe de symétrie du modèle électrofaible est le groupe produit :

$$SU(2) \times U_Y(1)$$

La partie  $SU(2)$  est appelée ‘isospin faible’. Sa constante de couplage sera notée  $g$ , et ses générateurs  $T^a$ . La partie  $U_Y(1)$  est appelée ‘hypercharge faible’, sa constante de couplage sera notée  $g'$  et son générateur  $Y$ .

L'électromagnétisme fait partie de cette théorie, il existe donc un sous-groupe de  $SU(2) \times U_Y(1)$ , noté  $U_{EM}(1)$  qui représente la symétrie électromagnétique. Cependant il faut noter que ce sous-groupe  $U_{EM}(1)$  est différent de  $U_Y(1)$ .

Etant donné le principe d'invariance de jauge, l'opérateur dérivée covariante que l'on appliquera aux états leptoniques est alors de la forme :

$$D^\mu = \partial^\mu - igW^{\mu a}T^a - ig'B^\mu\frac{Y}{2}$$

## Choix des représentations pour les leptons

Nous nous intéressons ici aux leptons, qui sont des fermions. Il faut donc une représentation (opérateurs décrivant la façon dont le groupe de symétrie agit sur les particules) sous forme de spineurs pour ces particules. Nous avons dit précédemment que les leptons gauches et droits n'interagissaient pas de la même façon avec la force faible. Pour traduire cela, des représentations différentes sont utilisées pour ces deux groupes.

**Leptons gauches** Il y a deux types de leptons gauches : les électrons ( $e_L$ ) et les neutrinos ( $\nu_L$ ) gauches. Nous savons grâce à la désintégration bêta qu'ils interagissent ensemble par l'intermédiaire de la force faible. Ils seront donc placés dans un doublet de saveur de  $SU(2)$  :

$$l_L^\alpha = \begin{pmatrix} \nu_L^\alpha \\ e_L^\alpha \end{pmatrix}$$

Nous utiliserons la représentation standard de  $SU(2)$ , à l'aide des matrices de Pauli  $\tau^a$  :

$$T^a = \frac{\tau^a}{2}$$

Pour la partie  $U_Y(1)$ , il suffit d'assigner une hyper-charge  $q_{Y_L}$  à ce doublet, le générateur est alors  $Y = q_{Y_L}\mathbb{I}$ . La dérivée covariante obtenue pour les leptons gauches est donc :

$$D_L^\mu = \partial^\mu - igW^{\mu a}\frac{\tau^a}{2} - ig'B^\mu\frac{q_{Y_L}}{2}\mathbb{I}$$

**Leptons droits** Il n'y a aucunes traces expérimentales de l'existence de neutrinos droits. Le seul lepton droit à introduire dans la théorie est donc l'électron  $e_R$ , qui va logiquement être représenté par un singulet. Sachant que la force faible n'agit pas sur les particules droites, ce singulet est placé dans la représentation triviale de  $SU(2)$  (tous les générateurs  $T^a$  sont nuls). Nous assignons également une hyper-charge  $q_{Y_R}$  à ce singulet pour la partie  $U_Y(1)$  comme dans le cas des leptons gauches. La dérivée covariante obtenue pour les leptons droits est alors de la forme :

$$D_R^\mu = \partial^\mu - ig'B^\mu\frac{q_{Y_R}}{2}\mathbb{I}$$

## 1.2 Masse des leptons

Nous avons décrits les leptons comme des fermions chiraux. Cela pose un problème si l'on veut qu'ils aient une masse non nulle, ce qui se traduit par un terme de masse (de Dirac) dans le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_m = -m\bar{\Psi}_e\Psi_e$$

où  $\Psi_e = e_L + e_R$  est le spineur représentant l'électron, ce qui donne :

$$\mathcal{L}_m = -m(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$$

Les composantes droites et gauches sont alors mélangées, empêchant  $e_R$  et  $e_L$  d'être individuellement des solutions de l'équation de Dirac. Les résultats expérimentaux montrent néanmoins que les électrons sont des particules massives. La solution consiste à utiliser le mécanisme dit de *brisure spontanée de symétrie*.

Expérimentalement, seule la symétrie électromagnétique est observée, il faut donc faire évoluer le groupe de symétrie :

$$SU(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_{EM}(1)$$

Pour cela, un champ (scalaire) de Higgs  $\Phi$  ayant une valeur non nulle  $\Phi_0$  dans le vide est introduit. Ce champ va interagir avec les leptons par un terme d'interaction de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{int} = g'' \Phi \bar{l}_L e_R + h.c$$

En choisissant pour  $\Phi_0$  une valeur du type :

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

nous obtenons :  $\mathcal{L}_{int} = g'' \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_e \Psi_e + \text{termes d'ordre supérieur}$

Ce qui donne un terme de masse pour l'électron, avec une masse  $m_e = \frac{g'' v}{\sqrt{2}}$ . Ce mécanisme permet également de construire les bosons de jauge qui décrivent les interactions faibles et électromagnétiques, et de rendre compte des différentes portées de ces forces.

### 1.3 Les neutrinos dans ce modèle

Nous avons présenté ici uniquement la première génération de leptons, mais le mécanisme peut être répété pour les muons et les taus. Le modèle standard est ensuite obtenu en ajoutant les quarks et l'interaction forte. Ces extensions ne seront pas décrites ici.

Les neutrinos ont ici été introduits comme des particules uniquement gauches, et de masses nulles. Cela correspond à des choix et non à des impératifs théoriques. Nous aurions par exemple pu créer un terme de masse pour les neutrinos avec le mécanisme de brisure de symétrie en introduisant des neutrinos droits. En effet contrairement au cas du photon qui est de masse nulle à cause de la symétrie  $U_{EM}(1)$ , rien n'empêche le neutrino d'avoir une masse non nulle. Ce choix s'explique par le fait qu'à l'époque où le modèle standard a été développé, il n'y avait aucune indication expérimentale d'une masse non nulle pour le neutrino. Cependant, cela a changé avec les expériences sur les oscillations de saveur des neutrinos, à la fin du vingtième siècle.

Malgré cette découverte expérimentale, l'origine de la masse des neutrinos pourraient être différente du mécanisme présenté ici. En effet les limites expérimentales actuelles donnent des masses maximums très faibles pour les neutrinos. Ces masses étant bien plus faibles que celles des autres particules, il semblerait étrange que le même phénomène soit à l'oeuvre, sans justification de la faible masse obtenue pour les neutrinos. Pour ces derniers, des mécanismes de génération de masse différents de ceux possibles pour les autres particules du modèle standard peuvent également être postulés. Un tel modèle, le mécanisme de Seesaw, va être présenté dans les paragraphes suivants.

### 1.4 Particules de Majorana

Nous allons ici étudier les différentes possibilités théoriques pour donner une masse non nulle au neutrino. Le neutrino étant électriquement neutre et ponctuel, il pourrait être sa propre anti-particule, ce qui permet de créer un terme de masse supplémentaire, qui ne peut pas être utilisé pour les autres particules du modèle standard. Si c'est ce terme de masse supplémentaire qui donne sa masse au neutrino, cela pourrait expliquer pourquoi il a une masse si différente de celle des autres particules.

## Les différents termes de masse

### Terme de masse de Dirac

Il s'agit du terme de masse utilisé dans le modèle standard, il est de la forme :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_D &= -m_D \bar{\Psi} \Psi \\ \mathcal{L}_D &= -m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L)\end{aligned}$$

Où le spinneur  $\Psi$  est défini par  $\Psi = \nu_L + \nu_R$ .

Ce terme nécessite un neutrino droit. Comme pour le cas de l'électron présenté au chapitre 1, il peut être ajouté comme un singulet de SU(2) car il n'interagit pas par la force faible. Toujours comme pour l'électron, ce terme de masse peut être généré grâce à la brisure spontanée de symétrie en ajoutant un terme d'interaction de Yukawa qui couplerait  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  à un champs de Higgs  $\Phi$  ( $\mathcal{L}_{Yukawa} = g_\nu \bar{l}_L \Phi \nu_R + h.c.$ ).

Comme expliqué à la fin du paragraphe précédent, rien n'interdit a priori de créer un terme de masse de cette façon pour les neutrinos. Néanmoins il fait appel à  $\nu_R$ , alors que cette particule n'a jamais été observée expérimentalement. Il serait préférable de trouver un mécanisme sans  $\nu_R$ , ou au moins expliquant pourquoi cette particule n'a jamais été détectée si elle existe.

### Terme de masse de Majorana

L'opération consistant à transformer toutes les charges d'une particule en leurs opposées (transformant ainsi la particule en son anti-particule) est appelée conjugaison de charge, et définit un opérateur de conjugaison de charge C.

Le conjugué de Majorana d'un spinneur  $\Psi$  est défini à l'aide de cet opérateur :

$$\Psi^c = C \bar{\Psi}^T = C \gamma^0 \Psi^*$$

Il est possible de montrer que si  $\Psi$  est une solution de l'équation de Dirac correspondant à une particule, alors  $\Psi^c$  est la solution correspondante pour une antiparticule.  $\Psi^c$  représente donc l'anti-particule de la particule représentée par  $\Psi$ .

Un spinneur est un spinneur de Majorana si il est égal à son conjugué de Majorana :

$$\Psi = \Psi^c \Leftrightarrow \Psi = C \bar{\Psi}^T$$

Ce qui revient à dire que la particule est sa propre anti-particule, et n'est évidemment possible que pour des particules neutres comme le photon par exemple. Il faut également noter que la conjugaison de Majorana change la chiralité :  $(\Psi_L)^c$  a une chiralité droite.

Pour une particule de Majorana, de nouveaux termes de masse peuvent être construits :

-un terme de masse de Majorana gauche :

$$\mathcal{L}_{M_L} = -\frac{m_L}{2} (\bar{\nu}_L (\nu_L)^c + (\bar{\nu}_L)^c \nu_L)$$

-un terme de masse de Majorana droit :

$$\mathcal{L}_{M_R} = -\frac{m_R}{2} (\bar{\nu}_R (\nu_R)^c + (\bar{\nu}_R)^c \nu_R)$$

-et il est possible d'utiliser ces deux termes en même temps :

$$\mathcal{L}_M = -\frac{m_L}{2} (\bar{\nu}_L (\nu_L)^c + (\bar{\nu}_L)^c \nu_L) - \frac{m_R}{2} (\bar{\nu}_R (\nu_R)^c + (\bar{\nu}_R)^c \nu_R)$$

### Nombre leptonique

Nous pouvons définir un nombre leptonique L, valant 1 pour les leptons et -1 pour les anti-leptons. Alors, pour les neutrinos :

$$L(\nu) = 1 \qquad L(\bar{\nu}) = -1$$

Ce nombre quantique est conservé dans toutes les interactions du modèle standard. Cela revient à dire que dans le cadre du modèle standard, la différence entre le nombre de leptons et d'anti-leptons est la même avant et après n'importe quel processus. Ce n'est par contre pas le cas si il y a un terme de masse de Majorana, comme nous allons le voir. Pour cela, il nous faut regarder l'influence d'un champ sur les neutrinos, qui peut être résumé par le tableau suivant [2] :

Champ	Agissant sur $\nu$	Agissant sur $\bar{\nu}$
$\nu$	annihilation	création
$\bar{\nu}$	création	annihilation
$(\nu)^c$	création	annihilation
$(\bar{\nu})^c$	annihilation	création

Il apparaît qu'un champ et son conjugué de Majorana ont des effets opposés lorsqu'ils agissent sur un autre champ. Or entre un terme de masse de Dirac et un terme de masse de Majorana, l'un des champs est changé en son conjugué de Majorana. Ces deux termes de masse vont avoir des effets différents.

– Terme de masse de Dirac

$$\mathcal{L}_D = -m_D \bar{\nu} \nu$$

En faisant agir ce terme sur des neutrinos, nous obtenons :

$$\nu \rightarrow \nu \qquad \bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu}$$

Ce terme de masse conserve le nombre leptonique

– Terme de masse de Majorana

$$\mathcal{L}_M = -\frac{m_L}{2} (\bar{\nu}_L (\nu_L)^c + (\bar{\nu}_L)^c \nu_L) - \frac{m_R}{2} (\bar{\nu}_R (\nu_R)^c + (\bar{\nu}_R)^c \nu_R)$$

Son action sur les neutrinos est donc :

$$\nu \rightarrow \bar{\nu} \qquad \bar{\nu} \rightarrow \nu$$

Ce qui donne  $\Delta L = \pm 2$ , et le nombre leptonique n'est pas conservé. En particulier, si il y a un terme de masse de Majorana dans le lagrangien, des processus violant la conservation de L pourront être observés. Parmi ces processus, l'un des plus intéressants est la double désintégration bêta sans neutrinos, sur laquelle nous reviendrons plus tard.

## 1.5 Le mécanisme de Seesaw

Les termes de masse de Majorana peuvent être utilisés pour construire un modèle expliquant la faible masse des neutrinos détectés par rapport aux masses des autres leptons, et le fait que seuls des neutrinos d'hélicité gauche sont observés. Ce modèle porte le nom de mécanisme de Seesaw, parfois appelé Balançoire en français.

### La matrice de Seesaw

Ce modèle part d'une théorie contenant à la fois des termes de masse de Dirac et de Majorana. Le terme de masse peut alors être mis sous la forme (avec  $(\nu)^c \equiv \nu^c$ ) :

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{\nu}_R^c \end{pmatrix} \mathcal{M} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c$$

Où la matrice  $\mathcal{M}$  vaut :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$$

Comme dans le cas ordinaire, les particules physiques sont obtenues en diagonalisant  $\mathcal{M}$ , parfois appelée matrice de Seesaw. Nous allons détailler le mécanisme dans le cas à une saveur de neutrino, qui peut ensuite être étendu à trois saveurs.

## Le modèle à une saveur de neutrino

Les valeurs propres de  $\mathcal{M}$  sont les solutions du polynôme

$$\begin{aligned} X^2 - (m_L + m_R)X + m_L m_R - m_D^2 &= 0. \\ \Delta &= (m_L + m_R)^2 - 4(m_L m_R - m_D^2). \end{aligned}$$

Nous faisons l'hypothèse qu'il existe une hiérarchie entre les différents termes de  $\mathcal{M}$  :

$$m_R = M \gg m_D \gg m_L \approx 0$$

Nous nous plaçons ensuite dans la limite où  $m_L = 0$ , ce qui revient à dire que seul un terme de masse droit de Majorana a été ajouté. Le discriminant se simplifie alors en :

$$\Delta = M^2 + 4m_D^2$$

Ce qui permet d'obtenir deux particules de masses :

$$\begin{aligned} m_{1,2} &= \frac{1}{2} \left( M \pm \sqrt{M^2 \left( 1 + \frac{4m_D^2}{M^2} \right)} \right) \\ m_{1,2} &\approx \frac{1}{2} \left( M \pm M \left( 1 + \frac{2m_D^2}{M^2} \right) \right) \end{aligned}$$

Nous prendrons pour les masses des particules :

$$m_N = M \qquad m_\nu = (-) \frac{m_D^2}{M}$$

(le signe moins de  $m_\nu$  peut être éliminé par une redéfinition des champs). Ceci nous permet d'obtenir la relation du seesaw :

$$M m_\nu = m_D^2$$

et ainsi  $M \gg m_D$  implique  $m_\nu \ll m_D$ .

Le principe du mécanisme de seesaw est donc le suivant : en supposant qu'il existe un neutrino de masse  $M$  très supérieure aux masses des autres particules du modèle standard (quarks, électrons, muons, taus), un second neutrino de masse très inférieure à cette gamme de masse est obtenu.

Nous pouvons illustrer ce principe par un exemple numérique, en considérant que l'échelle de masse de Dirac est de l'ordre de la masse du quark top, et que la masse du neutrino lourd est de l'ordre des énergies de grande unification [2] :

$$m_D \sim m_{top} \approx 175 \text{ GeV} \qquad M \sim \text{GUT scale} \approx 10^{15} \text{ GeV}$$

La relation du seesaw nous donne alors un neutrino léger de masse  $m_\nu \sim 3 \times 10^{-2} \text{ eV}$ , ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la mesure expérimentale de  $|\Delta m_{13}|$ .

Pour trouver les particules physiques (les états propres de masse), il faut diagonaliser explicitement  $\mathcal{M}$ . Nous obtenons ainsi deux neutrinos physiques [2] :

- le neutrino léger  $\nu_1 = \nu_L^c + \nu_L - \rho(\nu_R + \nu_R^c)$  de masse  $\frac{m_D^2}{M}$
- le neutrino lourd  $\nu_2 = \nu_R + \nu_R^c + \rho(\nu_L^c + \nu_L)$  de masse  $M$ . Ce neutrino est parfois noté  $N$  plutôt que

$\nu$ .  
en notant  $\rho = \frac{m_D}{M} \ll 1$ .

Ces deux particules physiques sont des particules de Majorana ( $\nu_1^c = \nu_1$ ,  $\nu_2^c = \nu_2$ ). Enfin, le neutrino léger est constitué en grande partie de  $\nu_L$  et le neutrino lourd de  $\nu_R$ , de par la valeur de  $\rho$ .

## L'extension à trois saveurs

Un mécanisme de seesaw peut également être construit en considérant trois saveurs de neutrinos. Le point de départ est toujours une théorie avec un terme de masse de Dirac et un terme de masse de Majorana, arrangés sous la forme :

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{\nu}_R^c \end{pmatrix} \mathcal{M} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c$$

Avec :  $\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix}$

Cette fois-ci les champs représentant les neutrinos sont des vecteurs  $\nu_i = \begin{pmatrix} \nu_{e,i} \\ \nu_{\mu,i} \\ \nu_{\tau,i} \end{pmatrix}$ ,  $m_D$  et  $M$  sont des matrices diagonales  $3 \times 3$ . Nous pouvons obtenir par la même démarche que précédemment six neutrinos physiques (états propres de masse) :

- trois d'entre eux sont légers, avec des masses  $\frac{m_{D_e}^2}{M_1}$ ,  $\frac{m_{D_\mu}^2}{M_2}$ ,  $\frac{m_{D_\tau}^2}{M_3}$
- les trois autres sont lourds, de masses  $M_1, M_2, M_3$

Toutes ces particules sont des particules de Majorana.

## 1.6 Tests du mécanisme de seesaw : la double désintégration bêta

Le mécanisme de seesaw postule que les neutrinos sont des particules de Majorana, avec un terme de masse de Majorana. Cela signifie en particulier que :

- les neutrinos sont leurs propres antiparticules ( $\bar{\nu} = \nu$ )
- des processus faisant intervenir un ou plusieurs neutrinos qui violent la conservation du nombre leptonique  $L$  peuvent être observés.

Une façon de tester ce mécanisme est donc de chercher à observer des phénomènes qui nécessitent ces deux conditions. Comme le nombre leptonique est conservé dans toutes les interactions du modèle standard, si un processus tel que  $\Delta L \neq 0$  était observé, il faudrait nécessairement modifier la théorie pour y ajouter de nouveaux termes comme par exemple un terme de masse de Majorana.

Un processus candidat pour ce type d'étude est la double désintégration bêta sans neutrinos. La double désintégration bêta est une réaction nucléaire au cours de laquelle deux neutrons situés à l'intérieur d'un noyau se transforment en deux protons. Schématiquement, pour un noyau de numéro atomique  $Z$  et de nombre de masse  $A$  :

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + \dots$$

Il y a deux canaux possibles pour cette désintégration :

- avec émission d'anti-neutrinos ( $2\nu\beta\beta$ )  
 $(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$
- sans émission d'anti-neutrinos ( $0\nu\beta\beta$ )  
 $(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^-$

La première voie  $2\nu\beta\beta$  n'est rien d'autre que deux désintégrations bêta standards se produisant simultanément. Ce processus est possible car pour certains isotopes il est plus favorable énergétiquement qu'une simple désintégration bêta. Cela s'explique par la plus grande stabilité des noyaux ayant des nombres  $A$  et  $Z$  pairs.

Ce processus utilise les interactions du modèle standard, et n'est donc pas celui qui nous intéresse ici (le nombre leptonique est conservé, et il ne nécessite pas que les neutrinos soient leurs propres antiparticules). Il a été observé pour une dizaine d'isotopes :  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{130}\text{Ba}$ ,  $^{130}\text{Te}$ ,  $^{150}\text{Nd}$  et  $^{238}\text{U}$ .

La seconde voie  $0\nu\beta\beta$  est plus intéressante pour tester le mécanisme de seesaw. C'est une désintégration très lente qui fut envisagée pour la première fois par Fury en 1939. Cette désintégration produit deux leptons (les électrons) et aucun anti-lepton. Pour ce processus  $\Delta L = 2$ , et le nombre leptonique n'est pas conservé. C'est ce qui fait l'intérêt de ce canal de désintégration et explique pourquoi de nombreuses expériences cherchent à l'observer. En effet un théorème, dit de 'la boîte noire', postule que quelque soit le mécanisme effectivement à l'oeuvre dans ce processus, il faut nécessairement un terme de masse de Majorana dans la théorie pour pouvoir expliquer la non conservation du nombre leptonique.

Un autre intérêt de l'étude de ce processus est que son amplitude est proportionnelle à la masse des neutrinos. Dans le cas des oscillations de neutrinos, seule la différence entre les masses au carré des neutrinos peut être mesurée. L'étude de  $0\nu\beta\beta$  permettrait donc de mesurer la masse absolue des neutrinos, et non uniquement de prouver qu'ils ont une masse non nulle. Cela suppose néanmoins que le mécanisme à l'oeuvre dans cette désintégration est bien celui qui est habituellement postulé (présenté en figure 1.1).

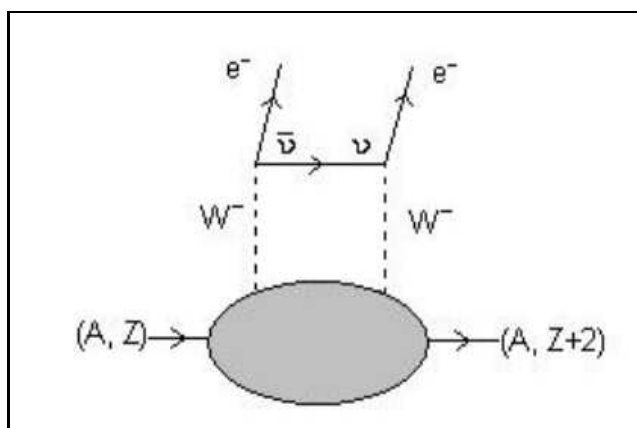


FIGURE 1.1 – Le mécanisme le plus simple postulé pour la double désintégration bêta sans neutrinos. Le 'neutrino' est produit comme un anti-neutrino et réabsorbé comme un neutrino.

A l'heure actuelle, aucune observation indiscutable de ce processus n'a été rapportée. La collaboration Heidelberg-Moscow prétend l'avoir observé sur l'isotope  $^{76}\text{Ge}$ , néanmoins leur résultat est très controversé et ne fait pour l'instant pas l'unanimité [3, 4].

Il faut également noter que ces deux canaux de désintégration peuvent être distingués expérimentalement. Il faut pour cela regarder le spectre en énergie des électrons produits [5]. En effet, dans le cas de  $2\nu\beta\beta$ , deux neutrinos sont produits en même temps que les électrons, emportant une partie de l'énergie. La somme des énergies des deux électrons produits donnera alors un spectre continu. Au contraire, dans le cas de  $0\nu\beta\beta$ , aucune autre particule n'emporte d'énergie. La distribution de la somme des énergies des électrons sera donc une fonction de Dirac (étalée par la résolution expérimentale), non nulle au niveau de la différence d'énergie entre les noyaux finaux et initiaux. Les deux types de spectres n'ont pas leur maximum aux mêmes énergies, ce qui permet de distinguer les deux voies.

## Les expériences sur la double désintégration bêta sans neutrinos

### Principe général

Pour détecter  $0\nu\beta\beta$ , les expérimentateurs utilisent une grande quantité d'un isotope, placé dans un laboratoire fortement isolé, et détectent les désintégrations pour réaliser le spectre en énergie des électrons produits. Ces expériences se déroulent sur des périodes de temps assez longues.

Les difficultés ne manquent pas : c'est un processus très lent, et qui produit un signal  $0\nu\beta\beta$  faible dans le spectre en énergie. Les principaux problèmes sont :



- il faut séparer les signaux provenant de  $2\nu\beta\beta$  et de  $0\nu\beta\beta$ . Le signal provenant de la désintégration avec neutrinos est plus large et plus grand que celui recherché. Comme mentionné précédemment, les deux signaux ont leurs maximums à des énergies différentes, leur séparation est donc possible pour une expérience avec une bonne résolution en énergie.
- Des signaux parasites proviennent d'autres réactions nucléaires. Ces réactions sont toujours présentes, notamment à cause de la présence d'uranium et de thorium dans les matériaux utilisés pour ces expériences. Elles nécessitent donc des matériaux d'une grande pureté.
- Une autre source de bruit est le rayonnement cosmique. Comme dans le cas des expériences d'oscillations, ce problème peut être résolu en effectuant les expériences dans des laboratoires situés à une profondeur suffisante, la terre arrêtant alors la plupart des rayons cosmiques avant qu'ils n'atteignent le site de l'expérience.
- Même en cas d'observation du phénomène, en extraire les paramètres pertinents (comme la masse des neutrinos) n'est pas évident. En effet l'amplitude de ce phénomène dépend d'éléments de matrices nucléaires pas toujours bien connus. Des informations sur ces éléments de matrice peuvent cependant être obtenues à partir de l'étude de  $2\nu\beta\beta$ .

### Les différentes expériences

Les différentes expériences étudiant  $0\nu\beta\beta$  peuvent être classées en fonction de l'isotope dont elles étudient la désintégration. Il faut noter que la plupart des expériences listées dans la table 1.1 sont encore en projet ou en cours de construction.

Isotope	Experiment
$^{48}\text{Ca}$	CANDLES, CARVEL
$^{76}\text{Ge}$	Heidelberg-Moscow, GEM, GENIUS, GERDA, MAJORANA
$^{82}\text{Se}$	SuperNEMO
$^{100}\text{Mo}$	MOON
$^{116}\text{Cd}$	COBRA
$^{130}\text{Te}$	CUORICINO, CUORE
$^{136}\text{Xe}$	EXO (et EXO-200), Xe, XMASS, HPXe
$^{150}\text{Ne}$	SNO++
$^{160}\text{Gd}$	GSO

TABLE 1.1 – Les différentes expériences recherchant la double désintégration bêta sans neutrinos

Les techniques de détection varient d'une expérience à l'autre. Par exemple, l'expérience EXO essaie de détecter l'isotope final ( $^{136}\text{Ba}$ ) en même temps que les électrons, pour s'assurer que le phénomène observé correspond bien à une double désintégration bêta.

### Résultats expérimentaux

Comme cela a été dit précédemment, il n'y a à l'heure actuelle que la collaboration Heidelberg-Moscow qui aurait observé le phénomène, et leur résultat est très controversé. Leurs mesures donneraient un temps de demi-vie de  $2.23 \times 10^{25}$  années, et une masse (effective) de 0.32 eV pour les neutrinos. Pour tenter de confirmer ou d'infirmer ce résultat, les expériences Majorana et Gerda vont tenter d'observer cette désintégration sur le même isotope ( $^{76}\text{Ge}$ ).

Les autres expériences ne pensent pas avoir détecté le processus, et donnent donc uniquement des limites inférieures sur le temps de demi-vie et supérieures sur la masse effective des neutrinos. Néanmoins aucun résultat ne contredit pour l'instant l'expérience Heilberg-Moscow.

## Conclusion

Le mécanisme de seesaw pourrait fournir une explication à la faible masse des neutrinos, ainsi que permettre une mesure absolue de leurs masses. Néanmoins il postule que les neutrinos sont des particules de Majorana, et explique la faible masse des neutrinos connus par la présence de neutrinos extrêmement massifs. Aucune de ces deux hypothèses n'a pu être validée expérimentalement pour l'instant.

De nombreuses expériences cherchent à observer la double désintégration bêta sans neutrinos. Son observation montrerait que les neutrinos sont bien des particules de Majorana, ce qui constituerait un argument fort en faveur du mécanisme de seesaw. Cette désintégration n'a pour l'instant pas été observée de façon indiscutable, mais l'effort de recherche conséquent actuellement mis en oeuvre pourrait permettre de trancher dans un futur pas si lointain.

## Chapitre 2

# Le phénomène d'oscillation quantique de saveur

Ce phénomène a été suggéré par Pontecorvo en 1957, en s'inspirant de ce qui avait été observé pour les kaons neutres. Cette théorie prédit que si les neutrinos ont une masse, ils peuvent changer de saveur au cours de leur propagation. L'origine de ce changement de saveur est l'existence d'une matrice de mélange, qui traduit le fait que les opérateurs interaction faible et propagation d'une particule isolée ne commutent pas.

### 2.1 Théorie de l'oscillation quantique des neutrinos

#### Etats propres et matrice de mélange

Les états propres de saveur des neutrinos sont définis comme les états dans lesquels ils sont produits par l'interaction faible :

$$\text{Particules initiales} \rightarrow l_\alpha^+ + \nu_\alpha + \dots$$

$l_\alpha^+$  est le lepton de la génération  $\alpha$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ).

Nous obtenons ainsi une base d'états propres de saveur ( $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ ).

Nous allons maintenant supposer que les neutrinos sont des particules massives. Il existe alors des états propres de masse  $|\nu_i\rangle$ , qui forment une base. Un état propre de saveur peut être décomposé dans cette base :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.1)$$

La matrice  $U$  est appelée *matrice de mélange leptonique* ou matrice PMNS pour Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata. Les états propres lors de la propagation sont les états propres de masse. Il peut alors y avoir des oscillations de saveur par interférence quantique si les états propres de saveurs ne sont pas équivalents aux états propres de masse ( $U_{\alpha i}^* \neq \delta_{\alpha i}$ ).

#### Probabilité d'oscillation

Les états propres de masse  $|\nu_i\rangle$  seront modélisés par des ondes planes, ils obéissent donc à l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i(t)\rangle$$

Ce qui permet de connaître l'évolution temporelle d'un état propre de saveur :

$$\begin{aligned} |\nu_i(t)\rangle &= e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \\ |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \end{aligned}$$

Nous utilisons ensuite le fait que U est unitaire pour inverser l'équation 2.1

$$|\nu_i\rangle = \sum_\beta U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle$$

Obtenant ainsi :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_\beta \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle$$

Ce qui permet d'obtenir la probabilité qu'un neutrino produit avec la saveur  $\alpha$  soit observé avec la saveur  $\beta$  à un instant t :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, t) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, t) &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \end{aligned}$$

Nous allons maintenant chercher à relier cette formule aux paramètres physiques mesurables.

**Terme de phase** Nous allons supposer que les différents états propres de masse ont été produits avec la même impulsion ('equal momentum assumption'),  $\|\vec{p}\| = E$ . Sachant que les neutrinos sont des particules légères, nous allons également supposer que  $m_\nu \ll E$  Alors :

$$\begin{aligned} E_i^2 &= p_i^2 + m_i^2 = E^2 + m_i^2 \\ E_i &= \sqrt{E^2 + m_i^2} \\ E_i &\approx E + \frac{m_i^2}{2E} \end{aligned}$$

La différence d'énergie peut donc être approximée par :

$$E_i - E_j \approx \frac{m_i^2 - m_j^2}{2E} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$$

Nous faisons de plus l'hypothèse que les neutrinos produits sont ultra-relativistes. Si  $c=1$ , cela donne :

$$L \approx T$$

où T est le temps de propagation et L la distance parcourue par le neutrino. L'expression de la probabilité devient :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L, E) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right)$$

La formule dépend maintenant des caractéristiques de la matrice de mélange ( $\Delta m_{ij}, U_{\alpha i}$ ) et de l'expérience considérée ( $L/E$ ).

Le calcul permet ensuite d'arriver à la formule standard pour la probabilité d'oscillation. Le détail du calcul est présenté dans l'annexe A.

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_i \sum_{j,j < i} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E}\right) \\ &+ 2 \sum_i \sum_{j,j < i} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(2.54 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E}\right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

## Symétrie CP

L'étude de l'oscillation des neutrinos pourrait permettre de détecter des violations de la symétrie CP (matière-antimatière). En effet, en supposant que la symétrie CPT est vérifiée (comme c'est le cas en théorie quantique des champs), la probabilité qu'un neutrino produit avec la saveur  $\alpha$  soit détecté avec la saveur  $\beta$  est égale à la probabilité qu'un anti-neutrino produit avec la saveur  $\beta$  soit détecté avec la saveur  $\alpha$  :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)$$

Nous pouvons voir dans l'équation (2.2) que la probabilité d'une oscillation  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$  calculée avec la matrice  $U$  est la même que la probabilité d'une oscillation  $\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha$  calculée avec le complexe conjugué de  $U$  ( $U^*$ ).

Alors, si la matrice  $U$  est réelle :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$$

Il ne peut y avoir de symétrie CP que si  $U = U^*$ . Si les deux probabilités  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  et  $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$  ne sont pas égales, une violation de la symétrie CP aura été observée .

## Validité des hypothèses

Nous avons fait trois hypothèses pour établir la formule (2.2) :

- Les neutrinos sont produits dans des états propres de saveur
- Les états propres de masse ont été produits avec la même impulsion
- Les neutrinos produits sont ultra-relativistes

La validité de ces hypothèses est étudiée dans [30]. L'auteur explique que la première et la troisième hypothèses peuvent être utilisées sans problèmes dans le cadre des expériences d'oscillation. La deuxième hypothèse n'est en revanche pas toujours valable. Il démontre cependant qu'elle n'est pas nécessaire : le modèle de l'onde plane utilisé ici peut être remplacé par un modèle de paquets d'onde, et le résultat obtenu demeure identique. Cela se traduit néanmoins par des calculs plus compliqués, nous allons donc conserver ici le modèle de l'onde plane.

En conclusion, la formule (2.2) pourra être utilisée pour décrire les expériences d'oscillation de neutrinos.

## 2.2 Nombre de saveurs considérées

Le formalisme présenté ici peut être utilisé dans différents cadres, selon le nombre de saveurs de neutrinos prises en compte. Le nombre de paramètres et la complexité des formules augmentent avec le nombre de saveurs considérées, il est donc plus aisé de travailler avec le moins de saveurs possible.

### Oscillations à deux saveurs

Ce fut le premier modèle étudié, et également le plus simple. Il correspond néanmoins à un certain nombre d'expériences d'oscillations comme nous le verrons plus tard. Lorsqu'il n'y a que deux saveurs considérées, la matrice  $U$  est une matrice  $2 \times 2$ . A une phase près qui n'a pas d'incidence sur les probabilités d'oscillations, elle peut être choisie comme étant une matrice de rotation :

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

Le paramètre  $\theta$  est appelé *angle de mélange*. Il n'y a de plus qu'une seule différence de masses carrées  $\Delta m^2$ , il y a donc deux paramètres dans ce modèle.

Nous allons chercher à calculer deux probabilités :

- La probabilité d'apparition  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ , avec  $\alpha \neq \beta$
- La probabilité de disparition<sup>1</sup>  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$

En appliquant la formule (2.2) à la matrice U qui vient d'être définie, ces probabilités valent :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = -4 \sin \theta \cos \theta (-\sin \theta) \cos \theta \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right)$$

et :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right)$$

Dans cette formule, L est en kilomètres, l'énergie E en GeV et les masses en eV.

Nous obtenons bien  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) + P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 1$ , le neutrino devant être détecté dans l'une des deux saveurs existantes dans ce modèle.

## Oscillations à trois saveurs

Expérimentalement, trois saveurs de neutrinos ont été détectées. Il semble donc qu'il faille considérer un modèle avec trois saveurs pour étudier les expériences d'oscillations.

### La matrice de mélange U

Dans ce cadre, la matrice de mélange peut être décomposée en :

$$U = U' M$$

M est une matrice diagonale contenant uniquement des phases. Cette matrice n'existe que si les neutrinos sont des particules de Majorana.

U est une matrice  $3 \times 3$  unitaire, elle contient donc six phases indépendantes [6]. Trois de ces phases sont les angles de mélange  $\theta_{ij}$ . Il reste alors trois phases indépendantes. Si les neutrinos sont des particules de Dirac, une redéfinition des champs permet de réduire le nombre de ces phases à une seule, la phase de violation de CP  $\delta$ . Cela n'est par contre pas possible si les neutrinos sont des particules de Majorana [7]. Il y a dans ce cas deux phases supplémentaires,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ , qui sont placées dans la matrice M :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix}$$

Ces phases n'ont aucun impact sur les probabilités d'oscillation, c'est pourquoi nous allons les négliger dans la suite de cette partie. Par contre elles peuvent permettre une violation de CP dans certains processus, et ont un impact sur la vitesse de certains autres, comme la double désintégration bêta sans neutrinos.

Seule la partie U' a une influence sur les probabilités d'oscillations, nous allons donc nous concentrer sur celle-ci. Elle peut être prise comme étant le produit de 3 rotations avec une phase :

$$U' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

---

1. Cette probabilité représente plutôt la probabilité de survie, la probabilité de disparition serait  $1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$

En utilisant les notations  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ .

Les  $\theta_{ij}$  sont appelés *angles de mélange* comme dans le cas précédent.

Nous pouvons remarquer que la matrice ne contient que 4 paramètres, comme expliqué dans la discussion précédente. Ce modèle comporte plus de paramètres que le précédent. Il y a en effet six paramètres indépendants :

- les 3 angles de mélange  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\theta_{23}$
- deux <sup>2</sup> différences de masse carrée  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\Delta m_{31}^2$
- la phase  $\delta$ . C'est le seul terme non réel de U, elle pourrait donc expliquer les différences de probabilité d'oscillation pour les neutrinos et les anti-neutrinos mentionnées dans la partie sur la symétrie CP. Pour cette raison elle est appelée phase de violation CP.

En effectuant les produits matriciels et en négligeant M, nous obtenons :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}$$

### Quasi oscillations à deux saveurs

Le formalisme précédent étant assez compliqué, nous allons chercher à le simplifier pour se rapprocher du cas à deux saveurs. Cela peut être fait dans deux situations.

Dans certains cas, il n'y a que deux saveurs qui interagissent effectivement. C'est par exemple le cas dans le soleil, où les deux saveurs qui oscillent sont  $\nu_e$  et  $\nu_x$  où  $\nu_x$  est une combinaison linéaire de  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  [29]. L'autre cas est lorsque l'un des deux écarts de masse est très supérieur à l'autre : nous pouvons alors considérer que deux neutrinos ont quasiment la même masse et que le dernier a une masse différente, ce qui permet de faire l'approximation :

$$|\Delta m_{12}^2| \ll |\Delta m_{13}^2|, |\Delta m_{32}^2| \equiv \Delta m^2$$

Le nombre de paramètres peut être fortement réduit dans ce cas [8]. Tout d'abord il n'y a plus qu'une seule différence de masses carrées à considérer. Ensuite les états  $|\nu_1\rangle$  et  $|\nu_2\rangle$  forment un doublet dégénéré et une rotation sur ces états permet d'arriver à  $\theta_{12} \approx 0$ . Enfin la phase  $\delta$  peut être prise égale à zéro. Nous obtenons alors la matrice de mélange suivante :

$$U = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ -s_{13}s_{23} & c_{23} & c_{13}s_{23} \\ -s_{13}c_{23} & -s_{23} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}$$

Nous pouvons alors calculer les probabilités d'apparition et de disparition à l'aide de la formule (2.2) et de cette forme de la matrice U. Le calcul est présenté en annexe B, et conduit à :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 4|U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right)$$

et :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right)$$

En posant respectivement :

- $\sin^2(2\theta) = 4|U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3}|^2$
- $\sin^2(2\theta) = 4|U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2)$

nous retrouvons alors les formules obtenues dans le cadre des oscillations à deux saveurs de neutrinos. Dès lors si l'hypothèse sur les écarts de masse fonctionne (et cela semble être le cas [9]), les expériences d'oscillations de neutrinos peuvent être étudiées dans le formalisme des oscillations à deux saveurs. Les formules utilisées dans le cas de T2K seront présentées dans la présentation de l'expérience, au chapitre 4.

Cette hypothèse est faite en termes de valeurs absolues. Deux scénarios sont donc possibles :  $m_{1,2} < m_3$  et  $m_{1,2} > m_3$ . Ces deux possibilités sont connues sous le nom de hiérarchies de masse normale et inversée respectivement. Pour trancher entre les deux, il faudrait déterminer expérimentalement le signe de  $\Delta m_{13}$  ou de  $\Delta m_{23}$ .

---

2. La troisième est fixée par  $\Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{13}^2 = 0$

## Neutrinos stériles

Nous pourrions supposer qu'il existe plus que trois états propres de masse pour le neutrino. Cela permettrait alors de créer une combinaison linéaire de ces états propres qui soit linéairement indépendante des trois saveurs de neutrinos connues  $|\nu_e\rangle$ ,  $|\nu_\mu\rangle$  et  $|\nu_\tau\rangle$ .

Les résultats expérimentaux montrent que l'interaction faible ne produit que trois saveurs de neutrinos. Cette nouvelle saveur n'aurait donc pas de partenaire du type lepton chargé, et n'interagirait pas avec les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ . Pour ces raisons, elle a été baptisée *neutrino stérile*. Si il devait y avoir  $n_s$  saveurs de neutrinos stériles, la matrice  $U$  deviendrait une matrice  $(3 + n_s) \times (3 + n_s)$ , et le nombre de paramètres augmenterait alors de façon conséquente.

En l'absence de résultats expérimentaux prouvant l'existence de tels neutrinos stériles, nous allons considérer qu'il n'y a pas de neutrinos stériles, et conserver le cadre des oscillations à trois saveurs.

## 2.3 Propagation des neutrinos dans la matière

Nous avons pour l'instant étudié les oscillations de neutrinos dans le vide. Néanmoins un certain nombre d'expériences (dont T2K) étudient les oscillations de neutrinos se propageant dans la matière. Il faut donc étudier l'influence de la matière sur les probabilités d'oscillation. Nous allons considérer [10] que l'influence de la matière doit être prise en compte si le parcours des neutrinos dans la matière dépasse les 100 km pour des énergies de l'ordre du GeV, ce qui est le cas de T2K.

### Evolution temporelle et hamiltonien

Comme précédemment les  $|\nu_i\rangle$  seront décrits par des ondes planes et suivent donc l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\nu_i(t)\rangle = H|\nu_i(t)\rangle$$

La résolution de cette équation était triviale dans le vide, l'hamiltonien étant diagonal dans la base des états propres de masse  $|\nu_i\rangle$ . Dans la matière par contre, il faut prendre en compte les interactions entre les neutrinos et les particules présentes dans la matière. La saveur  $\nu_\alpha$  peut en effet interagir avec les fermions  $l_\alpha^\pm$  par l'intermédiaire de l'interaction faible. Il nous faut donc changer de base pour la base des états propres de saveur  $|\nu_\alpha\rangle$ . Nous allons décomposer l'hamiltonien en

$$H = H_V + H_M$$

où la partie  $H_V$  représente l'hamiltonien dans le vide, et est diagonale dans la base des états propres de masse. Dans la base des états propres de saveur, elle devient :

$$H_V = U \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix} U^\dagger$$

Dans la matière ordinaire, et dans la gamme d'énergie qui nous intéresse,  $\nu_\alpha$  ne peut interagir que avec  $l_\alpha^\pm$  par l'intermédiaire de la diffusion par courant chargé  $\nu_\alpha + l_\alpha^- \rightarrow \nu_\alpha + l_\alpha^-$  [11]. Cet effet peut être modélisé en prenant un potentiel moyen

$$V = \sqrt{2}G_F n_\alpha$$

où :

$G_F$  est la constante de Fermi,  $G_F = 1.17 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$

$n_\alpha$  est la densité de  $l_\alpha$ .

La matière ordinaire est constituée d'électrons, et pas de  $\tau$  ou de muons. La partie matière de l'hamiltonien peut donc être prise de la forme :



$$H_M = \sqrt{2}G_F n_e \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Il est possible de considérer la densité d'électrons comme constante si la distance parcourue est inférieure à 1000 km [10], ce qui est le cas pour T2K.

L'hamiltonien obtenu n'est donc pas diagonal, et il faut résoudre cette équation pour  $|\nu_i\rangle$ . La résolution est complexe [12], nous nous contenterons de citer les résultats qui nous intéressent.

## La résonance MSW

Si la densité de matière peut être considérée comme constante, la formule standard (2.2) peut être utilisée en remplaçant les paramètres par des paramètres effectifs :

$$\begin{aligned} U_{\alpha i} &\rightarrow \tilde{U}_{\alpha i} \\ \theta_{ij} &\rightarrow \tilde{\theta}_{ij} \\ \Delta m_{ij}^2 &\rightarrow \Delta \tilde{m}_{ij}^2 \end{aligned}$$

Nous allons prendre l'exemple de l'expérience Super-Kamiokande, qui étudie entre autre les oscillations de  $\nu_\mu$  atmosphériques en  $\nu_e$ . Les neutrinos se propagent à travers la Terre (modélisée par une succession de couches de matière de densité constante) avant d'arriver au détecteur. Dans le modèle des quasi oscillations à deux saveurs présenté précédemment, la probabilité d'oscillation devient [13] :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\tilde{\theta}_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta \tilde{m}^2 \frac{L}{E} \right)$$

où l'angle de mélange effectif  $\tilde{\theta}_{13}$  est défini par :

$$\sin^2 2\tilde{\theta}_{13} = \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{(\cos 2\theta_{13} - \frac{A_{CC}}{\Delta m^2})^2 + \sin^2 2\theta_{13}}$$

Avec :  $A_{CC} = 2\sqrt{2}G_F n_e p$  (potentiel moyen pour la matière, comme défini précédemment)  
 $p$  est l'impulsion du neutrino.

$A_{CC}$  est positif pour les neutrinos et négatif pour les anti-neutrinos. Il y a donc, pour les neutrinos dans la hiérarchie de masse normale ( $A_{CC} > 0$  et  $\Delta m^2 > 0$ ), et pour les anti-neutrinos dans la hiérarchie de masse inversée ( $A_{CC} < 0$  et  $\Delta m^2 < 0$ ), une valeur particulière de l'impulsion  $p$  qui annule le terme  $(\cos 2\theta_{13} - A_{CC}/\Delta m^2)^2$ , ce qui entraîne  $\sin^2 2\tilde{\theta}_{13} = 1$ , et donc une augmentation de la probabilité d'oscillation.

Cette augmentation de la probabilité d'oscillation due à la matière porte le nom de résonance Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW). Les données de la collaboration Super-Kamiokande indiquent que cette résonance se produit dans la zone  $p \sim 3 - 10\text{GeV}$  pour les neutrinos atmosphériques [13].

## 2.4 Les expériences d'oscillations de neutrinos

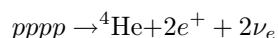
Un nombre conséquent d'expériences étudient le phénomène d'oscillation quantique des neutrinos depuis quarante ans. Leur but fut d'abord de confirmer expérimentalement l'existence du phénomène (prouvant ainsi que les neutrinos sont des particules massives), puis de mesurer les paramètres de la matrice de mélange et les écarts de masse.

### Les différentes sources de neutrinos utilisées

Les expériences étudient différents paramètres selon la source de neutrinos qu'elles utilisent. Nous pouvons donc classer les expériences en fonction de leur source de neutrinos.

## Les neutrinos solaires

Ces expériences étudient les neutrinos produits par les réactions nucléaires ayant lieu à l'intérieur du soleil, selon l'équation :



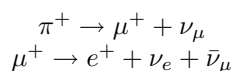
La gamme d'énergie de ces neutrinos va de quelques keV à environ 20 MeV.

Elles étudient les oscillations  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$  et permettent de déterminer les paramètres  $\theta_{12}$  et  $\Delta m_{12}^2$ . Ces paramètres sont parfois notés  $\theta_\odot$  et  $\Delta m_\odot^2$  pour cette raison.

Quelques expériences entrant dans cette catégorie sont Homestake (la première expérience d'oscillations de neutrinos), GNO, SAGE, Super-Kamiokande et SNO.

## Les neutrinos atmosphériques

Ces neutrinos sont créés dans l'atmosphère, où les rayons cosmiques entrent en collision avec des noyaux produisant ainsi des cascades de particules. Les neutrinos sont principalement produits dans les réactions suivantes :



Leur énergie varie entre 100 MeV et une centaine de GeV, et ils permettent d'étudier les paramètres  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{32}^2$ , qui sont donc parfois appelés  $\theta_{atm}$  et  $\Delta m_{atm}^2$ .

Les expériences Super Kamiokande, IMB, MACRO, Soudan II et Kamiokande II entrent dans cette catégorie.

## Les neutrinos provenant de réacteurs

Les réacteurs nucléaires produisent des anti-neutrinos électroniques. Ils permettent de déterminer les paramètres  $\theta_{12}$  et  $\Delta m_{12}^2$ , en étudiant les oscillations  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ .

Les anti-neutrinos ont ici une énergie de l'ordre du MeV. L'expérience la plus célèbre de cette catégorie est KamLAND, qui a étudié les oscillations des anti-neutrinos produit dans les centrales nucléaires japonaises. Entrent également dans cette catégorie les expériences qui cherchent à mesurer  $\theta_{13}$  telles que CHOOZ, et trois expériences en cours de construction ou démarrage : double-CHOOZ, RENO et Daya Bay .

## Les neutrinos produits par un faisceau

Un faisceau de neutrinos peut être produit à partir d'un accélérateur de particules (cf partie 2, l'expérience T2K, pour plus de détails). Cela permet une meilleure connaissance du flux de neutrinos incidents, de leur énergie ainsi que de la distance parcourue (paramètres L et E dans la formule de probabilité d'oscillation).

Parmi les expérience de cette catégorie, on trouve MINOS, K2K, LSND, MiniBooNE, NO $\nu$ A, OPERA et bien entendu T2K.

## Mise en évidence expérimentale du phénomène d'oscillation quantique des neutrinos

Deux études principales ont prouvé expérimentalement l'existence de ce phénomène.

## Le problème des neutrinos solaires

D'après les modèles solaires, le soleil produit des  $\nu_e$ , mais dans des quantités plus importantes que ce qui est détecté sur Terre. C'est ce qui fut appelé *le problème des neutrinos solaires*. Une explication possible fut que les  $\nu_e$  oscillaient en d'autres saveurs à l'intérieur du soleil. Le soleil étant un milieu de densité variable, le modèle qui décrit ces oscillations est le modèle de résonance MSW à grand angle de mélange.

Cette hypothèse fut validée par l'expérience SNO. Cette expérience a comparé les flux des différentes saveurs de neutrinos provenant du soleil. Ils sont arrivés à [14] :

$$\frac{\Phi(\nu_e)}{\Phi(\nu_e) + \Phi(\nu_{\mu,\tau})} = 0.340 \pm 0.023^{+0.029}_{-0.031}$$

Les flux de  $\nu_{\mu}$  et  $\nu_{\tau}$  sont donc non nuls. D'après les modèles solaires, ils n'ont pas pu être produits par les réactions nucléaires à l'intérieur du soleil. De plus, le flux total de neutrinos (toutes les saveurs) correspond aux prédictions des modèles solaires. Ceci constitue donc un résultat expérimental fortement en faveur de l'oscillation des neutrinos : le nombre de  $\nu_e$  produits dans le soleil est conforme aux prédictions des modèles solaires, mais une partie d'entre eux a oscillé en d'autres saveurs au cours de leur trajet vers la Terre.

## Etude des neutrinos atmosphériques

La production de neutrinos atmosphériques est considérée comme ayant une symétrie sphérique autour de la Terre. En l'absence d'oscillations, et pour une saveur donnée, les flux de neutrinos ascendant et descendant arrivant sur un détecteur donné doivent être égaux (la probabilité d'interaction des neutrinos dans la matière étant faible, l'impact de la traversée de la Terre sur le flux de neutrinos peut être négligé).

Si par contre les neutrinos oscillent, ce n'est plus le cas. Nous pouvons raisonnablement faire l'hypothèse que le détecteur n'est pas situé au centre de la Terre, et donc les neutrinos ascendants et descendants n'auront pas parcouru la même distance entre leur création et leur détection. Cela donne un  $L$  différent dans la formule (2.2), et donc des probabilités d'être détectés dans une saveur particulière différentes pour ces deux catégories de neutrinos.

C'est ce que l'expérience Super Kamiokande a étudié, en comparant les flux de  $\nu_{\mu}$  allant vers le haut et vers le bas. Ils ont trouvé que pour un angle zénithal  $\theta_Z$  tel que  $\cos \theta_Z \geq 0.3$ ,  $\Phi(\nu_{\mu}, \theta_Z) \approx 2\Phi(\nu_{\mu}, \pi - \theta_Z)$  [29], comme nous pouvons le constater sur la figure 2.1.

L'expérience sur faisceau MINOS a apporté une confirmation de ce résultat. En extrapolant les résultats

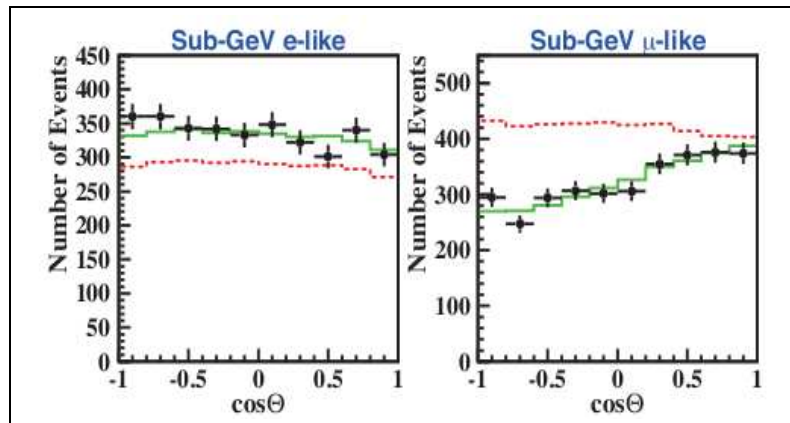


FIGURE 2.1 – Nombre d'événements observés par Super-Kamiokande pour les neutrinos atmosphériques. A gauche les événements de type neutrino électronique, et de type muonique à droite. La ligne rouge représente les prédictions du Monte Carlo sans oscillations, la ligne verte celles avec oscillations (paramètres donnant les meilleurs résultats).

de leur détecteur proche, ils s'attendaient à observer  $336 \pm 14.4$  au niveau du détecteur lointain. Ils n'en ont observé que 215, ce qui semble confirmer la disparition des  $\nu_\mu$  au cours de leur propagation.

## Valeur des paramètres

Les expériences d'oscillations de neutrinos ont permis d'obtenir les mesures suivantes pour les paramètres de la matrice de mélange [10] :

Paramètres	Valeur
$\sin^2 \theta_{12}$ ( $\theta_\odot$ )	$0.318^{+0.019}_{-0.016}$
$\sin^2 \theta_{13}$	$< 0.031$
$\sin^2 \theta_{23}$ ( $\theta_{atm}$ )	$0.50^{+0.07}_{-0.06}$
$\Delta m_{21}^2$ ( $\Delta m_\odot^2$ )	$7.59^{+0.23}_{-0.18} \times 10^{-5} \text{eV}^2$
$ \Delta m_{31}^2  \approx  \Delta m_{32}^2  ( \Delta m_{atm}^2 )$	$2.4^{+0.12}_{-0.11} \times 10^{-3} \text{eV}^2$

## Conclusion

Les expériences sur les oscillations de neutrinos ont prouvé que les neutrinos avaient une masse. Plus précisément, puisque les différences de masses carrées sont non nulles, deux états propres de masse au moins ont une masse non nulle, et il n'y a pas de raisons particulières pour lesquelles la dernière masse devrait être nulle. Cela montre également que les saveurs de neutrinos dans lesquelles les neutrinos sont produits par l'interaction faible, ne sont pas les états fondamentaux qui sont les états propres de propagation.

Les paramètres de la matrice de mélange commencent à être connus. Néanmoins il n'y a à l'heure actuelle qu'une limite supérieure sur la valeur de  $\theta_{13}$ . Comme il ne peut y avoir une phase de violation de CP  $\delta$  que si les trois angles sont non nuls, il semble primordial de vérifier si  $\theta_{13}$  est non nul.

Nous pouvons également constater que  $\Delta m_{31}^2$  est supérieur de deux ordres de grandeur à  $\Delta m_{21}^2$ , ce qui justifie l'hypothèse des quasi oscillations à deux saveurs, à savoir que l'un des écarts de masse est négligeable devant l'autre.

Les expériences sur les oscillations de neutrinos permettent de déterminer les écarts de masses carrées  $\Delta m_{ij}^2$ , mais ne sont pas sensibles aux masses absolues des neutrinos. Il faudra d'autres expériences pour les déterminer. Une possibilité vient de certains modèles de masse pour le neutrino. En effet, nous savons maintenant que le neutrino a une masse, et les spécificités de cette particule lui permettent d'avoir un terme de masse inédit, le terme de masse de Majorana.



Deuxième partie

L'expérience T2K

# Chapitre 3

## Contexte et objectifs

### 3.1 La situation avant T2K

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, les paramètres de la matrice de mélange décrivant l'oscillation quantique des neutrinos commencent à être bien connus. Néanmoins, ils le sont avec une précision inégale. En particulier, l'incertitude sur les paramètres atmosphériques est grande, et il n'y a au moment de l'écriture de cette thèse qu'une limite supérieure sur la valeur de  $\theta_{13}$ . Ces paramètres peuvent être mesurés par une expérience d'oscillation utilisant des neutrinos muoniques produits par accélérateur. Une particularité de T2K est qu'il s'agit d'une expérience d'apparition : la plupart des précédentes expériences d'oscillation mesuraient la disparition de neutrinos d'une certaine saveur, alors que T2K va chercher l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques.

### 3.2 Objectifs de l'expérience

L'expérience T2K, *Tokai to Kamioka*, est une expérience d'oscillation à base longue utilisant un accélérateur de particules pour remplir trois objectifs principaux.

#### a) Mesure de $\theta_{13}$

Il s'agit de l'objectif principal de l'expérience T2K.  $\theta_{13}$  est le seul angle de mélange qui n'a pas été mesuré expérimentalement comme non nul. Sa mesure est importante, car une violation de symétrie CP dans le phénomène d'oscillation quantique des neutrinos n'est possible que si les trois angles de mélange sont non nuls.

Cet angle peut être mesuré en étudiant soit les oscillations de neutrinos muoniques produits par un accélérateur, soit celles des anti-neutrinos électroniques produits par un réacteur nucléaire. Un effort expérimental important est en cours pour le mesurer, en utilisant des accélérateurs ou des réacteurs comme source de neutrinos. La sensibilité de ces expériences est détaillée dans la figure 3.1 [10]. Les expériences RENO, Dayabay et *No $\nu$ a* sont des projets actuellement en construction, alors que T2K et Double CHOOZ avaient déjà commencé la prise de données au moment de la rédaction de cette thèse.

#### Mesure de $\theta_{13}$ dans une expérience avec accélérateur

$\theta_{13}$  peut être mesuré en étudiant l'oscillation d'un faisceau de neutrinos muoniques en neutrinos électroniques. Il s'agit bien d'une expérience d'apparition : les neutrinos vont être détectés dans une saveur différente de celle dans laquelle ils ont été produits.

En négligeant les effets de la matière, le terme principal décrivant ces oscillations est obtenu à partir des formules présentées au chapitre 2 :

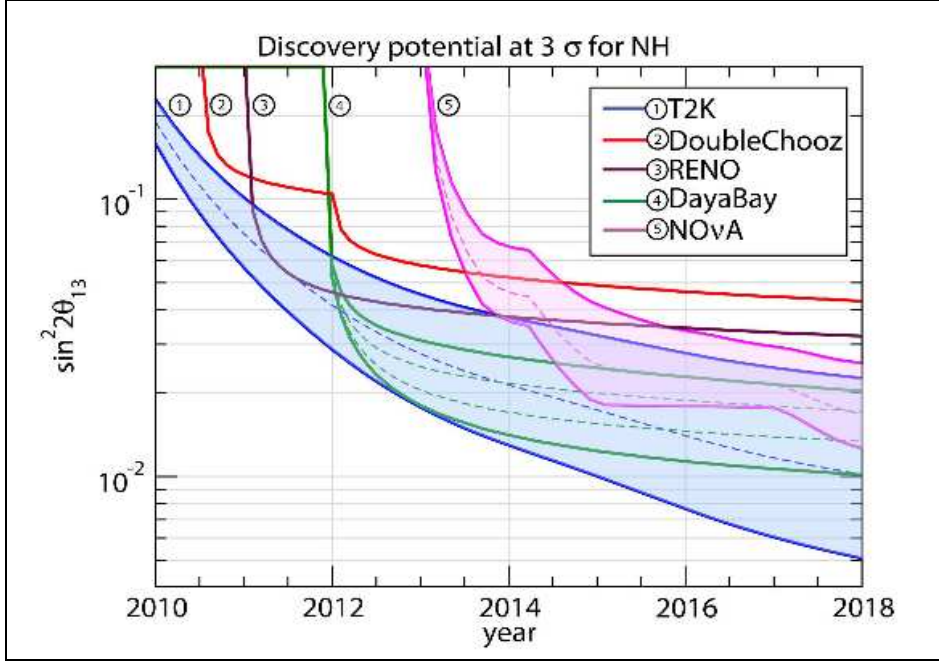


FIGURE 3.1 – Potentiel de découverte à  $3\sigma$  des principales expériences mesurant  $\theta_{13}$ , dans le cas d'une hiérarchie de masse normale. La largeur de la bande dans les cas de T2K et NO $\nu$ A provient de l'influence de  $\delta$ .

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx 4 \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{13}^2 \frac{L}{E} \right)$$

Puis en utilisant la formule  $2 \sin \theta \cos \theta = \sin 2\theta$ , nous obtenons :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{13}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (3.1)$$

La connaissance de  $\sin^2 2\theta_{23}$  permet ainsi de mesurer  $\theta_{13}$  et  $\Delta m_{13}^2$ . Cette détermination est beaucoup plus compliquée dans les faits : les interactions dans la matière ne peuvent pas être totalement négligées pour une expérience à base longue (comme expliqué au chapitre 2), et les termes d'ordres supérieurs dans la probabilité d'oscillation font intervenir l'ensemble des 6 paramètres décrivant les oscillations de neutrinos [10]. Il est nécessaire de tenir compte de ces termes pour une mesure précise de  $\theta_{13}$ .

### Sensibilité visée par T2K

La première phase de l'expérience est prévue pour accumuler des données équivalentes à 5 ans de prises de données avec un faisceau d'intensité 750MW, soit  $5.10^{21}$  protons sur cible. Dans ce cas, et si les erreurs systématiques peuvent être maintenues inférieures à 10%, la sensibilité obtenue à 90% C.L est :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 6.10^{-3} \text{ soit } \theta_{13} = 2.2^\circ$$

La sensibilité dépend évidemment de la valeur de  $\Delta m_{13}^2$ , la sensibilité à  $\theta_{13}$  en fonction de la valeur de  $\Delta m_{13}^2$  est présentée en figure 3.2, où une éventuelle violation de symétrie CP n'est pas prise en compte ( $\delta=0$ ).



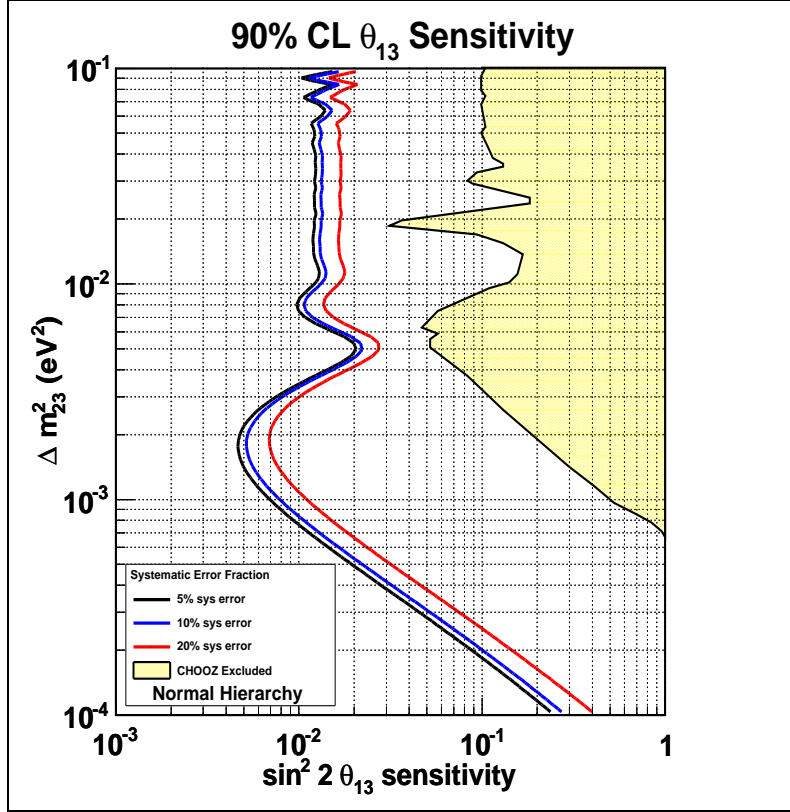


FIGURE 3.2 – Sensibilité de T2K pour  $\theta_{13}$  après 5 ans de fonctionnement [15].

### b) Amélioration de la mesure des paramètres atmosphériques

Les paramètres atmosphériques de la matrice de mélange ont été mesurés, ils ne sont néanmoins pas connus avec la même précision que les paramètres solaires. De plus, comme le montre l'équation 4.1, ces paramètres influent sur la détermination de  $\theta_{13}$ . Une meilleure connaissance de leurs valeurs facilitant donc la mesure de  $\theta_{13}$ , l'expérience T2K va également s'intéresser à leur mesure.

Une expérience avec accélérateur permet de mesurer les paramètres atmosphériques en étudiant la disparition des neutrinos muoniques du faisceau. Si comme précédemment l'influence de la matière et la violation éventuelle de symétrie CP sont négligées, le terme principal dans l'expression de cette probabilité d'oscillations est :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x) \approx 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{23}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (3.2)$$

Le terme  $\cos^4 \theta_{13}$  n'est certes pas connu, néanmoins comme  $\theta_{13}$  est petit ( $\theta_{13} < 11^\circ$ ),  $\cos^4 \theta_{13}$  devrait être très proche de 1. Comme précédemment certaines approximations ont été nécessaires pour arriver à cette formule, et la véritable formule est un peu plus compliquée.

#### Sensibilité visée par T2K

Avec les mêmes hypothèses que précédemment, T2K cherche à déterminer les paramètres atmosphériques avec la précision suivante :

$$\begin{aligned} \delta(\sin 2\theta_{23}) &< 0.01 \\ \delta(|\Delta m_{32}^2|) &< 10^{-4} eV^2 \end{aligned}$$

La sensibilité de T2K pour les paramètres atmosphériques est représentée en figure 3.3.

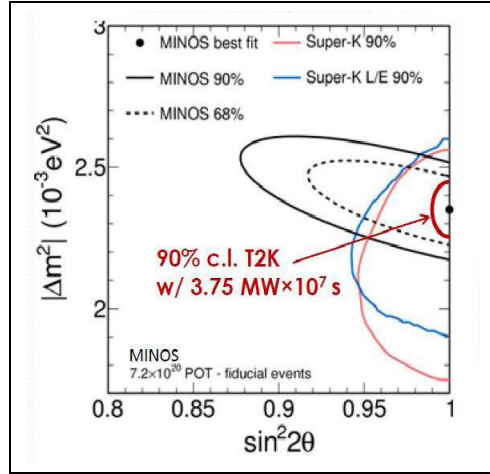


FIGURE 3.3 – Sensibilité de T2K pour les paramètres atmosphériques après 5 ans de fonctionnement, et comparaison avec les résultats des expériences MINOS et Super Kamiokande [16].

Cette sensibilité peut être comparée avec les derniers résultats de l'expérience MINOS [17] :

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{23} &> 0.91 \text{ (90\% CL)} \\ |\Delta m_{32}^2| &= 2.35_{-0.08}^{+0.11} \times 10^{-3} \text{eV}^2 \end{aligned}$$

La précision des deux expériences devraient donc être similaire pour ce qui concerne la différence de masse, mais T2K aura une meilleure précision pour la valeur de l'angle de mélange.

### c) Violation de symétrie CP

Nous avons vu dans la première partie qu'une violation de symétrie CP pourrait être observée en comparant les oscillations des neutrinos et celles des anti-neutrinos. Ce phénomène ne peut être observé que si les trois angles de mélange sont non nuls, et se traduit par la présence d'une phase  $\delta$  dans la matrice de mélange. Dans une expérience avec accélérateur, il est possible de changer le faisceau de neutrinos en un faisceau d'anti-neutrinos relativement facilement. Cela constituera la deuxième phase de l'expérience T2K.

Il est possible de chercher une violation de symétrie CP en étudiant l'apparition de  $\nu_e$  dans un faisceau de  $\nu_\mu$ . Si l'on prend en compte cette fois l'influence de la phase  $\delta$ , l'expression de la probabilité pour cette oscillation contient le terme :

$$-8 \cos^2 \theta_{13} \cos \theta_{12} \cos \theta_{23} \sin \delta \sin \theta_{12} \sin \theta_{13} \sin \theta_{23} \sin \left( \Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right) \sin \left( \Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E} \right) \sin \left( \Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E} \right)$$

Ce terme est impair par rapport à la symétrie CP. Nous avons vu dans la partie 1 que passer des oscillations de neutrinos aux oscillations d'anti-neutrinos revenait à transformer la matrice de mélange en son complexe conjugué, ce qui revient à changer  $\delta$  en  $-\delta$ . Ce terme change donc de signe lors du passage des neutrinos aux anti-neutrinos, permettant ainsi une mesure de  $\delta$ .

Nous pouvons également remarquer que les trois angles de mélange apparaissent sous forme de sinus : ce terme disparaît bien si l'un des angles de mélange est nul (ce qui est toujours possible pour  $\theta_{13}$ ).

Néanmoins, cette mesure est loin d'être aisée : ce terme impair n'est pas le terme principal dans l'expression de la probabilité (qui est toujours donné par l'équation 3.1). De plus il fait intervenir tous les paramètres de la matrice de mélange, une erreur sur ces paramètres entraîne donc aussi une erreur sur la mesure de  $\delta$ . Enfin, ici les effets de la matière n'ont pas été pris en compte. La propagation

dans la matière ajoute des termes supplémentaires dans l'expression de la probabilité d'oscillation, dont certains changent de signe lors du passage des neutrinos aux anti-neutrinos. Il faut donc pouvoir séparer la violation de symétrie CP dans le phénomène d'oscillations de ce qui provient de la propagation dans un milieu matériel.

Il faut donc pour pouvoir mesurer  $\delta$  une expérience très précise avec des erreurs statistiques et systématiques très faibles, tout en conservant une base pas trop longue (moins de 1000 km) pour que les effets de la matière sur la probabilité d'oscillation ne deviennent pas trop compliqués.

## Chapitre 4

# Principe général de l'expérience

L'expérience T2K est une expérience à base longue d'oscillations, utilisant un accélérateur pour produire des neutrinos. Schématiquement, un faisceau de neutrinos muoniques est produit à partir d'un accélérateur : des protons sont accélérés, puis envoyés sur une cible de carbone. Les collisions produisent des particules secondaires (pions, kaons) qui se désintègrent en produisant des neutrinos muoniques. Un faisceau de  $\nu_\mu$  est ainsi produit. Ensuite un ensemble de détecteurs proches situés à 280 mètres de la cible mesure le flux de neutrinos. A partir de cette mesure, il est possible d'extrapoler le flux de neutrinos qui devrait traverser le détecteur lointain, situé à 295 kilomètres de la cible, en l'absence d'oscillations de saveurs. En comparant cette extrapolation au flux de neutrinos effectivement mesuré dans le détecteur lointain, nous pouvons mesurer la proportion de neutrinos qui ont changé de saveur au cours de la propagation, et ainsi en déduire les valeurs des paramètres de la matrice de mélange.

Par rapport aux précédentes expériences d'oscillations utilisant un accélérateur (MINOS, OPERA,...), T2K présente une particularité notable : c'est la première expérience hors-axe.

### 4.1 Expérience hors axe

Dans T2K, le détecteur lointain n'est pas placé sur l'axe du faisceau de neutrinos, mais dans une direction faisant un angle de  $2.5^\circ$  avec ce dernier. Cela peut paraître étrange au premier abord : le flux de neutrinos est plus important sur l'axe du faisceau que dans les autres directions, nous allons donc réduire la statistique en procédant ainsi. Néanmoins ce système présente plusieurs avantages, notamment au niveau de la réduction du bruit de fond.

#### Sélection en énergie

Nous avons vu dans la partie 1 que la probabilité d'oscillations dépendait du rapport *distance parcourue* sur *énergie du neutrino*. Il est souhaitable de choisir ce rapport de façon à maximiser la probabilité de l'oscillation étudiée. Dans le cas de T2K, l'emplacement de l'accélérateur et du détecteur lointain sont fixés, le seul paramètre ajustable est l'énergie des neutrinos.

Une expérience hors axe est un moyen de sélectionner l'énergie moyenne des neutrinos du faisceau. Cela tient à la cinématique des réactions de désintégration produisant les neutrinos. La réaction principale est  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Pour cette désintégration, l'énergie du neutrino produit peut être reliée à l'impulsion du pion par la formule :

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (4.1)$$

Nous pouvons tracer pour différentes valeurs de l'angle hors-axe représenté par  $\theta$  dans l'équation précédente, la valeur de l'énergie du neutrino produit en fonction de l'impulsion du pion se désintégrant (figure

4.1, [18]). Il apparaît qu'au fur et à mesure que l'angle hors-axe augmente, l'énergie du neutrino varie de moins en moins avec l'impulsion du pion. Ainsi, pour un angle hors axe suffisamment important nous obtenons un spectre piqué en énergie, visible sur la figure 4.2.

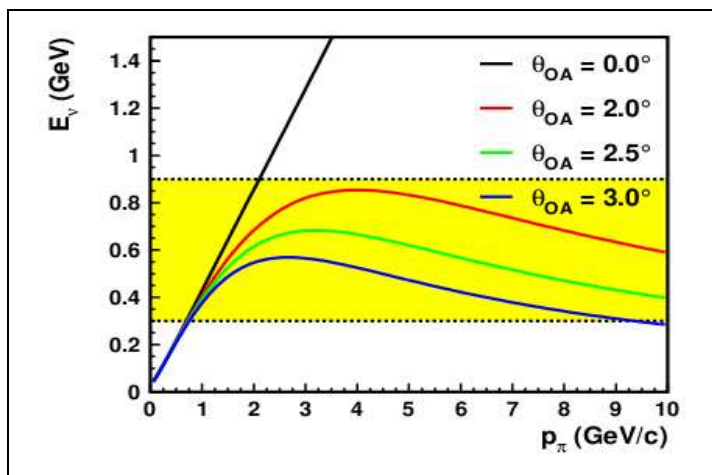


FIGURE 4.1 – Energie du neutrino produit en fonction de l'impulsion du pion pour différents angles hors-axe. En jaune la gamme d'énergie sélectionnée pour un angle hors axe compris entre 2 et 3°.

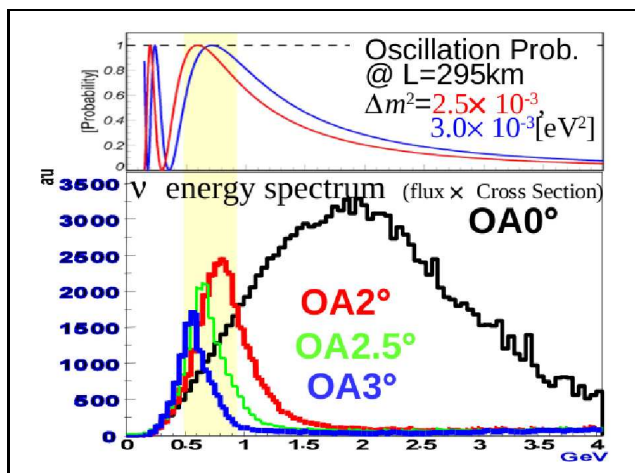


FIGURE 4.2 – Spectre en énergie pour différents angles hors axe. Comparaison avec la probabilité d'oscillations

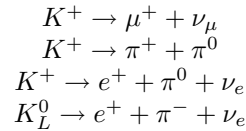
Cette sélection en énergie présente deux avantages principaux. Nous voyons sur la figure 4.2 que le nombre de neutrinos ayant une énergie correspondant au maximum d'oscillation a augmenté, ce qui augmente le signal. Nous pouvons également remarquer que le nombre de neutrinos à haute énergie a grandement diminué. Cela réduit le bruit de fond : en effet les neutrinos de haute énergie peuvent produire par courants neutres des  $\pi^0$  qui constituent un bruit de fond pour la détection des  $\nu_e$ . Ces deux effets améliorent donc le rapport signal sur bruit de l'expérience.

Pour obtenir un bon compromis entre un spectre étroit en énergie et un flux centré au niveau du maximum de la probabilité d'oscillation, T2K a décidé de fonctionner avec un angle hors-axe de 2.5°. Il faut par ailleurs pouvoir mesurer cet angle précisément pour connaître les propriétés du faisceau, c'est dans ce but qu'a été conçu le détecteur INGRID, objet principal de cette thèse.

## Réduction du bruit de fond $\nu_e$

Le but principal de l'expérience est de mesurer  $\theta_{13}$  en observant l'apparition de  $\nu_e$  dans un faisceau de  $\nu_\mu$ . Toute contamination du faisceau en  $\nu_e$  est donc un bruit de fond problématique qui doit être limité autant que possible. Une certaine contamination est inévitable dans une expérience utilisant un faisceau de neutrinos classique produit par désintégration de particules secondaires provenant de la collision de protons sur une cible. Nous avons considéré dans le paragraphe précédent uniquement la désintégration de  $\pi^+$  en  $\nu_\mu$ , mais ce n'est pas la seule réaction qui se produit.

Les collisions de protons sur la cible produisent également des kaons. Ces kaons peuvent se désintégrer selon les réactions suivantes :



Les deux premières désintégrations ne sont pas problématiques : la première donne la même chose que la voie étudiée précédemment, et la seconde produit un  $\pi^+$  qui pourra fournir la désintégration souhaitée.

Les deux dernières par contre produisent des  $\nu_e$ , et sont inévitables dans ce type d'expériences. Néanmoins, pour des raisons de cinématique de désintégration, cette contamination peut être réduite en travaillant hors-axe. Avec un angle de  $2.5^\circ$ , la contamination attendue est de l'ordre de 0.5%, alors qu'elle serait de l'ordre de 1% sur l'axe.

## 4.2 Vue d'ensemble

Nous allons étudier dans les paragraphes suivants les différentes parties de l'expérience, en suivant la séquence de production et de détection des neutrinos. Une description schématique de l'expérience est présentée en figure 4.3.

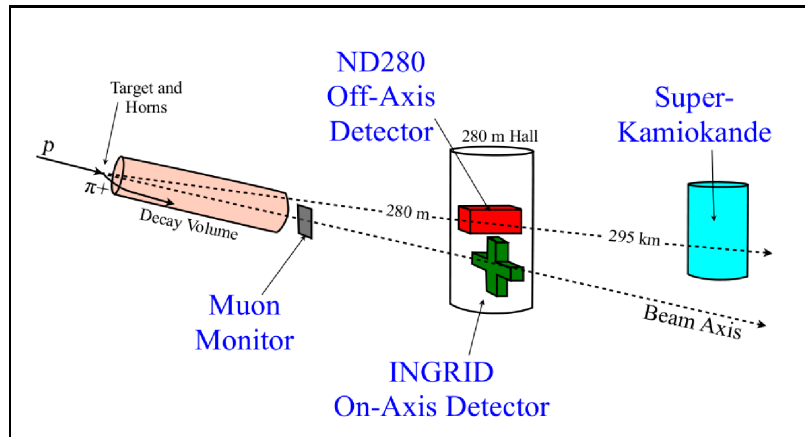


FIGURE 4.3 – Vue d'ensemble de l'expérience T2K [19]

La première étape consiste à accélérer un faisceau de protons. Cela est fait à l'aide d'une séquence de trois accélérateurs à J-PARC, situé sur la côte est du Japon. Ce faisceau est ensuite extrait vers la ligne de faisceau neutrino, qui le conduit vers une cible en graphite. Des collisions avec cette cible naissent des pions et des kaons. Ces particules chargées sont focalisées (ou défocalisées, selon leur charge électrique) par des cornes électromagnétiques vers un tunnel de désintégration. Dans ce tunnel, les particules secondaires

se désintègrent et produisent un faisceau de neutrinos. Un “beam dump” sert à arrêter l’ensemble des hadrons secondaires, pour s’assurer que seuls les neutrinos vont arriver aux détecteurs.

Le faisceau arrive ensuite à un premier ensemble de détecteurs, les détecteurs proches. Ceux-ci sont situés à 280 mètres de la cible, et répartis en deux groupes : sur axe et hors axe. Le détecteur sur axe, baptisé INGRID, a pour but principal de mesurer l’angle hors axe effectif du faisceau de neutrinos, en déterminant précisément la position du centre du faisceau. Les détecteurs hors axe (parfois appelés ND280) sont un ensemble de détecteurs situés dans un aimant. Leurs objectifs sont d’une part de mesurer précisément le flux de neutrinos pour pouvoir extrapoler au détecteur lointain, et d’ autre part de mesurer la contamination intrinsèque du faisceau en  $\nu_e$ .

Finalement, les neutrinos arrivent au détecteur lointain, Super-Kamiokande. Celui-ci est situé à 295 kilomètres de la cible. Il a pour but de mesurer les flux des différentes saveurs de neutrinos du faisceau à cet endroit. Il doit donc permettre une bonne séparation entre les  $\nu_e$  et les  $\nu_\mu$ . Le flux de neutrinos diminuant avec la distance à la cible, il doit également être suffisamment massif pour avoir une bonne statistique. Il mesure également l’énergie des neutrinos.

### 4.3 Erreurs systématiques

L’objectif de T2K est de garder les erreurs systématiques inférieures à l’erreur statistique pour cinq ans de fonctionnement de l’expérience (soit  $5 \times 10^{21}$  protons sur cible). Les sources d’erreurs systématiques sont différentes pour l’apparition des neutrinos électroniques et la disparition des neutrinos muoniques.

Dans le cas de l’apparition des  $\nu_e$ , la principale source d’erreur vient de la soustraction du bruit de fond. Il y a deux bruits de fond principaux : les  $\nu_e$  présents dans le faisceau (leur origine est expliquée dans le chapitre suivant), et les  $\pi^0$  produits par les neutrinos dans le détecteur lointain, dont le signal de détection peut imiter celui d’un  $\nu_e$ . L’erreur systématique pour la soustraction de ce bruit de fond doit rester inférieure à 10%. Les erreurs systématiques principales pour cette analyse sont résumées dans la table 4.1.

Erreur	Maximum autorisé	Sous-systèmes utilisés pour la mesure
Direction du faisceau	1 mrad	INGRID, Muon monitor
Forme du faisceau	10%	ND280, NA61, INGRID
Composante $\nu_e$ intrinsèque du faisceau	10%	ND280, NA61
Section efficace de production des $\pi^0$	10%	ND280

TABLE 4.1 – Erreurs systématiques pour l’apparition des neutrinos électroniques.

Concernant la disparition des  $\nu_\mu$ , les principales sources d’erreurs systématiques proviennent de la connaissance du flux et du spectre des  $\nu_\mu$  qui arrivent au détecteur lointain. Ces systématiques seront principalement étudiées par le groupe de détecteurs proches hors axe, plus de précisions sur ces sujets seront données dans le chapitre les décrivant.

## Chapitre 5

# L'accélérateur de J-PARC

Nous allons nous intéresser ici à la production du faisceau de neutrinos. Celle-ci a lieu au centre de J-Parc, situé à Tokai au Japon. Ce centre, dont la construction a commencé en 2001 est un projet co-géré par KEK et l'agence japonaise pour l'énergie atomique (JAEA). Il dispose d'un ensemble d'accélérateurs, permettant de produire un faisceau de protons qui est ensuite utilisé pour différentes expériences dont T2K. Une vue schématique de l'organisation du site est montrée en figure 5.1. Le premier faisceau de neutrino a été délivré par l'accélérateur en novembre 2009 et détecté par INGRID.

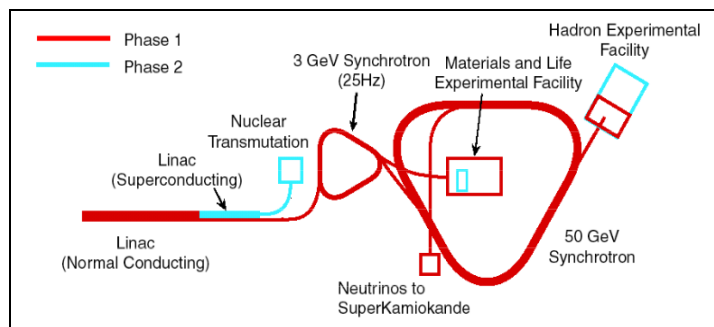


FIGURE 5.1 – Schéma des différentes structures de J-PARC.

### 5.1 La séquence d'accélération

La première opération consiste à accélérer les protons pour obtenir un faisceau de haute intensité. Cela est fait grâce à un ensemble de trois accélérateurs.

#### Les 3 accélérateurs de proton

##### Accélérateur linéaire

La première partie de la séquence d'accélération s'effectue à l'aide d'un accélérateur linéaire. Il est lui-même divisé en deux parties : la première partie est un accélérateur linéaire standard, qui amène les particules jusqu'à une énergie de 400 MeV. La deuxième partie utilise des aimants supraconducteurs pour amener les particules de 400 à 600 MeV. Cet accélérateur aura deux utilisations : une partie du faisceau est injecté dans l'accélérateur suivant (RCS, 3 GeV), l'autre partie va servir pour des expériences de transmutation nucléaire. Les particules injectées dans le RCS ne sont accélérées que jusqu'à 400 MeV, la partie accélérant jusqu'à 600 MeV ne nous intéresse donc pas ici.



A cause d'un surcoût lié à une modification de l'accélérateur suivant, l'énergie du linac est limitée à 181 MeV dans la première phase de l'expérience. Pendant cette période, l'accélérateur fonctionnera avec une fréquence de répétition de 25 Hz, avant de passer à 50 Hz lorsque les expériences de transmutation commenceront.

Le linac est tout d'abord constitué d'une source d'ions  $H^-$ , pour des raisons d'acceptance dans l'accélérateur suivant, il est préférable d'accélérer ces ions plutôt que des protons. Deux sources différentes (avec ou sans césium) peuvent être utilisées, mais dans la première phase seule la source avec césium sera utilisée. Ces ions sont produits avec une énergie de l'ordre de 50 keV. Ils sont ensuite accélérés, tout d'abord à 3 MeV par une cavité à radio fréquence quadrupolaire, puis à 50 MeV par un accélérateur linéaire à tubes à dérive et enfin jusqu'à 181 MeV par un accélérateur linéaire à tubes à dérive séparés. Toutes ces cavités accélératrices fonctionnent avec une fréquence de 324 MHz. Dans une deuxième phase, un ensemble de 21 cavités baptisées Annular-Coupled Structure accélérera les ions jusqu'à 400 MeV.

Le système d'alimentation de toutes ces cavités est complexe : pour pouvoir injecter les ions dans le RCS, l'étalement en impulsion du faisceau ( $\Delta p/p$ ) doit être inférieur à 0.1%, ce qui impose des erreurs très faibles sur les champs accélérateurs, amplitude à 1% et phase à 1° près.

### “Rapid Cycling Synchrotron”

Les ions produits dans le linac sont ensuite transformés en protons par *épluchage* (échange de charges avec des feuilles de carbone) et injectés dans le second accélérateur : le Rapid Cycling Synchrotron (RCS). C'est un synchrotron de 348.3 mètres de circonférence qui accélère les protons de 181 MeV (400 MeV dans la deuxième phase) à 3 GeV, pour ensuite les envoyer soit vers le centre de recherche médical et biologique, soit dans le cas qui nous intéresse vers l'accélérateur suivant, le main ring (MR), à l'aide d'un aimant fonctionnant par impulsion. Il fonctionne avec une fréquence de répétition de 25 Hz.

Pour contrôler la direction et la forme du faisceau, ce synchrotron utilise 24 aimants dipolaires (pour courber la trajectoire) et 60 aimants quadripolaires (pour focaliser le faisceau). Les particules sont accélérées à l'aide de champs électriques à fort gradient (supérieur à 20kV/m) [20]. Il n'est pas possible d'obtenir de tels champs avec des cavités à radio fréquence classique, des cavités à alliage magnétique sont donc utilisées. Ces cavités ont une valeur de saturation par rapport au champs magnétique plus importante que des cavités ordinaires (1.35 T par rapport à 0.28 T), ce qui permet de produire des champs à plus fort gradient. Le RCS utilise 18 de ces cavités, d'une longueur de 1.95 mètres, possédant une fréquence de résonance de 1.7 MHz et pouvant aller jusqu'à un gradient de 23kV/m.

### “Main Ring”

Le Main Ring (MR) est un synchrotron de 50 GeV, d'une circonférence de 1567.5 mètres, composé de trois sections linéaires de 116.1 mètres et de trois sections circulaires de 406.4 mètres. La trajectoire du faisceau est contrôlée par un ensemble d'aimants : 96 aimants dipolaires pour courber la trajectoire ainsi que 216 aimants quadripolaires et 72 aimants sextupolaires pour le focaliser. Ces aimants ne sont pas des aimants supraconducteurs. Les particules sont accélérées avec le même type de cavités que dans le RCS, 6 d'entre elles sont utilisées et produisent un voltage d'accélération de 280 kV [21].

Le faisceau peut ensuite être envoyé vers deux expériences différentes : par extraction lente vers le site des expériences hadroniques, ou par extraction rapide vers la ligne de faisceau neutrino, cas que nous allons maintenant étudier. Dans une première phase, cet accélérateur fonctionnera avec une énergie limitée à 30 GeV.

### Extraction

Dans le cas de T2K, les protons du MR sont extraits vers la ligne de faisceau neutrino par une méthode d'extraction rapide : tout le faisceau est envoyé d'un coup vers la ligne de faisceau neutrinos. Cette opération est effectuée dans l'une des sections linéaires du MR, à l'aide de 5 aimants *kicker*, et d'un ensemble de huit aimants *septum* (4 à fort champs et 4 à faible champs). Ce système permet d'extraire en une fois l'ensemble du faisceau présent dans le MR vers le beam dump ou la ligne de faisceau neutrinos.

La période avec laquelle l'opération peut être répétée est de 2 secondes. L'accélérateur produit ainsi des tirs de protons toutes les 2 secondes, pendant un temps d'environ 5 microsecondes.

## Ligne de faisceau neutrino

La ligne de faisceau primaire a deux objectifs : tout d'abord courber le faisceau pour l'orienter dans la direction du détecteur lointain, puis le focaliser et l'orienter de façon à ce qu'il arrive sur la cible de carbone. Juste avant cette ligne primaire, une première séquence linéaire de 54 mètres et composée de 12 aimants ordinaires et de collimateurs sert à préparer le faisceau.

Ensuite la ligne primaire courbe le faisceau pour le faire tourner de  $80^\circ$  par rapport à la sortie du MR et l'orienter ainsi dans la direction de Super Kamiokande. Cette ligne utilise 28 aimants supraconducteurs à fonction combinée : ce sont à la fois des aimants dipolaires pour courber la trajectoire du faisceau, et des aimants quadripolaires pour le focaliser. Cette section fait 150 mètres de long (le rayon de courbure est de 104.4 mètres).

Enfin la partie *focalisation finale* change la direction du faisceau de  $3.64^\circ$  vers le bas. En effet, de par la courbure de la Terre, le faisceau doit être envoyé vers le sol pour arriver à Super-Kamiokande. Cette partie sert également à focaliser et à centrer le faisceau sur la cible. Ces opérations sont effectuées à l'aide d'aimants conventionnels.

## 5.2 Production des neutrinos

La ligne de faisceau secondaire que nous allons décrire dans cette section sert à la production du faisceau de neutrinos à partir du faisceau primaire de protons.

### La cible

La première étape consiste à produire par collision des protons sur une cible les particules secondaires ( $\pi^+$  et  $K^+$ ) qui se désintégreront ensuite en neutrinos et autres particules. Cette cible est soumise à des contraintes importantes lorsqu'elle est heurtée par un faisceau intense de protons :

- hausse de température importante à cause de la chaleur provenant des réactions
- dommages dûs à la radioactivité
- activation de la cible qui devient radioactive

Le choix du matériau utilisé pour cette cible est donc crucial. Il faut utiliser un matériau de faible numéro atomique (l'élévation de température due aux interactions est approximativement proportionnelle à ce numéro atomique), qui possède des températures de sublimation et fusion suffisamment élevées. Le seul matériau pouvant être utilisé est le carbone graphite.

Une autre contrainte concerne les dimensions : la cible doit être suffisamment large pour contenir tout le faisceau, mais suffisamment étroite pour laisser s'échapper les particules secondaires sans qu'elles réinteragissent dans la cible.

La cible de T2K est faite de graphite, de forme cylindrique, avec un diamètre de 26mm et une longueur de 90cm, ce qui correspond environ à deux longueurs de radiation. La cible est refroidie par de l'hélium gazeux, et placée dans la première corne. Une photo de cette cible sur son support est présentée dans la figure 5.2.

### Les cornes

Les particules secondaires produites sont focalisées par un système de cornes électromagnétiques. Une corne produit un champ magnétique en forme de tore qui permet de focaliser les particules ayant une charge électrique d'un certain signe et de défocaliser celles ayant la charge opposée. C'est ce système qui permet de passer d'un faisceau de neutrinos à un faisceau d'anti-neutrinos : l'une des polarités des cornes focalise les  $\pi^+$  qui se désintègrent en  $\nu_\mu$  ; l'autre polarité focalise les  $\pi^-$  qui se désintègrent en  $\bar{\nu}_\mu$ .



FIGURE 5.2 – La cible de T2K sur son support permettant l'insertion dans la première corne.

L'intérêt principal des cornes est qu'en focalisant les particules secondaires dans la direction du détecteur, elles augmentent le flux de neutrinos vers ce détecteur. La figure 5.3 [22] montre l'effet des cornes sur le flux de neutrinos arrivant au détecteur proche INGRID.

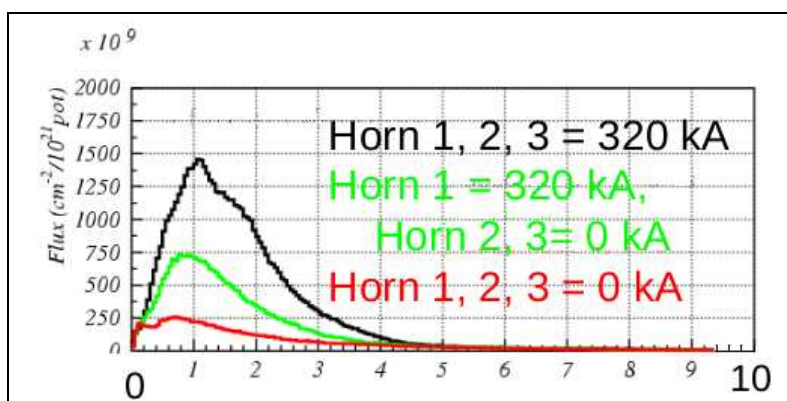


FIGURE 5.3 – Effet des cornes sur le flux de neutrino dans le détecteur proche INGRID. En rouge, sans aucune corne ; en vert en utilisant seulement la première corne et en noir lorsque toutes les cornes fonctionnent.

Une corne réduit généralement la distribution angulaire des particules du faisceau par un facteur 2. Pour obtenir une meilleure focalisation, il est possible d'utiliser plusieurs cornes en série. Néanmoins augmenter le nombre de cornes augmente également la proportion de pions qui sont réabsorbés dans la structure de ces cornes. Pour cette raison, les expériences se limitent généralement à 2 cornes.

Dans le cas de T2K, trois cornes sont utilisées. Néanmoins les deux premières cornes sont très proches l'une de l'autre, ce qui donne un système équivalent à un système à deux cornes. Ces cornes sont alimentées par un courant pulsé (synchronisé avec l'arrivée du faisceau) de 320 kA. L'ensemble du volume contenant la cible et les cornes est rempli d'hélium pour limiter la production de tritium et d'oxydes d'azote. Une vue schématique de l'ensemble est présentée en figure 5.4.

## Le tunnel de désintégration

Après avoir été focalisées par les cornes, les particules secondaires entrent dans le tunnel de désintégration où elles vont se désintégrer pour produire les neutrinos qui constitueront un faisceau. La longueur de ce tunnel résulte encore une fois d'un compromis : il doit être suffisamment long pour qu'un nombre important de pions se désintègrent, mais pas trop long pour éviter la désintégration des muons. Ceux-ci

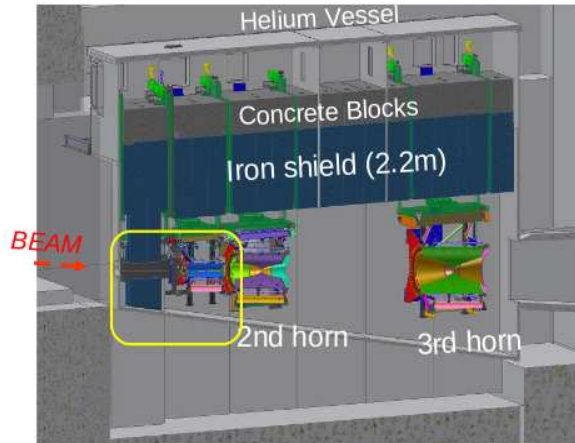


FIGURE 5.4 – Vue d’ensemble de la zone contenant la cible et les cornes. Encadrée en jaune, la première corne contenant la cible.

peuvent en effet donner la réaction  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$  qui augmente le bruit de fond pour l’apparition des neutrinos électroniques.

Le tunnel de désintégration de T2K fait environ 100 mètres de long et est également rempli d’hélium pour réduire l’absorption des pions. Il se termine par un gigantesque “beam dump”, composé de graphite, fer et cuivre qui sert à arrêter les hadrons encore présents dans le faisceau, ainsi que les muons d’énergie inférieure à 5 GeV. Les muons d’énergie supérieure le traversent, et seront détectés par le Muon Monitor pour contrôler la structure du faisceau.

### 5.3 Contrôle du faisceau

T2K repose sur le principe de l’expérience hors-axe. L’angle hors axe est déterminé par le centre du faisceau de neutrinos. Le faisceau a au premier ordre une forme gaussienne, nous allons considérer que sa direction est donnée par le maximum de cette gaussienne. Il est important de contrôler précisément sa position, ainsi que la largeur du faisceau. Au niveau de la ligne de faisceau neutrinos, les positions du faisceau de protons et des muons produits dans le tunnel de désintégration sont contrôlées par un ensemble de systèmes de mesure. Le faisceau de neutrinos muoniques quant à lui sera contrôlé dans le détecteur proche sur axe INGRID.

#### Durant l’accélération

La position et la taille du faisceau de protons sont régulièrement contrôlées le long de la ligne de faisceau neutrino, par trois types de détecteurs :

- les Electro Static Monitor (ESM) contrôlent sa position
- les Segmented Secondary Emission Monitor (SSEM) son profil
- les Current Transformer (CT) mesurent son intensité, c’est à dire le nombre de protons qu’il contient. C’est un paramètre important, les nombres d’interactions attendues dans les détecteurs ainsi que la sensibilité de l’expérience sont donnés en fonction du nombre de protons arrivant sur la cible
- enfin, les Beam Loss Monitors (BLM), qui sont des chambres à ionisation, mesurent les pertes lors du transport du faisceau.

## Le Muon monitor

Le Muon monitor (MuMon) est placé juste après le beam dump. Il détecte les muons de haute énergie (supérieure à 5 GeV) qui ont traversé le beam dump pour contrôler la position et l'intensité du faisceau. Il doit pouvoir déterminer la direction du faisceau avec une erreur inférieure à 0.25 mrad, et l'intensité avec une erreur inférieure à 3%. Enfin il doit effectuer une mesure pour chaque bouffée (chaque tir du faisceau est constitué de plusieurs paquets de protons séparés dans le temps appelés *bouffées*) du faisceau.

Il est constitué pour cela de deux détecteurs indépendants et redondants. Le premier est constitué de photodiodes à base de silicium, et le second de chambres à ionisation. Chaque détecteur est un quadrillage de  $7 \times 7$  éléments situés à 25 centimètres les uns des autres. La zone couverte est donc un carré de 1.50 mètres de côté.

## 5.4 Caractéristiques du faisceau

Le faisceau de neutrinos produit est un faisceau de  $\nu_\mu$  avec une contamination intrinsèque en  $\nu_e$  de l'ordre de 0.5% dans la direction du détecteur lointain SK, et une énergie moyenne de 800 MeV dans cette même direction. Intéressons nous à ses caractéristiques.

### Faisceau pulsé

Le faisceau produit n'est pas un faisceau continu, mais un faisceau pulsé : les neutrinos sont produits dans un court laps de temps, puis un certain temps s'écoule avant la bouffée suivante. Ce système présente deux avantages majeurs. Il permet tout d'abord de réduire le bruit de fond par coïncidence temporelle. En effet à partir du temps auquel le faisceau de protons atteint la cible, il est possible de calculer le temps auquel les neutrinos devraient atteindre le détecteur. En excluant les événements en dehors de cette fenêtre temporelle, il est possible d'exclure une partie importante des interactions ne provenant pas du faisceau de neutrinos (rayons cosmiques, neutrinos atmosphériques).

Les cornes fonctionnent avec un courant d'intensité élevé, et doivent donc être alimentées par un courant pulsé, ce qui signifie qu'elles ne peuvent pas être utilisées en continu mais uniquement périodiquement. Il faut donc également que les particules qu'elles doivent focaliser arrivent périodiquement.

### Structure du faisceau

Nous allons décrire ici la structure définitive du faisceau tel qu'il a été conçu en fonctionnement nominal. Il est à noter qu'au début de l'expérience il n'avait pas exactement cette structure.

Chaque tir du faisceau est constitué d'un ensemble de 8 bouffées, pour une durée totale de  $4.2\mu\text{s}$ . Chaque bouffée dure 60ns et a une énergie de 330 kJ (à l'intensité maximale). L'écart entre deux bouffées successives est de 581 ns. Un tir correspond à  $3.3 \times 10^{14}$  protons, et la période de répétition est de 3.5 secondes. L'ensemble donne un faisceau de 0.75MW. Cette puissance sera éventuellement portée à 4MW dans une deuxième phase de l'expérience.

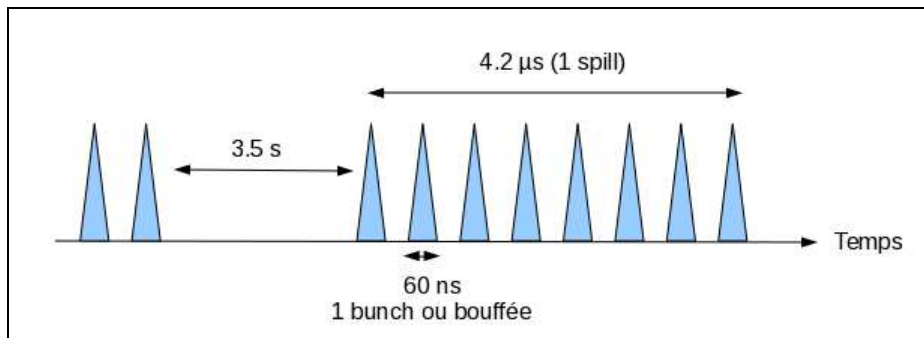


FIGURE 5.5 – Structure temporelle du faisceau. Chaque pic bleu correspond à une bouffée du faisceau.



FIGURE 5.6 – Vue aérienne de J-PARC.

## Chapitre 6

# Les détecteurs proches

Le faisceau de neutrinos produits dans le tunnel de désintégration arrive tout d'abord à un premier groupe de détecteurs, les détecteurs proches de l'expérience, qui vont mesurer un certain nombre de ses caractéristiques avant oscillation. Ils sont séparés en deux groupes : sur et hors axe, chaque groupe a des buts bien précis et de ce fait une structure très différente. Ils sont placés dans un puit en béton, de 17.5 m de diamètre et 37 m de profondeur environ, et situé à 280 mètres de la cible. L'ensemble des détecteurs proches dans le puit est représenté sur la figure 6.1.

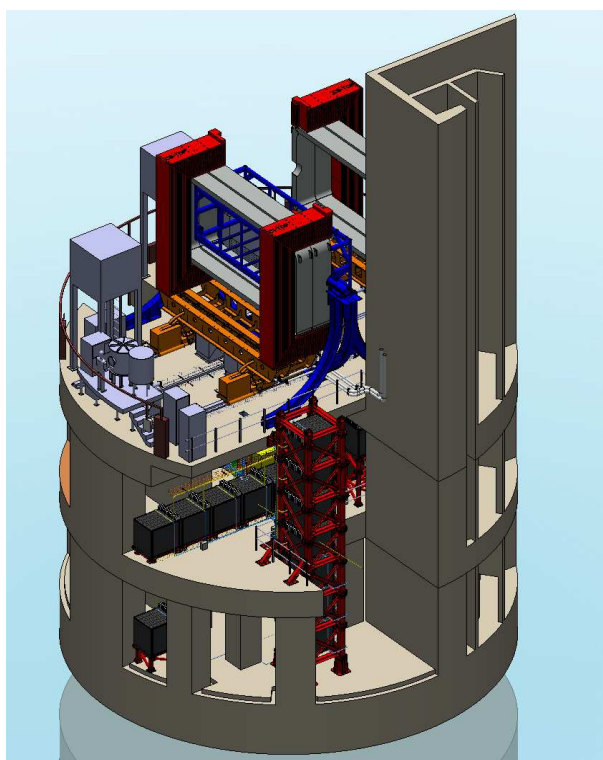


FIGURE 6.1 – Vue d'ensemble des détecteurs proches. En bas le détecteur sur axe INGRID, et dans la partie du haut l'ensemble des détecteurs hors-axe.

## 6.1 Détecteurs hors axe

Les détecteurs hors-axe sont placés dans la direction du détecteur lointain Super-Kamiokande, et servent à étudier le flux de neutrinos qui devrait y arriver. C'est une succession de détecteurs placés dans un champ magnétique.

### Objectifs

Le principe de T2K est de comparer les flux de neutrinos entre les détecteurs proches et lointain, plus précisément de prédire les flux de neutrinos au niveau du détecteur lointain en l'absence d'oscillations à partir des flux mesurés dans les détecteurs proches, et de comparer ces prédictions avec les véritables mesures à Super-Kamiokande pour en déduire les paramètres d'oscillation. Les détecteurs proches doivent donc réaliser un ensemble de mesures pour permettre une prédiction précise.

Les détecteurs hors-axe sont situés dans la direction de SK (mais avec des angles solides très différents), c'est donc à l'aide de ceux-ci qu'une grande partie de ces mesures sont effectuées. Ils doivent en particulier mesurer les spectres des  $\nu_\mu$  et des  $\nu_e$ , ainsi que s'intéresser aux sections efficaces de ces neutrinos. Plus précisément, ils doivent effectuer les mesures suivantes :

- à l'énergie des neutrinos utilisés, le processus d'interaction dominant est l'interaction quasi-élastique à courant chargé (CCQE),  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ . Les détecteurs hors-axe vont donc chercher à mesurer le produit flux multiplié par section efficace d'interaction pour ce type d'évènements
- d'autres types d'interactions se produisent également. Pour chacune d'entre elle, il faut mesurer le rapport entre leur section efficace et la section efficace des interactions CCQE, en fonction de l'énergie des neutrinos (la section efficace des CCQE est donc utilisée comme référence)
- certains types d'interactions constituent un bruit de fond notable pour les mesures que T2K cherche à effectuer. Il s'agit des interactions CC $1\pi$  et NC $\pi^+$  pour la disparition des  $\nu_\mu$  et de NC $\pi^0$  pour l'apparition des  $\nu_e$ . Leurs sections efficaces doivent être déterminées aussi précisément que possible aux énergies du faisceau
- ces détecteurs doivent également mesurer la contamination intrinsèque du faisceau en  $\nu_e$  mentionnée précédemment car elle constitue un bruit de fond pour l'apparition des  $\nu_e$ .

### Aimant

Les détecteurs hors-axe sont magnétisés pour pouvoir déterminer le signe de la charge des particules. Pour cela l'aimant provenant de l'expérience UA1 du CERN est utilisé. Il a été précédemment utilisé par une autre expérience sur les neutrinos, NOMAD. Schématiquement, cet aimant est constitué de deux parties pouvant être écartées à l'aide d'un moteur (figure 6.2). Chaque partie est constituée de 8 éléments en forme de C, faites d'acier à faible taux de carbone pour contrôler la structure du champ magnétique. Les bobines sont placées à l'intérieur. Cela fournit un espace magnétisé en forme de parallélepède rectangle où les détecteurs seront installés.

Les dimensions de l'aimant sont  $7.6\text{m} \times 6.1\text{m} \times 5.6\text{m}$  pour un poids total de 850 tonnes. Le volume intérieur a pour dimension  $7\text{m} \times 3.6\text{m} \times 3.5\text{m}$ , ce qui signifie que le volume magnétisé disponible pour installer les détecteurs fait environ  $88\text{m}^3$ . Il existe des espaces dans la structure externe de l'aimant, qui seront utilisés pour placer des scintillateurs, constituant ainsi un détecteur, le SMRD, décrit dans les paragraphes suivants.

Cet aimant produit dans son volume intérieur un champ magnétique uniforme, horizontal et perpendiculaire à l'axe du faisceau de neutrinos. Les études préliminaires montrent une bonne uniformité du champ en intensité et en direction : dans l'essentiel du volume intérieur, la composante tangentielle du champ est inférieure à 1%, et les variations d'intensité inférieures à 2%. Dans T2K, il sera utilisé avec un courant de 3 kA, ce qui produit un champ magnétique de 0.2 T. Ce courant est différent de ce qui était utilisé dans les autres expériences effectuées à l'aide de cet aimant. Enfin les bobines sont constituées d'aluminium, et chauffent lors du fonctionnement, un système de refroidissement par eau sera donc utilisé.



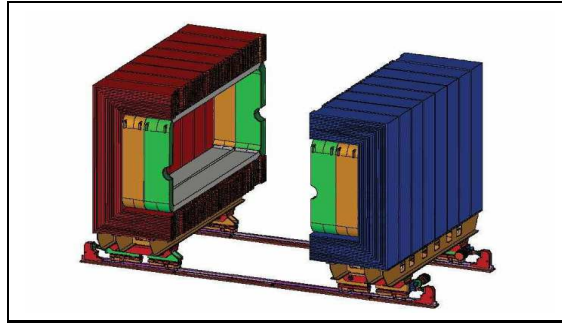


FIGURE 6.2 – L'aimant UA1, en position ouverte. En rouge et bleu la structure externe pour contrôler le flux, et en jaune et vert les bobines produisant le champ magnétique.

### Les différents détecteurs

Le ND280 est constitué de différents détecteurs, placés pour la plupart les uns à la suite des autres dans le volume intérieur de l'aimant. Le faisceau rencontre successivement le détecteur de  $\pi^0$ , puis le tracker et enfin le calorimètre électromagnétique. D'autres calorimètres sont installés autour de cette structure, et enfin le Side Muon Range Detector est placé dans la structure externe de l'aimant (figure 6.3).

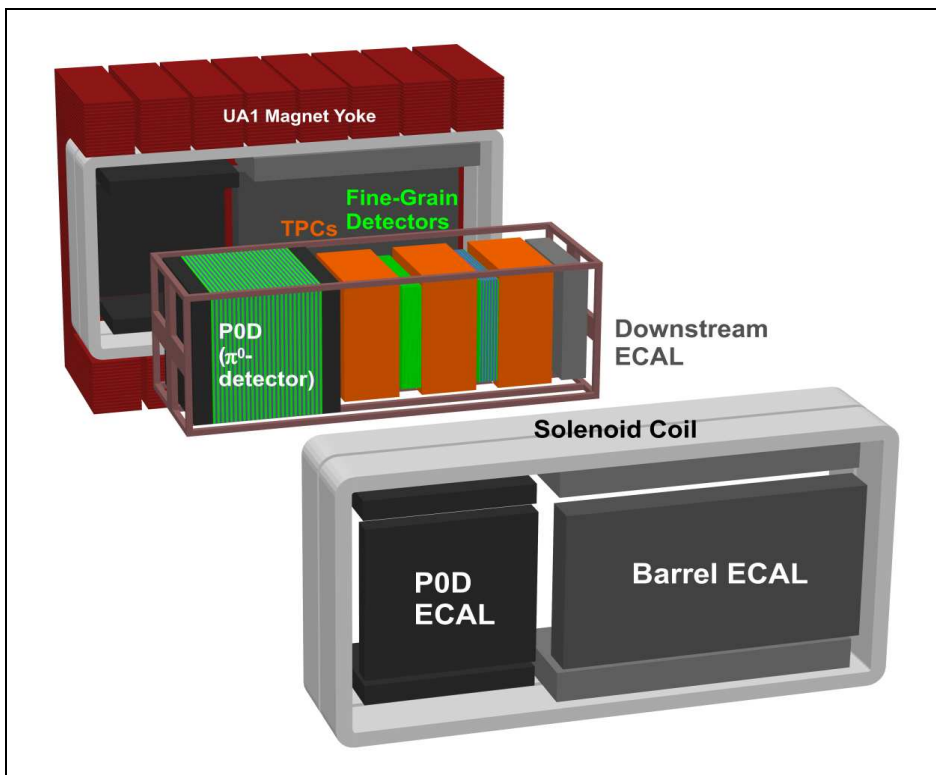


FIGURE 6.3 – Vue d'ensemble des détecteurs proches hors-axe

## Le détecteur de $\pi^0$

Le POD est conçu pour étudier la production de  $\pi^0$  dans l'eau qui constitue l'un des bruits de fond important à Super-Kamiokande pour l'apparition des  $\nu_e$ . Il est constitué de 3 modules successifs. Les deux modules externes servent de calorimètre électromagnétique, et la partie centrale constitue la cible pour les interactions neutrinos.

Les modules externes sont chacun constitués de 7 plans de scintillateurs horizontaux et verticaux, séparés par 4 millimètres de plomb. Le module central contient en plus des volumes contenant de l'eau. Il est constitué de 26 plans de scintillateurs horizontaux et verticaux, de 25 cibles constituées d'eau de 3 centimètres de long et de 25 feuilles de laiton de 1.6 millimètres d'épaisseur où les particules vont perdre de l'énergie. La masse d'eau présente est d'environ 2850 kilogrammes. L'ensemble est entouré d'un calorimètre électromagnétique pour mesurer l'énergie des photons quittant le détecteur. Les scintillateurs utilisés sont similaires à ceux de l'expérience MINERVA, de forme triangulaire (1.7mm de hauteur, base de 32.5mm).

La stratégie employée pour mesurer les sections efficaces de production des  $\pi^0$  sur l'oxygène consiste à prendre des données avec et sans eau. En comparant la production de  $\pi^0$  dans les deux cas, ces sections efficaces peuvent être déduites.

## Le "Tracker" ou trajectographe

Le "tracker" est placé juste après le POD. C'est dans cette partie que sont effectuées les mesures des flux et spectres en énergie des différentes saveurs de neutrino, à la fois des  $\nu_\mu$  pour prévoir le flux dans le détecteur lointain et des  $\nu_e$  pour connaître la contamination intrinsèque du faisceau. Il doit permettre d'identifier les différents types d'interaction neutrino pour les mesures de sections efficaces.

Ce détecteur est constitué d'une alternance de trois "Time Projection Chambers" (TPC) et deux Fine Grain Detectors (FGD). Les TPC permettent de reconstituer les trajectoires des particules en trois dimensions : deux coordonnées sont mesurées directement, la troisième est déduite du temps de propagation de l'information jusqu'au bord du détecteur. Ce sont des détecteurs avec une très bonne résolution spatiale, et très peu de matière arrêtant les particules. Ils permettent une reconstruction précises des trajectoires (et donc de l'impulsion des particules grâce à la courbure due au champ magnétique), et d'identifier les différents types de particules. Chaque TPC a une section carrée de  $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$  pour une longueur de 90 centimètres.

Les FGD sont des détecteurs à base de scintillateurs. Les deux modules utilisés dans le détecteur sont différents : le premier n'est constitué que de scintillateurs et d'air. Il est constitué de 30 plans horizontaux et autant de plans verticaux. Le second contient également de l'eau pour servir de cible. Il est constitué de 7 plans horizontaux et 7 plans verticaux de scintillateurs, ainsi que de 6 épaisseurs de 3 centimètres d'eau. Les scintillateurs sont de dimensions  $0.96\text{cm} \times 0.96\text{cm} \times 184.3\text{cm}$ .

Les FGD vont servir de cible pour le tracker, la masse de chacun d'entre eux est d'environ une tonne. Les particules parcourant une faible distance (tels que les protons dans les interactions CCQE) seront étudiées dans les FGD, alors que les TPC permettront de mesurer les impulsions et charges des autres particules.

## Le calorimètre électromagnétique

Un premier calorimètre électromagnétique entourait le POD. Un deuxième entoure le tracker : sur les côtés, en dessous, au dessus et en aval. Il sert à détecter et identifier les particules qui quittent le tracker. Il permet notamment de mesurer l'énergie des électrons provenant de l'interaction de  $\nu_e$  et des photons provenant de la désintégration d'un  $\pi^0$ .

Chaque module est constitué de 32 plans de scintillateurs (4 cm de large et 1 cm d'épaisseur) séparés par 31 couches de 1.75 mm de plomb, à l'exception du module en aval qui possède 34 plans de scintillateurs et 33 couches de plomb. D'après les études préliminaires, il devrait avoir une résolution en énergie de l'ordre de  $7.5\%/\sqrt{E}$  pour des énergies allant jusqu'à 5 GeV. Il devrait avoir aussi un bon pouvoir de séparation entre les électrons et les pions.

## Le Side Muon Range Detector

Le SMRD constitue le détecteur le plus externe du ND280. Il est constitué de scintillateurs placés dans les espaces entre les plaques de la structure externe de l'aimant (parties rouge et bleue de la figure 6.2). Il aura deux fonctions principales : il servira tout d'abord de veto pour les particules provenant de l'extérieur du détecteur (rayons cosmiques, interactions de neutrinos du faisceau à l'extérieur du détecteur). Il servira également à détecter les muons produits dans le tracker à grand angle et qui ne peuvent pas être correctement reconstruits par les TPC.

Pour la partie verticale, 5 plans de scintillateurs sont utilisés, et 4 pour les parties horizontales. L'épaisseur des scintillateurs est de 7mm.

## Performances visées

Pour réaliser les objectifs d'erreurs systématiques de T2K, les mesures dans les détecteurs hors-axe doivent être faites avec une bonne précision. Il faut notamment parvenir à une erreur inférieure à 10% sur le bruit de fond pour l'apparition des  $\nu_e$ , et inférieure à 5% pour le flux de neutrinos muoniques arrivant au détecteur lointain. Les énergies doivent être mesurées avec une précision meilleure que 2%, et l'on demande une précision de l'ordre de 5 à 10% pour le rapport entre les sections efficaces des autres interactions et la section efficace pour les interactions CCQE.

Le ND280 est donc un détecteur optimisé pour permettre une bonne reconstruction des événements plus que pour avoir une statistique importante. Cette précision est visible sur la reconstruction d'un événement complexe présentée en figure 6.4.

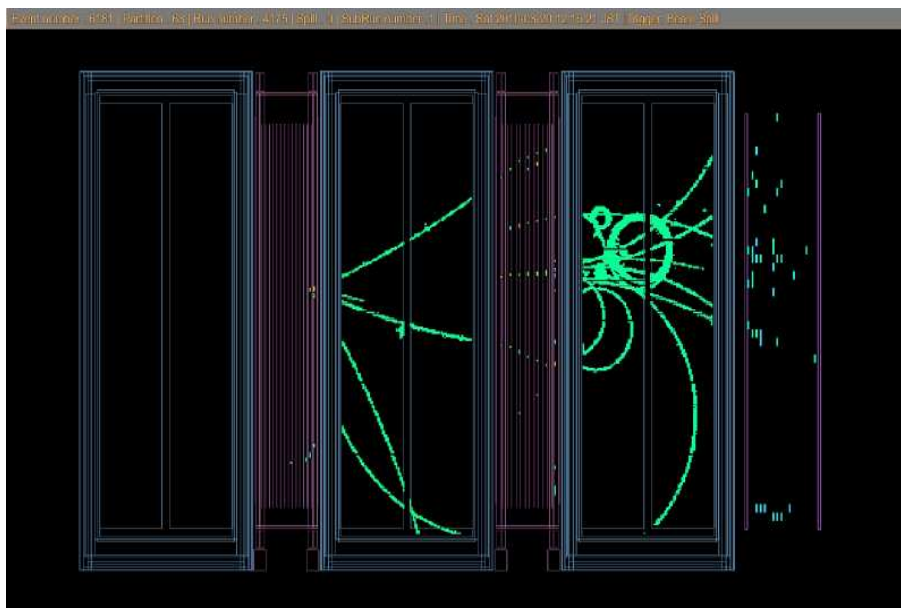


FIGURE 6.4 – Un événement neutrino détecté par les détecteurs proches hors-axe.

## 6.2 Le détecteur sur axe : INGRID

Le détecteur proche sur axe INGRID (Interactive Neutrino GRID) est l'objet principal de cette thèse. C'est un projet commun entre le LLR, chargé plus particulièrement de la conception mécanique et de la fabrication de la structure du détecteur, et l'université de Kyoto, responsable des scintillateurs et des objets associés (fibres notamment).

## Objectifs

Ce détecteur est construit sur l'axe pour contrôler le faisceau de neutrinos. Plusieurs mesures indirectes de contrôles sont effectuées (ligne de faisceau et Muon Monitor), en mesurant d'autres particules que les neutrinos. INGRID au contraire va étudier les caractéristiques du faisceau en mesurant directement les neutrinos muoniques.

L'objectif principal de ce détecteur est de mesurer précisément l'angle hors-axe entre la direction du faisceau et celle du détecteur lointain. Le spectre des neutrinos arrivant à Super-Kamiokande dépend fortement de la valeur de cet angle, pour réaliser les objectifs en terme d'erreur systématique de l'expérience, il doit être mesuré avec une précision meilleure que 1 milliradian. Pour effectuer cette mesure, INGRID va chercher à mesurer la position du centre du faisceau. Ce faisceau est en effet sensé avoir une forme gaussienne, et le principe de la mesure consiste à détecter la position des interactions des neutrinos, puis à effectuer un ajustement gaussien sur cette distribution pour en trouver le centre. Cette détermination sera étudiée plus en détails dans la partie *Analyse de données d'INGRID*. Cette mesure doit être effectuée quotidiennement, ce qui implique de concevoir un détecteur ayant une statistique suffisante.

INGRID permettra également d'étudier le profil dans le plan transverse du faisceau. Il est sensé avoir une symétrie cylindrique autour de son axe de propagation, ce qui devra être vérifié. Ensuite notre détecteur permettra également une comparaison avec le Monte Carlo du faisceau, notamment en permettant de mesurer le profil du faisceau perpendiculairement à son axe. La production de neutrinos est très difficile à simuler, pour deux raisons principales : il y a de fortes incertitudes sur les modèles d'interactions nucléaires décrivant la production des particules secondaires au niveau de la cible, et les sections efficaces des interactions de neutrinos sont assez mal connues. Un détecteur à forte statistique comme INGRID permettra donc un ajustement du Monte Carlo.

Enfin ce détecteur pourra permettre également une prédiction du nombre d'événements au niveau du détecteur lointain à partir du nombre d'événements qu'il détecte. Cette extrapolation sera faite principalement à partir des données des détecteurs proches hors axe, mais l'on peut également faire une prédiction à partir du détecteur proche sur axe.

Une première amélioration de ce détecteur a été réalisée en 2010 avec l'ajout d'un module supplémentaire, le Module Proton, qui devrait permettre d'étudier plus précisément les différents types d'interactions se produisant sur l'axe. La conception et l'analyse des données de ce détecteur font l'objet respectivement de la troisième et de la cinquième partie de cette thèse.

## Agencement du détecteur

Le détecteur INGRID est constitué d'un ensemble de seize modules identiques, constituant trois groupes : 7 modules constituent les modules horizontaux, 7 autres les modules verticaux, les deux derniers étant des modules hors croix. Schématiquement, les modules horizontaux servent à déterminer le centre du faisceau dans la direction horizontale, les modules verticaux ont le même rôle pour la direction verticale, et les modules hors croix servent à étudier la symétrie du faisceau.

Les modules verticaux et horizontaux forment une croix, et les modules hors croix sont placés au dessus et un peu avant les modules horizontaux, symétriquement par rapport aux modules verticaux (figure 6.5).

Les 7 modules horizontaux sont positionnés à l'étage -2 du puit. Il sont alignés perpendiculairement à la direction du faisceau, avec un pas régulier de 1.50 mètre entre les centres de deux modules successifs, ce qui laisse une zone morte au niveau de la détection de 30 centimètres entre deux modules.

Les modules verticaux sont alignés verticalement dans une tour partant de l'étage -3 du puit. Ils sont situés 4 mètres avant les modules horizontaux dans la direction du faisceau. Le centre du module central vertical est situé 18 centimètres plus haut que le centre des modules horizontaux, pour tenir compte de l'angle que fait le faisceau avec l'horizontale.

Les modules hors croix quant à eux sont également situés à l'étage -2, mais une structure de support les élève par rapport aux modules horizontaux. La distance horizontale entre leurs centres et les centres des modules horizontaux est de 1.50 mètres. Enfin ils sont placés au niveau des avant derniers modules

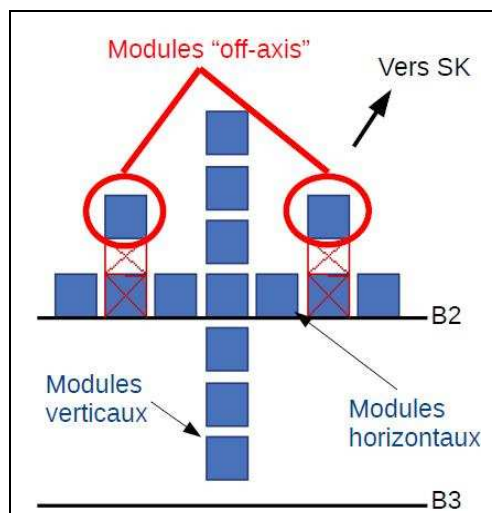


FIGURE 6.5 – Agencement des modules du détecteur INGRID, vus dans la direction du faisceau.

horizontaux de chaque côté, comme montré sur la figure 6.5.

Le détecteur avait été initialement conçu de façon à ce que le centre du faisceau dans sa configuration nominale passe au centre des modules centraux de la barre horizontale et de la barre verticale. Cependant, à cause d'un problème dans la construction du puit, ce n'est pas le cas pour les modules horizontaux. Il faudra tenir compte de ce problème lorsque l'on cherchera à déterminer la position du centre du faisceau. La position exacte du faisceau par rapport aux modules est présentée sur la figure 6.6.

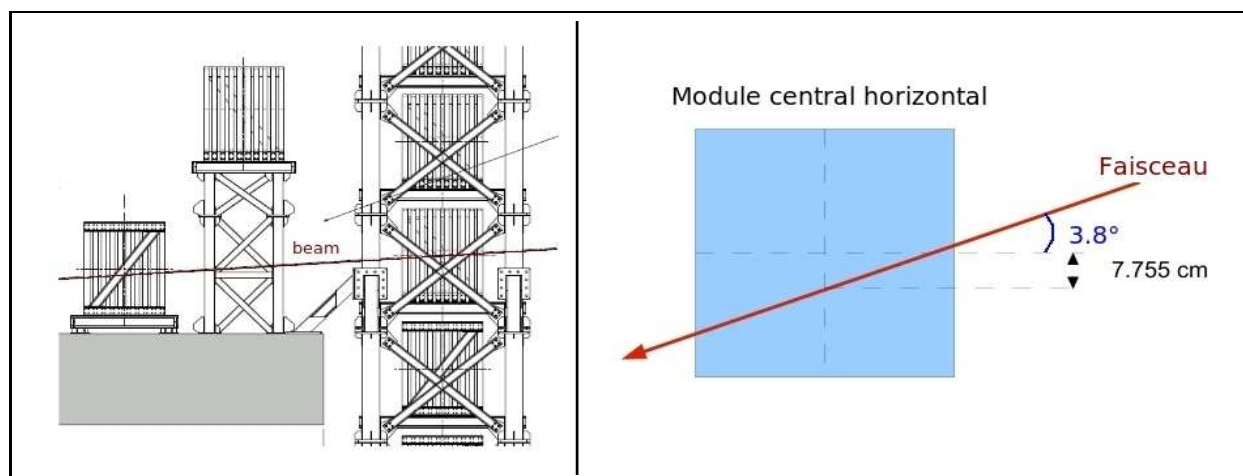


FIGURE 6.6 – Position des modules par rapport au centre théorique du faisceau.

## Structure d'un module

INGRID est constitué de 16 modules identiques, nous allons ici détailler la structure d'un tel module.

## Principe général

Les modules sont constitués de scintillateurs permettant la détection des particules chargées, et de fer qui constitue une cible dans laquelle les neutrinos pourront interagir, il faut en effet avoir une statistique importante pour pouvoir déterminer chaque jour la position du centre du faisceau et son profil dans le plan transverse. Les neutrinos peuvent également interagir dans les scintillateurs, mais plus de 95% des interactions ont lieu dans le fer.

Les scintillateurs sont organisés en plans. Un plan est fait de la juxtaposition de deux plans de scintillateurs, un premier de scintillateurs horizontaux qui permet la détermination de la position verticale, et un second de scintillateurs verticaux qui permet lui la détermination de la position horizontale. Ces deux plans sont collés ensemble dans une structure appelée plan de tracking (TKP).

Chaque module est constitué d'une alternance de 11 TKP et de 9 blocs de fer. Le design original comprenait 10 blocs de fer (un entre chaque couple de TKP), mais le dernier bloc de fer a finalement été retiré. En effet avec 10 blocs de fer, le poids du module aurait été trop élevé pour utiliser la grue disponible pour l'installation dans le puit. Pour la reconstruction des traces des particules dans INGRID, il faut que la particule traverse au moins 3 TKP, ce qui n'est pas possible pour une particule produite par une interaction dans le dernier bloc de fer, car il ne reste qu'un seul plan après ce bloc (sauf dans le cas particulier où elle part dans la direction opposée à celle du faisceau, mais ce n'est pas le cas le plus fréquent). Il a donc été décidé de retirer le dernier bloc de fer.

L'ensemble est entouré de plans véto, constitués d'une seule couche de scintillateurs, permettant de séparer les interactions se produisant à l'intérieur du module des particules produites à l'extérieur, comme par exemple les rayons cosmiques et les interactions neutrinos ayant lieu dans le sol. Une vue éclatée d'un module est présenté en figure 6.7

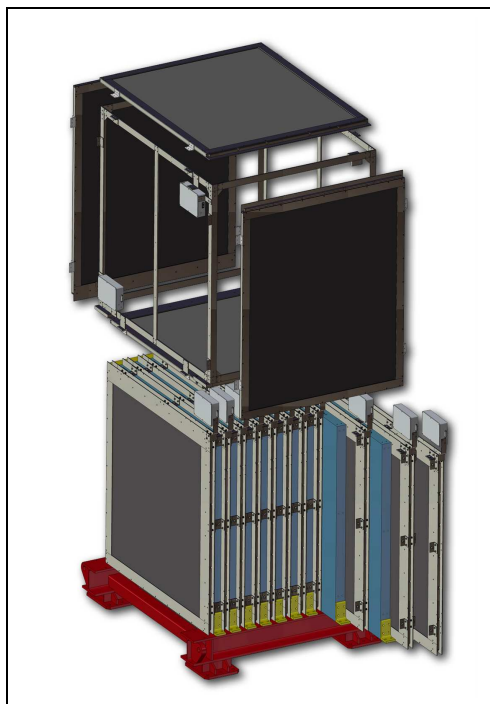


FIGURE 6.7 – Schéma d'un module d'INGRID

## Plans de tracking

Chaque plan de tracking permet de donner la position horizontale et verticale du passage de la particule. Ils sont donc composés de deux plans de scintillateurs, l'un vertical et l'autre horizontal. Chacun de ces

sous plans est constitué de 24 scintillateurs. Un TKP correspond donc à un total de 48 voies.

Les TKP sont conçus comme des structures autonomes, pouvant être testés séparément. Ils seront ensuite insérés dans la structure mécanique d'un module. La structure d'un TKP est constituée d'un cadre en aluminium. Les scintillateurs sont placés au milieu. L'isolation lumineuse de l'ensemble est réalisée à l'aide de feuilles de plastique noir et de mousse (figure 6.8).

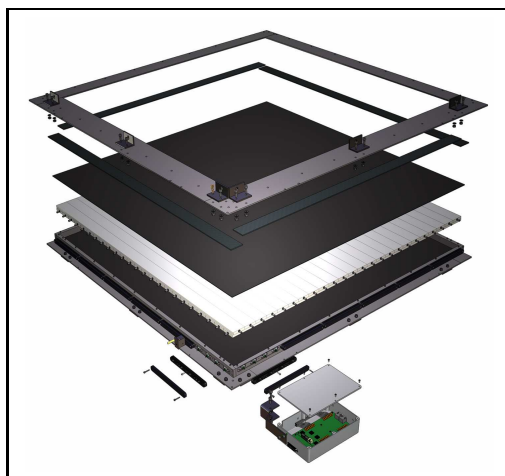


FIGURE 6.8 – Schéma éclaté d'un plan de tracking d'INGRID.

### Plans vétos

Pour pouvoir détecter les particules produites à l'extérieur du module (essentiellement des muons), ce dernier est entouré de plans de scintillateurs appelés plans vétos. Pour la face avant du module, c'est le premier TKP qui jouera ce rôle, il n'y a donc pas de structure supplémentaire de ce côté. Pour les côtés gauche, droit, le dessus et le dessous du module on utilise des plans vétos spécifiques. Ce sont des structures composées d'une seule couche de 22 scintillateurs, de même forme que les scintillateurs des TKP mais de longueurs différentes. Pour le plan veto du bas, à cause de la structure soutenant le module, des scintillateurs plus courts sont utilisés, alors que pour les autres plans vétos des scintillateurs plus longs sont utilisés pour maximiser la surface couverte.

Chaque module devrait donc être entouré de quatre plans vétos. Néanmoins, les plans vétos situés entre deux modules voisins sont mis en commun. Ainsi, à l'exception du premier module, les modules horizontaux n'ont pas de plan veto à droite mais utilisent le plan veto gauche de leur voisin. De même, à l'exception du module du bas, les modules verticaux n'ont pas de plan veto bas mais utilisent le plan veto du dessus du module situé juste en dessous d'eux. Les modules hors croix quant à eux possèdent quatre plans vétos.

### Scintillateurs

Différentes longueurs de scintillateurs sont utilisées, mais ils sont tous fabriqués sur le même principe, identique à celui des scintillateurs du détecteur SciBar de l'expérience K2K [23]. Ils ont été fabriqués au Fermi National Accelerator Laboratory, par extrusion. La matière pour la scintillation est du polystyrène contenant du PPO (1% de la masse) et du POPOP (0.03% de la masse). L'ensemble est isolé par une couche de réflecteur à base de dioxyde de titane.

Tous les scintillateurs ont une forme de parallépipède rectangle, avec une section rectangulaire de dimensions  $5 \times 1 \text{ cm}^2$ , mais des longueurs différentes :

- Les scintillateurs des TKP ont une longueur de 120.3 cm
- Les scintillateurs courts pour plans vétos ont une longueur de 111.9 cm
- Les scintillateurs longs pour plans vétos ont une longueur de 129.9 cm

## Cibles de fer

Les cibles de fer constituent l'essentiel de la masse du module, c'est donc là qu'auront lieu la plupart des interactions des neutrinos muons incidents. Un prototype de module INGRID testé dans l'expérience K2K avait permis de déterminer qu'il fallait mieux qu'elles ne soient pas trop épaisses [24]. Elles sont faites d'acier, de dimension  $120\text{ cm} \times 120\text{ cm} \times 6.5\text{ cm}$ , pour un poids de 785 kilogrammes. Le volume total d'acier dans un module est de  $0.9\text{ m}^3$ .

Il y avait une certaine tolérance sur la fabrication de ces plaques d'acier, et de ce fait elles ne pèsent pas toutes exactement le même poids. La masse totale de fer présente dans chaque module est indiquée dans la table 6.1. La masse totale d'acier est donc de 98844 kg pour les modules verticaux et horizontaux.

Numéro	0	1	2	3	4	5	6
Modules horizontaux	7124	7081	7065	7076	7059	7094	7114
Modules verticaux	7041	7063	7094	6987	7079	6979	6988

TABLE 6.1 – Masse totale (en kg) de fer présente dans chaque module. La valeur de conception est de 7065kg par module.

## Principe de détection

Le passage d'une particule chargée dans un scintillateur provoque l'émission de photons. La lumière produite est collectée par une fibre à décalage de longueur d'onde. La fibre transporte cette lumière jusqu'à l'extrémité du scintillateur vers un Multi Pixel Photon Counter (MPPC) qui la convertit en signal électrique, ensuite traité par l'électronique de l'expérience. Une première carte frontale (TFB) pour chaque plan traite le signal et l'envoie vers l'électronique du détecteur.

## Caractéristiques du détecteur INGRID

Le détecteur comprend un total de 9542 voies. Il a été conçu pour permettre de reconstituer toutes les 24 heures le profil du faisceau avec une bonne statistique, plus que pour pouvoir reconstruire précisément des événements. Il comprend donc des masses d'acier pour obtenir un grand nombre d'interactions. Ces plaques de fer absorbent rapidement la plupart des particules, et dans la plupart des cas seule la trajectoire des muons pourra être reconstruite. De même, il comporte un nombre de voies limité et des scintillateurs larges, ce qui lui donne une résolution spatiale moindre que les détecteurs du ND280. Ceci est visible sur la figure 6.9, qui montre un événement cosmique reconstruit dans un module.

L'avantage du détecteur est en revanche sa statistique. Il est tout d'abord placé sur l'axe du faisceau, là où le flux de neutrinos muons est le plus important, et est massif grâce aux plaques de fer, ce qui augmente la probabilité qu'un neutrino traversant le détecteur interagisse. Par exemple, dans les conditions de la première période de prise de mesures (run 2010a, jusqu'à l'été 2010), entre 1.4 et 1.7 interactions sont attendues dans INGRID pour  $10^{14}$  protons envoyés sur la cible, selon les modèles utilisés. La table 6.2 présente le détail de ce qui est attendu dans la première phase de prise de données [25].

## Construction et assemblage du détecteur

L'assemblage du détecteur a commencé en septembre 2008 à J-PARC. De par la conception modulaire du détecteur, la construction a pu être faite de façon séquentielle. Dans une première étape, les plans de tracking et les plans véto ont été assemblés et testés. Ensuite les modules horizontaux et verticaux ont été construits progressivement. Le premier module (module central horizontal) a été installé dans le puit le 12 mars 2009. L'installation des modules horizontaux s'est achevée le 16 juillet 2009, et celle des modules verticaux le 11 août. L'installation des modules hors croix a eu lieu un an plus tard. Pour la première



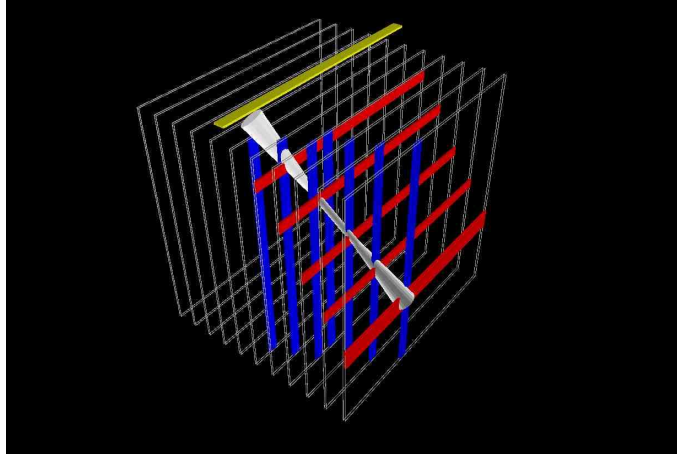


FIGURE 6.9 – Un évènement cosmique dans un module INGRID. Les barres colorées montrent les scintillateurs activés : horizontaux en rouge, verticaux en bleu et veto en jaune. La trace reconstruite correspond au tube gris.

Numéro	0	1	2	3	4	5	6
Horizontaux	$7.062 \times 10^5$	$9.456 \times 10^5$	$1.134 \times 10^6$	$1.177 \times 10^6$	$1.133 \times 10^6$	$9.399 \times 10^5$	$7.022 \times 10^5$
Verticaux	$7.739 \times 10^5$	$1.007 \times 10^6$	$1.181 \times 10^6$	$1.240 \times 10^6$	$1.161 \times 10^6$	$9.868 \times 10^5$	$7.473 \times 10^5$

TABLE 6.2 – Nombres d'évènements  $\nu_\mu$  attendu par module pour  $10^{21}$  protons sur cible (un an de prise de données à pleine intensité), dans les conditions de la première période de prise de mesure (Courant des cornes de 250 kA). Le modèle utilisé est FLUKA2008 pour les interactions hadroniques dans la cible.

année de prise de données, seuls les modules horizontaux et verticaux étaient opérationnels. Des photos de la phase d'assemblage et d'installation sont présentées dans l'annexe E.

INGRID a détecté le premier évènement neutrino de l'expérience T2K le 22 novembre 2009 à 20h25 (figure 6.10), ce qui a fait l'objet d'un communiqué de presse de la part des laboratoires japonais KEK et J-PARC.

Les modules supplémentaires, hors croix et Module Proton, ont été installés après la fin de la première période de prise de données à l'été 2010, et le détecteur INGRID était complètement assemblé et installé dans le puit en novembre 2010, prêt pour la nouvelle période de prise de données (run 2010b) qui a débuté à la mi-novembre 2010.

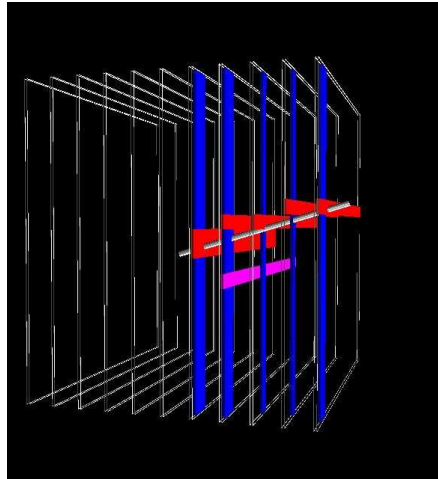


FIGURE 6.10 – Le premier évènement neutrino de l'expérience T2K, détecté par INGRID.

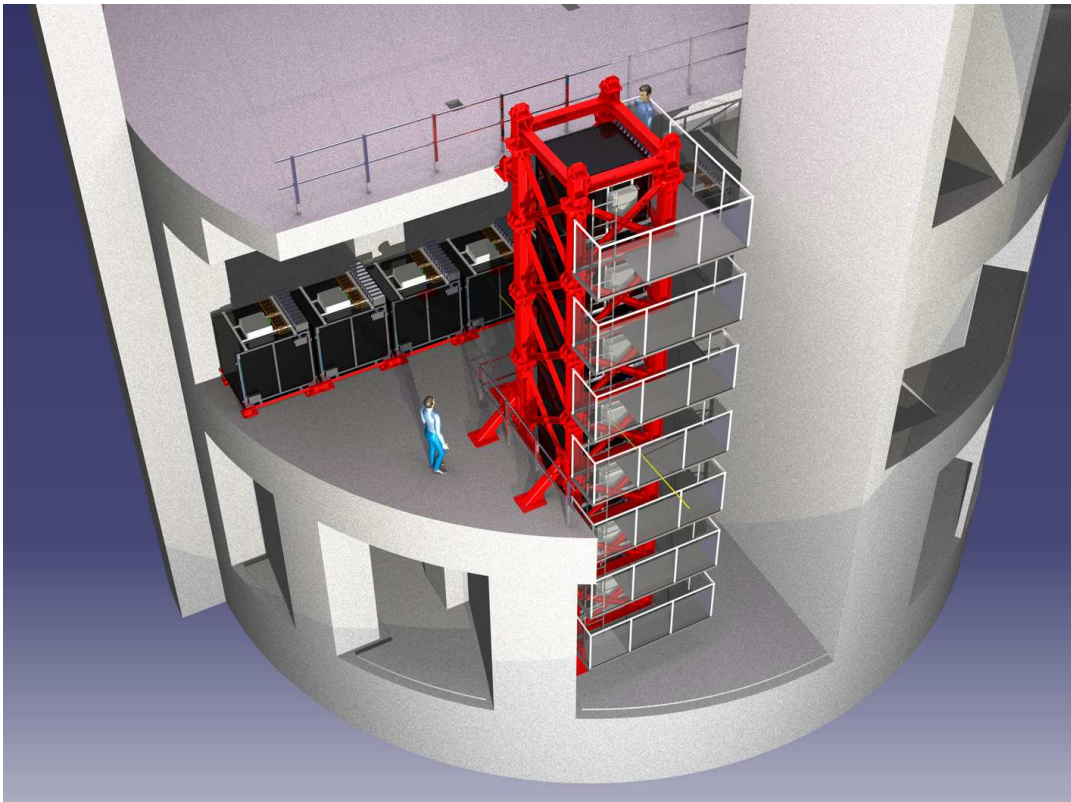


FIGURE 6.11 – Vue du détecteur INGRID dans le puit du ND280.

## Chapitre 7

# Le détecteur lointain : Super-Kamiokande

### 7.1 Introduction

Le détecteur Super-Kamiokande (SK), qui sert de détecteur lointain dans l'expérience T2K, est un détecteur qui existait déjà avant l'expérience, et poursuit également d'autres programmes de recherche indépendants de T2K. Il a déjà servi de détecteur lointain pour une autre expérience d'oscillations de neutrinos avec accélérateur, l'expérience (sur axe) K2K, son utilisation en tant que détecteur lointain a donc déjà été bien étudiée.

Super-Kamiokande est un détecteur de deuxième génération construit dans la mine de Kamioka, préfecture de Gifu au Japon. Son prédécesseur, le détecteur KamiokaNDE (Kamioka Nuclear Decay Experiment), avait été conçu pour détecter la désintégration du proton, prédite par des modèles de grande unification. Il n'a pas pu détecter cette réaction, mais s'est révélé être un très bon détecteur pour les neutrinos, ceux de supernovae en particulier. Pour augmenter la statistique, un nouveau détecteur, Super-Kamiokande, fut conçu sur le même principe mais avec des dimensions plus grandes, et mis en service en 1996.

Super-Kamiokande a apporté la preuve de l'oscillation des neutrinos atmosphériques en 1998, en comparant les flux de neutrinos arrivant au détecteur depuis des directions opposées.

Un accident survenu en novembre 2001 a provoqué la destruction d'une grande partie des phototubes utilisés pour la détection, mais le détecteur a depuis été complètement remis en état.

En plus de T2K, Super-Kamiokande poursuit un vaste programme de recherche : oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques, désintégration du proton, étude des supernovae par l'intermédiaire des neutrinos qu'elles produisent.

### 7.2 Caractéristiques du détecteur

#### Description du détecteur

Super-Kamiokande est un détecteur Cerenkov à eau. La cible, dans laquelle les neutrinos vont interagir est donc de l'eau purifiée (masse totale 50 kilotonnes, volume fiduciel de 22.5 kilotonnes). Le détecteur a la forme d'un cylindre, de 39 mètres de diamètre et 42 mètres de haut. Il est divisé entre un détecteur intérieur et un détecteur extérieur (figure 7.1). Le détecteur intérieur contient 32 kilotonnes d'eau, et le détecteur extérieur est constitué par une épaisseur d'environ 2.5 mètres d'eau autour du détecteur intérieur.

La détection utilise l'effet Cerenkov : lorsqu'une particule chargée traverse un isolant diélectrique avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, elle provoque l'émission d'un cône de lumière. C'est cette lumière qui est détectée pour identifier les particules et leurs propriétés.

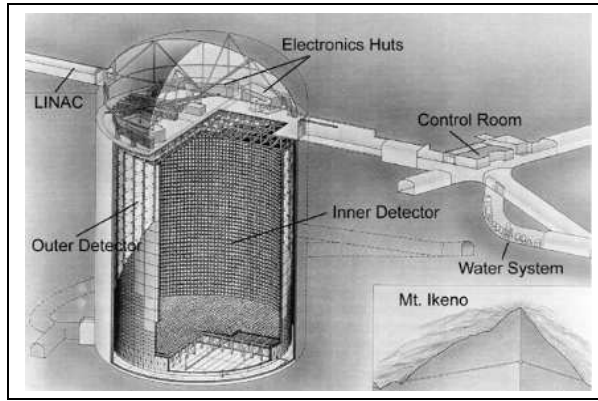


FIGURE 7.1 – Organisation du détecteur Super-Kamiokande

Pour la détection de la lumière, SK utilise des Photo-Multiplier Tubes (PMT). Le détecteur intérieur (ID) en comporte 11146 (Hamamatsu Type R3600) de 50 centimètres de diamètre. Le détecteur extérieur (OD) en comporte 1885 de 20 centimètres de diamètre.

Le détecteur étant situé dans une ancienne mine, il est isolé par une couche de plus d'un kilomètre de roches (équivalent à 2700 mètres d'eau), ce qui réduit significativement le bruit de fond cosmique. Seuls les muons cosmiques d'énergie supérieure à 1.3 TeV peuvent atteindre le détecteur.

## Classification des événements

Les événements sont classés selon différents types, en fonction de l'endroit où l'on détecte de l'énergie :

- complètement contenus (FC) : événements produits dans le détecteur intérieur, sans activité détectée dans le détecteur extérieur.
- partiellement contenus (PC) : ces événements sont également produits dans le détecteur intérieur, mais l'on détecte en même temps dans le détecteur extérieur un signal compatible avec une particule qui s'échappe du détecteur.
- muons allant vers le haut : ces événements correspondent à des muons produits par interaction de neutrinos dans la roche située sous le détecteur. Ils sont classifiés en muons traversant le détecteur, et muons s'arrêtant dans le détecteur.

Les événements complètement contenus sont ensuite classés selon qu'un ou plusieurs anneaux Cerenkov ont été détectés, et selon qu'ils sont de type électrons ou muons. En effet SK permet une bonne séparation entre les événements provenant de  $\nu_\mu$  et de  $\nu_e$ , point qui sera critique pour la recherche de l'apparition des  $\nu_e$  par T2K. Par contre les photons donnent également un signal de type électron. Cela peut être un problème dans le cas de la désintégration d'un  $\pi^0$  en deux photons, si l'un seulement des deux photons est détecté, ou si les deux photons partent pratiquement dans la même direction et sont détectés comme un seul anneau. Pour cette raison, la production de  $\pi^0$  est l'un des bruits de fond principaux pour l'apparition des  $\nu_e$  dans T2K.

## 7.3 Utilisation dans T2K

Super-Kamiokande sera utilisé comme détecteur lointain dans l'expérience T2K, tout en continuant ses propres expériences. Cela est possible grâce à la structure pulsée du faisceau de neutrinos. La fenêtre de temps à laquelle les neutrinos doivent arriver est déterminée à l'aide d'une synchronisation par GPS entre J-PARC et SK. Une telle synchronisation a déjà été utilisée dans l'expérience K2K, qui a montré que cette méthode permettait une synchronisation avec une erreur inférieure à 200 ns. On obtient ainsi un rapport entre le nombre d'événements provenant du faisceau et le nombre d'événements provenant de

neutrinos cosmiques pendant le temps d'acquisition dédié à T2K de l'ordre de  $10^7$ .

Troisième partie

## Conception du Module Proton

# Chapitre 8

## Fabrication du détecteur

### 8.1 Motivations et objectifs

Le Module Proton (MP) doit servir à caractériser plus précisément le faisceau en étudiant les interactions CCQEL produites par les neutrinos muons incidents. Dans une telle interaction, deux particules chargées, et seulement deux, sont produites : un proton et un muon. Dans les modules standards d'INGRID les blocs de fer arrêtent rapidement le proton. Seule la trace du muon peut alors être reconstruite. Une interaction CCQEL correspond à l'équation :

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu + p$$

Nous souhaitons pouvoir reconstruire également la trace du proton avec le Module Proton. Pour cela, nous allons construire un module sur le même principe que les autres modules, mais sans cibles de fer. La distance parcourue par les protons dans le module va alors augmenter suffisamment pour qu'une trace puisse être reconstruite.

Si nous parvenons à reconstruire les traces des deux particules chargées, nous pourrions étudier plus précisément la topologie de l'évènement et ainsi essayer de séparer les interactions CCQEL des autres interactions se produisant dans le module. Ces interactions sont mieux connues que les autres, notamment au niveau de la section efficace d'interaction.

Ce module sera placé devant les modules horizontaux d'INGRID. Nous utiliserons pour la reconstruction des évènements à la fois ce module et les modules horizontaux situés derrière. Le module étant plus léger, il pourra être déplacé pour être placé devant différents modules horizontaux. Cela nous permettra de faire de la calibration, en comparant le ratio (nombre d'évènements reconstruits dans le Module Proton)/(nombre d'évènements reconstruits dans le module horizontal situé derrière) pour les différents modules horizontaux.

### 8.2 Géométrie

La première phase de la conception consiste à définir une géométrie pour le détecteur. Dans cette partie, seule la partie active du détecteur est considérée.

Ces études ont été réalisées avec le premier Monte-Carlo utilisé pour INGRID, et une méthode de reconstruction des évènements présentée dans le chapitre 5. Depuis, un nouveau Monte Carlo, plus précis, a été réalisé, et la méthode de reconstruction a été améliorée. Les résultats sont donnés ici tels qu'ils ont été obtenus à l'époque de la conception du module, et non pas avec les nouveaux outils plus précis conçus ultérieurement pour l'analyse des données en partie 5.

L'organisation générale du détecteur est similaire à celle d'un module ordinaire d'INGRID, avec une alternance de plans de scintillateurs donnant une information sur la position des hits sur l'axe X ou Y,

séparés par de l'air (il n'y a plus de plaques de fer dans ce module). Il faut préciser que les scintillateurs horizontaux donnent une information sur la position sur l'axe Y, alors que les scintillateurs verticaux donnent une information sur la position sur l'axe X. Une vue d'ensemble du détecteur est présentée sur la figure 8.1.

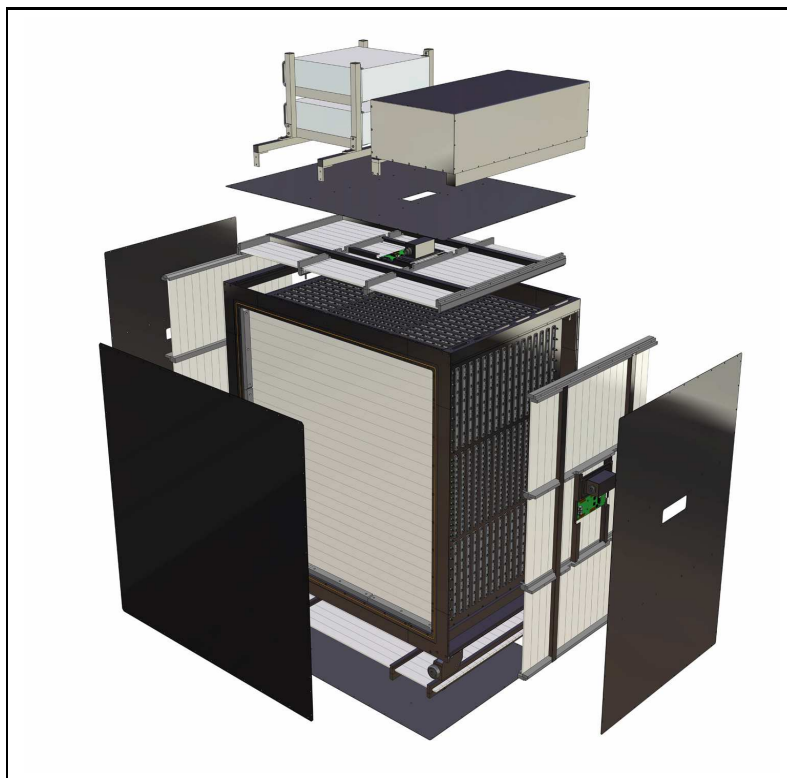


FIGURE 8.1 – Vue éclatée du Module Proton.

## Contraintes et conséquences

### Matériaux disponibles

Le Module Proton va être construit à partir des différentes pièces disponibles après la construction des autres modules d'INGRID. Certaines pièces supplémentaires pourront être achetées, mais cela n'inclut ni les scintillateurs ni les MPPC. Le nombre maximum de voies et les scintillateurs que l'on peut utiliser pour ce module sont donc fixés par les réserves disponibles. Il faut également conserver parmi ces pièces des réserves pour les réparations d'INGRID. Le tableau 8.1 résume les pièces disponibles après une première estimation.

Le nombre de scintillateurs standards (ceux utilisés pour les autres modules d'INGRID) disponible est de l'ordre du nombre de voies d'un module standard d'INGRID. On souhaiterait pour le MP avoir plus de voies, pour permettre une reconstruction des événements plus précise, et avoir le plus d'événements possible. D'autres scintillateurs ("minces" dans le tableau 8.1) sont disponibles à l'université de Kyoto, ce qui permet de doubler le nombre de voies en combinant ces deux types de scintillateurs au sein des plans de tracking. Il y a en revanche suffisamment de scintillateurs de type veto long et veto court pour construire les plans véto du Module Proton.



Scintillateurs				
Désignation	largeur	longueur	épaisseur	Nombre disponible
Standard	5 cm	120.3 cm	1 cm	600
Véto court	5cm	111.9 cm	1 cm	100
Véto long	5 cm	129.9 cm	1cm	100
Minces	2.5 cm	120 cm	1.3 cm	600
MPPC	1774			

TABLE 8.1 – Matériels disponibles pour le Module Proton

### Place disponible

Le Module Proton sera placé devant les modules horizontaux, à l'étage -2. La place disponible devant ces modules est relativement limitée, de l'ordre du mètre. Un plan de l'espace libre pour le Module Proton est présenté en figure 8.2.

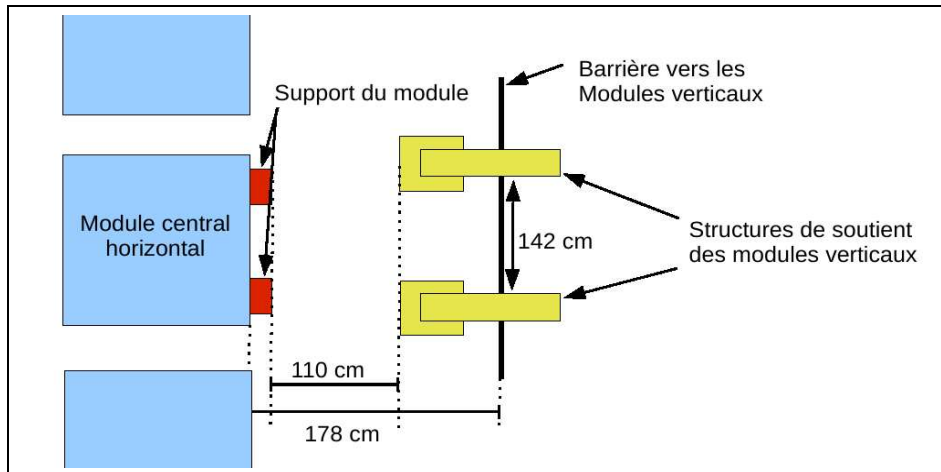


FIGURE 8.2 – Place disponible pour le module (vue de dessus).

L'idée est de placer le module entre le module H03 (le module au centre des modules horizontaux) et les supports de la tour verticale (en jaune sur la figure). Cela laisse donc un peu plus d'un mètre. Il faut prévoir également de garder de la place pour la structure mécanique du module, qui allongera nécessairement ce dernier, ainsi qu'un espace entre les deux modules, fixé à 10 cm pour l'instant. A titre de comparaison, un module INGRID standard a une longueur totale de 107 cm. Il faut donc construire un module plus compact.

Nous aurions également pu envisager de placer le module entre les deux structures de support jaunes pour avoir un module plus long, mais cela aurait posé des problèmes pour le déplacer ultérieurement, ainsi qu'obstrué le passage autour des modules horizontaux.

## Etude des géométries

### Critère d'évaluation des performances

Nous allons dans cette partie étudier les performances de différentes géométries et l'impact de différents paramètres sur les performances du détecteur MP. Il nous faut donc un critère permettant de

les évaluer. Nous allons utiliser pour cela la reconstruction de l'angle d'ouverture, c'est à dire de l'angle entre la trajectoire du muon et celle du proton (en se restreignant ici aux évènements CCQEL). La bonne reconstruction de cet angle nécessite la bonne reconstruction des traces des deux particules, ce qui en fait un bon critère d'évaluation.

Nous allons regarder la distribution de la différence entre l'angle reconstruit et l'angle véritable (simulé par Monte Carlo). Les grandeurs que nous allons mesurer sur cette distribution sont :

- RMS : il s'agit de la dispersion de la distribution, calculée en prenant la racine des écarts à la valeur moyenne élevés au carré
- sigma : il s'agit de l'écart type obtenu par ajustement d'une fonction gaussienne sur cette distribution.

### Placement des scintillateurs

Comme expliqué dans la partie précédente, il y aura dans les plans de tracking du MP deux types de scintillateurs : des scintillateurs standards de 5 cm de large, et des scintillateurs plus minces de 2.5 cm de large. Les scintillateurs minces donnent une information plus précise sur la position des hits et étant plus épais ils ont probablement une meilleure efficacité de détection. Nous allons chercher à les placer là où l'efficacité des plans est maximale. L'idée est ici de construire des plans de tracking tous identiques, chaque plan comportera donc les deux types de scintillateurs. Il faut donc déterminer où placer les scintillateurs les plus précis dans un plan. Pour cela, nous pouvons mesurer l'efficacité de reconstruction des évènements dans un module standard d'INGRID avec des scintillateurs standards de 5 cm de large, en fonction de la position en x et y du vertex.

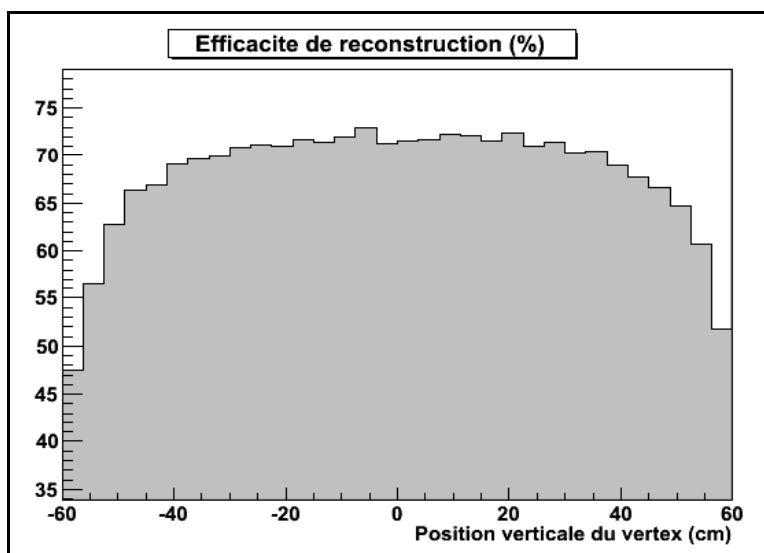


FIGURE 8.3 – Efficacité de reconstruction dans un module standard d'INGRID en fonction de la position du vertex dans un plan de tracking

Il apparaît sur la figure 8.3 que l'efficacité de reconstruction est maximale au centre d'un plan et diminue lorsque l'on se rapproche des bords. Cela s'explique par la façon dont est faite la reconstruction : il faut pour qu'un évènement soit reconstruit qu'il y ait des hits sur au moins 3 plans. Plus le vertex est situé au bord du module, plus la probabilité que la particule sorte du module avant d'avoir traversé trois plans augmente.

Nous allons donc placer les scintillateurs minces (les plus précis) au centre du module, et les scintillateurs standards sur les bords. Cela semble a posteriori un bon choix : en effet les interactions se produisant à l'extérieur des modules étant une source de bruit importante pour les modules standards d'INGRID, il a fallu définir un volume fiduciel excluant les interactions se produisant sur les bords des modules. En

plaçant les scintillateurs minces au centre du module, ils se retrouvent à l'intérieur du volume fiduciel.

### Plans de scintillateurs

Il reste maintenant à déterminer le nombre de scintillateurs de chaque type utilisé dans un plan. Comme le Module Proton va être utilisé en conjonction avec un module standard situé derrière lui, il est préférable que les plans de tracking aient la même dimension que les plans standards (120 cm × 120 cm).

Le nombre de scintillateurs détermine le nombre de voies électroniques d'un plan. Ces voies sont reliées à des cartes électroniques pouvant traiter chacune 64 voies. Pour des raisons de construction mécanique, il est préférable de pouvoir placer deux plans par carte électronique, ce qui donne 32 scintillateurs par plan. Une répartition de 16 scintillateurs standards et 16 scintillateurs mince permet de vérifier ces deux conditions. Il a donc été décidé de placer les 16 scintillateurs minces au centre du module, et 8 scintillateurs standards sur chaque bord, l'organisation d'un plan obtenue est présentée en figure 8.4.

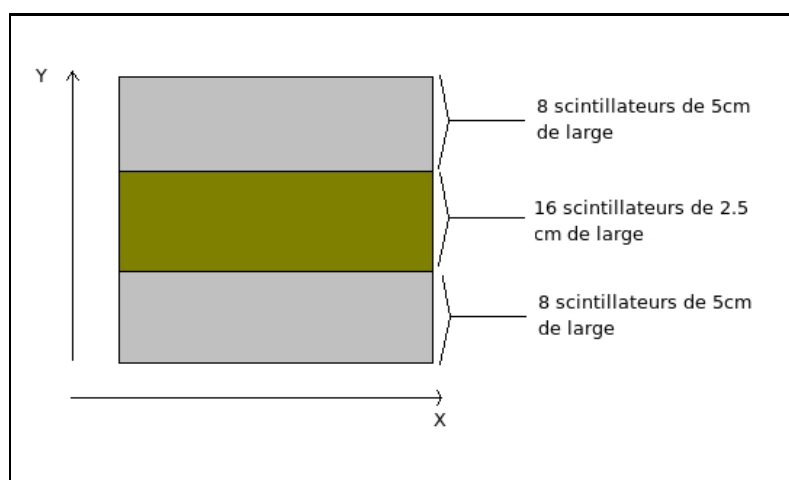


FIGURE 8.4 – Vue de face d'un plan de tracking vertical

Néanmoins les scintillateurs minces devraient donner une meilleure précision. Il faut donc s'assurer que cette configuration ne diminue pas la précision. Pour cela, nous pouvons comparer cette configuration à une autre configuration qui serait constituée de 14 scintillateurs standards et de 20 minces, les scintillateurs minces étant toujours placés au centre du plan. Cette configuration utilise le maximum de scintillateurs minces disponibles, si le module comporte 16 couples de plans de tracking. Les résultats sont présentés dans le tableau 8.2. La définition de l'acceptance est détaillée dans le paragraphe 'efficacité de la géométrie'. La méthode de reconstruction utilisée est quant à elle détaillée dans le chapitre suivant.

Ces résultats montrent que le seul effet notable est une amélioration de l'efficacité de reconstruction. Il est surprenant que la précision ne soit pas améliorée. Cela provient peut-être de la méthode de reconstruction utilisée ; néanmoins les tentatives de modification du code entreprises n'ont pas permis d'améliorer les performances de la configuration à 20 scintillateurs de type SciBar par rapport à la configuration de référence. Au vu de ces résultats, il a été décidé de conserver une configuration utilisant 16 scintillateurs minces par plan de tracking.

### Nombre de plans de scintillateurs

Maintenant que la géométrie d'un plan de "tracking" est fixée, il reste à déterminer le nombre de plans total pour ce module. Ce nombre est doublement important. Tout d'abord, il n'y a pas de cibles de fer dans ce module. Toutes les interactions auront donc lieu dans les plans de scintillateurs, ce qui implique

Paramètre	16 scintillateurs	20 scintillateurs
Acceptance(%)	59.68	59.72
Efficacité de reconstruction(%)	80.7	81.51
Sigma de l'erreur sur la reconstruction de l'angle	3.98°	3.87°
RMS de l'erreur sur la reconstruction de l'angle	18.25°	19.08°
Sigma de l'erreur sur la reconstruction de l'angle après sélection des événements	3.64°	3.62°
RMS de l'erreur sur la reconstruction de l'angle après sélection des événements	9.36 °	9.39 °

TABLE 8.2 – Influence du nombre de scintillateurs minces

que chaque plan supplémentaire augmente le nombre d'événements ayant lieu dans le Module Proton. Ensuite, une augmentation du nombre de plans augmente également le nombre de hits potentiels pour un événement, ce qui devrait permettre de mieux le reconstruire.

En revanche, le nombre de voies augmente avec le nombre de plan (64 voies pour un couple de plans horizontaux et verticaux), sachant que ce nombre de voies est limité par le nombre de MPPC disponibles. De plus chaque plan supplémentaire augmente la longueur totale du module, limitée par la place disponible dans le puits pour placer le module.

Nous allons comparer des configurations avec différents nombres de plans, respectivement 14, 16 et 18 (sans compter le plan veto avant, seuls sont considérés ici les plans de tracking à proprement parler). Les résultats sont indiqués dans le tableau 8.3.

Paramètre	14 plans	16 plans	18 plans
Longueur du module (cm)	58	66	74
Acceptance(%)	59.39	59.68	60.02
Efficacité de reconstruction(%)	80.21	80.7	81.83
Sigma de l'erreur sur la reconstruction de l'angle	4.11°	3.98°	3.91°
RMS de l'erreur sur la reconstruction de l'angle	18.4°	18.25°	18.61°
Sigma de l'erreur sur la reconstruction de l'angle après sélection des événements	3.81°	3.64°	3.59°
RMS de l'erreur sur la reconstruction de l'angle après sélection des événements	9.53 °	9.36 °	9.32°

TABLE 8.3 – Comparaison entre des configurations ayant un nombre de plans différents

Ce tableau montre que l'augmentation du nombre de plans de scintillateurs augmente l'acceptance du détecteur, ainsi que l'efficacité de reconstruction. Cela augmente donc la statistique. Comme mentionné précédemment cela augmente également la quantité de matière dans laquelle les neutrinos peuvent interagir, et au final nous obtenons ainsi une amélioration significative de la statistique.

Au niveau de la qualité de la reconstruction, il semble y avoir une légère amélioration de la précision

sur la reconstruction de l'angle d'ouverture. Néanmoins l'effet est assez faible. Comme nous disposons de suffisamment de scintillateurs et de place dans le puit pour construire la configuration à 18 plans, il a été décidé de garder cette configuration. Il y aura donc 18 plans de tracking et un plan veto frontal.

### Espacement entre les plans

Les plans de tracking sont régulièrement espacés, de l'air les séparant. Nous allons étudier ici l'impact de la distance entre deux plans successifs sur les performances du détecteur. Pour cela différentes configurations avec un espacement variant de 0.7 cm (cet écartement est celui utilisé pour les études précédentes) à 1.7 cm sont comparées. La place disponible pour le module étant limitée, nous n'allons utiliser un espacement plus grand que si cela améliore les performances. Cette étude a été effectuée en utilisant une géométrie à 16 plans de tracking. Les résultats sont présentés dans le tableau 8.4. La sélection des événements est expliquée dans la partie reconstruction (partie suivante) : une méthode de vraisemblance sert à déterminer si un événement est bien reconstruit ou non.

Espacement	7mm	10mm	12mm	14mm	17mm
Longueur du module (cm)	66	75.6	82	88.4	98
Acceptance(%)	59.68	58.4	57.5	56.54	55.15
Efficacité de reconstruction(%)	80.7	81.63	80.72	80.08	79.13
Avant sélection des événements					
Erreur sur l'angle d'ouverture (RMS)	18.25°	18.03°	17.88°	17.18°	17.5°
Erreur sur l'angle d'ouverture (sigma)	3.98°	4.01 °	3.75°	3.88°	3.81°
Nombres d'événements conservés	19818	19630	19222	18796	18208
Après sélection des événements					
Erreur sur l'angle d'ouverture (RMS)	9.36 °	9.26 °	8.68°	8.45°	8.21°
Erreur sur l'angle d'ouverture (sigma)	3.64°	3.55°	3.48°	3.43°	3.48°
Nombres d'événements conservés	16796	16794	16497	16251	15557

TABLE 8.4 – Influence de l'espacement entre deux plans successifs sur les performances du module

Il apparaît que lorsque l'espacement entre deux plans successifs augmente, l'acceptance diminue. Cela s'explique assez facilement : pour pouvoir reconstruire la trace d'une particule, il faut qu'elle ait laissé des hits sur au moins 3 plans différents du module. Si la distance entre les plans augmente, la probabilité que la particule sorte latéralement du module avant d'avoir traversé trois plans augmente également, et donc l'acceptance diminue.

Nous pouvons cependant remarquer que la précision de la reconstruction de l'angle d'ouverture s'améliore lorsque l'espacement augmente. Pour cette raison, il a été décidé de garder un espacement un peu supérieur à l'espacement initial. Il n'est en effet pas possible de trop l'augmenter tout en conservant 18 plans de tracking, au vu de la place disponible dans le puit. L'espacement a finalement été fixé à 1 cm.

### Plans décalés

Une des caractéristiques d'INGRID est d'utiliser des scintillateurs larges (5cm) et donc d'avoir une granularité relativement élevée, justifiée par la présence des plaques de fer qui entraînent une diffusion des particules. Pour tenter d'améliorer cela, nous allons essayer de décaler un plan sur deux de la moitié d'un

scintillateur, comme schématisé sur la figure 8.5.

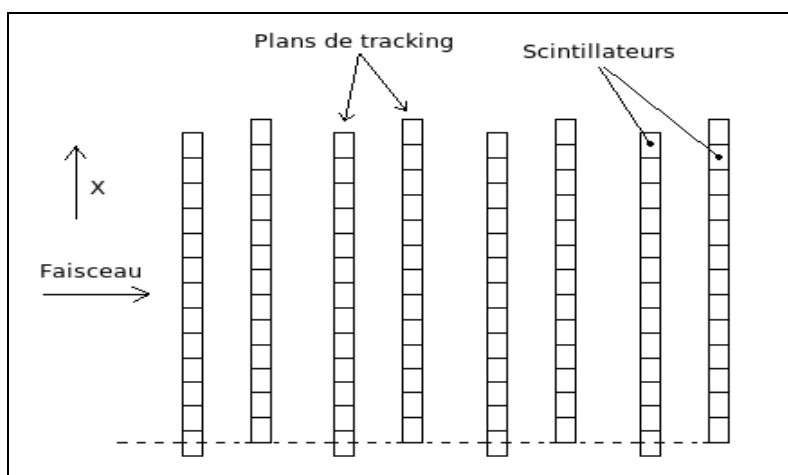


FIGURE 8.5 – Configuration décalée

Cette méthode a été testée avant l'utilisation des scintillateurs minces, donc uniquement sur des plans constitués de 24 scintillateurs de 5 cm de large. Nous voulions savoir si cette méthode améliorait la précision de la reconstruction en comparant la proportion d'évènements reconstruits, la précision de la reconstruction du vertex et de l'angle entre le proton et le muon. Les résultats sont indiqués dans le tableau 8.5.

Paramètre	Configuration normale	Configuration décalée
Evènements reconstruits(%)	83.7	83.5
Coordonnée z du vertex reconstruite à 1.5cm près (%)	86.48	86.1
Sigma de l'erreur sur la reconstruction de l'angle	3.31°	3.42°

TABLE 8.5 – Comparaison configurations normale et décalée

Ce changement de configuration ne semble pas améliorer les performances. Comme la configuration décalée est probablement plus compliquée à construire d'un point de vue mécanique, il a été décidé de ne pas conserver cette modification.

## Géométrie finale

### Plans vétos

Pour filtrer les évènements ne provenant pas d'interactions à l'intérieur du module, le module sera entouré de 4 plans vétos, de la même façon que pour un module standard. De plus, pour filtrer les évènements provenant d'interactions en amont du Module Proton, le premier plan de tracking sera utilisé comme un plan veto. Il sera uniquement constitué de scintillateurs standards (5 cm de large). Ce premier plan sera similaire à un plan de tracking d'un module standard. En particulier il y aura un plan de scintillateurs horizontaux, et un plan de scintillateurs verticaux, contrairement aux autres plans vétos, qui ne comportent que l'un des deux. Cela permet une meilleure détection des particules provenant de l'extérieur par la face avant du module. Cette sécurité supplémentaire est nécessaire pour filtrer les muons produits par des neutrinos du faisceau dans la structure en béton du puit. En effet, l'étude des premiers résultats des modules

standards d'INGRID a montré qu'il s'agissait de la principale source de bruit dans les données du faisceau.

### Arrangement des plans dans le module

Dans un module standard, les plans de tracking sont regroupés par deux : un plan horizontal et un plan vertical collés ensemble. Ici, deux types de scintillateurs ayant des épaisseurs différentes sont utilisés : les scintillateurs standards ont une épaisseur de 1cm, alors que les scintillateurs minces ont une épaisseur de 1.3 cm. Il devient donc plus difficile de coller ensemble deux plans de scintillateurs de façon à ce que les centres de tous les scintillateurs aient la même coordonnée z (ce qui est préférable pour la reconstruction).

La solution retenue est d'espacer régulièrement tous les plans de tracking. Nous procéderons de la même façon pour le premier plan (vêto avant), même si pour ce plan il aurait été possible de coller les scintillateurs horizontaux et verticaux ensemble. Cette solution semble également préférable pour la conception mécanique.

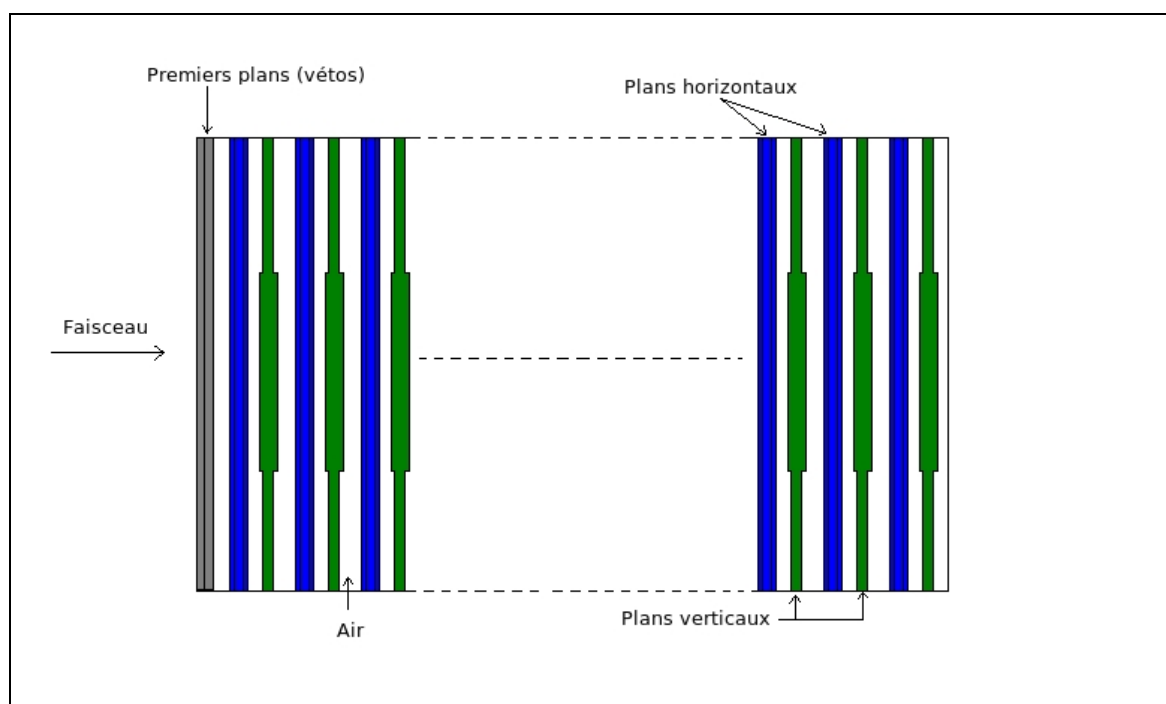


FIGURE 8.6 – Organisation schématique du module (vue de dessus)

### Description de la géométrie finale

Le module est organisé de la façon suivante :

- un premier couple de plans qui sera utilisé comme vêto pour les interactions se produisant en amont du module. Il n'est constitué que de scintillateurs de 5cm de large, mais contrairement à un module standard d'INGRID, les deux plans ne sont pas collés l'un contre l'autre, mais séparés par de l'air.
- une alternance de plans de tracking horizontaux et verticaux, régulièrement espacés et séparés par de l'air. L'enchaînement commence par un plan horizontal, puis un plan vertical, et ainsi de suite. Il y a au total 18 plans horizontaux et 18 plans verticaux. Ces plans sont constitués de 16 scintillateurs de 2.5 cm au centre et de 8 scintillateurs de 5 cm sur chaque bord, pour un total de 32 voies par plan.
- 4 plans vétos entourants le module, sur le même principe que pour un module standard.

L'espacement entre deux plans de scintillateurs successifs est de 1 cm d'air. L'épaisseur d'un scintillateur est de 1.3 cm, donc le pas entre deux plans successifs est de 2.3 cm, et le pas entre deux scintillateurs de même orientation (horizontale ou verticale) est de 4.6 cm. La longueur totale du module est alors de 84.8 cm. Cette longueur ne prend en compte que les scintillateurs, il faudra encore ajouter la structure mécanique du module. Les pièces nécessaires pour réaliser ce module sont résumées dans le tableau 8.6.

Désignation	Quantité utilisée
Scintillateurs standards	624
Scintillateurs minces	576
MPPC (voies)	1200

TABLE 8.6 – Pièces utilisées pour le Module Proton

## Efficacité géométrique

Pour une première évaluation de l'efficacité du MP, parfois appelée *acceptance* du détecteur, nous allons mesurer la proportion d'événements qui peuvent être reconstruits. Nous voulons avec le Module Proton reconstruire une trace pour le proton et une trace pour le muon. Nous allons mesurer deux *acceptances* : le cas où l'on peut reconstruire une trace (par comparaison avec un module standard), et le cas où l'on peut reconstruire les deux traces. Les critères suivants sont utilisés pour l'acceptance :

- la première trace peut être reconstruite si le muon ou le proton a laissé des hits sur au moins 3 TKP différents sur le plan horizontal et sur le plan vertical
- la seconde trace peut être reconstruite si le muon a laissé des hits sur au moins 3 TKP différents, et le proton sur au moins 2 TKP différents, sur le plan horizontal et sur le plan vertical

Les résultats sont résumés dans le tableau 8.7.

	Acceptance (%)
Première trace	98.08
Deuxième trace	63.78

TABLE 8.7 – Acceptance par trace du Module Proton pour les événements CCQEL

Ces résultats seront complétés par l'efficacité de reconstruction, dans la partie "tracking". L'ensemble permettra d'évaluer l'efficacité du module. Un événement CCQEL est considéré comme reconstruit si les deux traces le sont, ce qui signifie que l'acceptance du module pour ces événements est de 63.78%.

## 8.3 Aspects mécaniques

Le LLR était entre autre responsable de la conception mécanique du module, à partir des spécifications présentées ci-dessus. Cette conception mécanique a été réalisée par le département mécanique du LLR, sous la responsabilité d'Oscar Ferreira. Le module conçu part de la géométrie décrite précédemment. Les schémas montrés dans cette partie ont également été réalisés par Oscar Ferreira.

### Modifications apportées par rapport à la géométrie souhaitée

Un comptage précis des scintillateurs disponibles pour construire le Module Proton a révélé que les chiffres utilisés pour l'études précédente n'étaient en fait qu'une estimation rapide. Les scintillateurs réel-



lement disponibles sont comptabilisés dans le tableau 8.8.

Désignation	Quantité nécessaire	Quantité disponible
Scintillateurs standards	624	634
Scintillateurs minces	576	566

TABLE 8.8 – Scintillateurs réellement disponibles pour le Module Proton

Il n’y a donc pas suffisamment de scintillateurs minces pour réaliser la géométrie souhaitée. Le groupe de Kyoto a essayé de résoudre le problème en collant des bouts de scintillateurs minces pour obtenir d’avantages de scintillateurs de ce type. Malheureusement, la qualité des scintillateurs ainsi obtenus n’était pas suffisante.

Il a donc été décidé de réduire le nombre de plans de tracking effectivement présents dans le module. Le module comportera donc finalement 17 plans de tracking seulement, et non 18. Une autre modification est que l’espace entre les deux plans véto initiaux et le premier plan de tracking est un peu supérieur à l’espacement entre deux plans de tracking (4 mm supplémentaires). L’organisation exacte des plans de tracking dans le module est montré dans la figure 8.7 (par Oscar Ferreira).

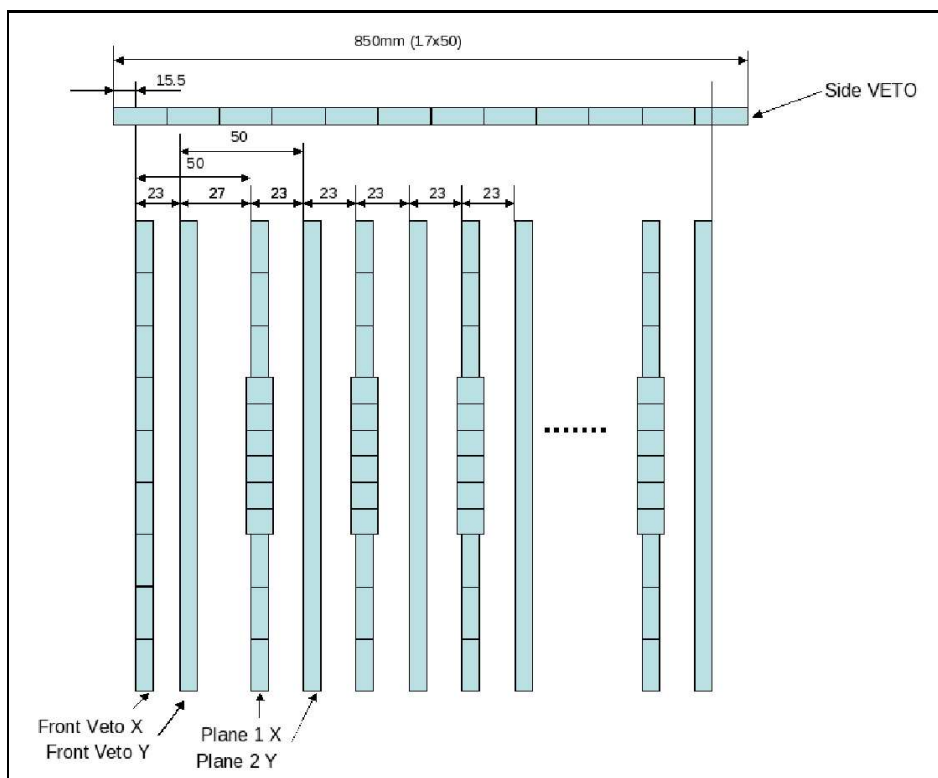


FIGURE 8.7 – Structure des scintillateurs dans le Module Proton (vue de profil).

## Concept général

Contrairement aux modules standards d’INGRID pour lesquels chaque plan de tracking constituait une structure à part entière insérée dans le module, le Module Proton est constitué d’un seul bloc. La structure mécanique est constituée d’une cage en aluminium, dans laquelle des rainures sont découpées pour insérer les scintillateurs. Le centre du module n’est donc constitué que de scintillateurs et d’air. Autour de cette structure principale sont situés 4 plans véto. Ces plans sont des structures autonomes, contenant chacun

17 scintillateurs et leur carte électronique (sauf pour le plan veto du bas, dont les scintillateurs sont reliés à la carte électronique du plan veto gauche).

L'ensemble est fermé par des plaques d'aluminium pour assurer l'isolation lumineuse de l'intérieur du module. Enfin, les cartes électroniques pour les plans de tracking sont situées dans un coffret séparé, placé sur le dessus du module (figure 8.1).

## Plans de tracking

Comme expliqué précédemment, le module comporte 17 plans de tracking. Chacun de ces plans est constitué d'un plan de scintillateurs horizontaux et d'un plan de scintillateurs verticaux, eux-même constitués de :

- 16 scintillateurs standards, de dimension  $1203 \times 50 \times 10$  (en mm), répartis en deux groupes de 8 situés à chaque extrémité.
- 16 scintillateurs minces, de dimension  $1204 \times 25 \times 13$  (en mm), situés au centre du plan.

Nous pouvons remarquer que les deux types de scintillateurs n'ont pas exactement la même longueur. Cela est dû à une erreur au moment de la découpe des scintillateurs minces, tous les scintillateurs auraient normalement dû faire 1203 mm de long. Dans le Module Proton, les scintillateurs ne sont pas collés à la structure comme dans le cas d'un module standard, mais insérés dans des encoches, et maintenus en position par de la mousse.

## Plans vétos

Les plans vétos sont situés autour de la structure principale du module. Pour permettre un accès facile au centre du module en cas de maintenance, ils ont été conçus comme des structures autonomes, pouvant être enlevées facilement. En effet les MPPC et bords des scintillateurs des plans de tracking sont situés sous les plans vétos droits et supérieurs.

Chaque plan veto comporte 17 scintillateurs. Les plans vétos gauche, droit et du haut utilisent des scintillateurs de dimension  $1250 \times 50 \times 10$  (en mm), alors que le plan veto du bas utilise des scintillateurs de dimension  $1203 \times 50 \times 10$  (en mm), en raison de la moins grande place disponible sous le module. Enfin, les plans vétos gauche, droit et du dessus contiennent leur propre carte électronique (TFB), alors que le plan veto du dessous est relié au TFB du plan veto de gauche. Une photo d'un plan veto assemblé est présentée en figure 8.8.

## Détails techniques

### Acquisition des données

Le Module Proton utilise un système identique aux modules standards d'INGRID pour l'acquisition des données. Une fibre placée dans le scintillateur transmet la lumière à un MPPC qui la convertit en signal électrique, ensuite traité par la partie électronique. Là encore, le système est identique à ce qui est utilisé pour le reste d'INGRID. On se référera donc à la description d'INGRID dans la partie 2 pour plus de détails.

### Scintillateurs

Les scintillateurs larges proviennent du même lot que ceux utilisés pour les modules standards d'INGRID. Ils sont décrits dans la partie 2. Les scintillateurs minces ou SciBar proviennent de surplus de l'expérience K2K, où ils étaient utilisés dans le détecteur SciBar. Les caractéristiques de ces scintillateurs sont les suivantes [23] :

- ils sont fabriqués par extrusion à base de polystyrène (Dow STYRRON 663) contenant du PPO et du POPOP pour respectivement 1% et 0.03% de leurs masses

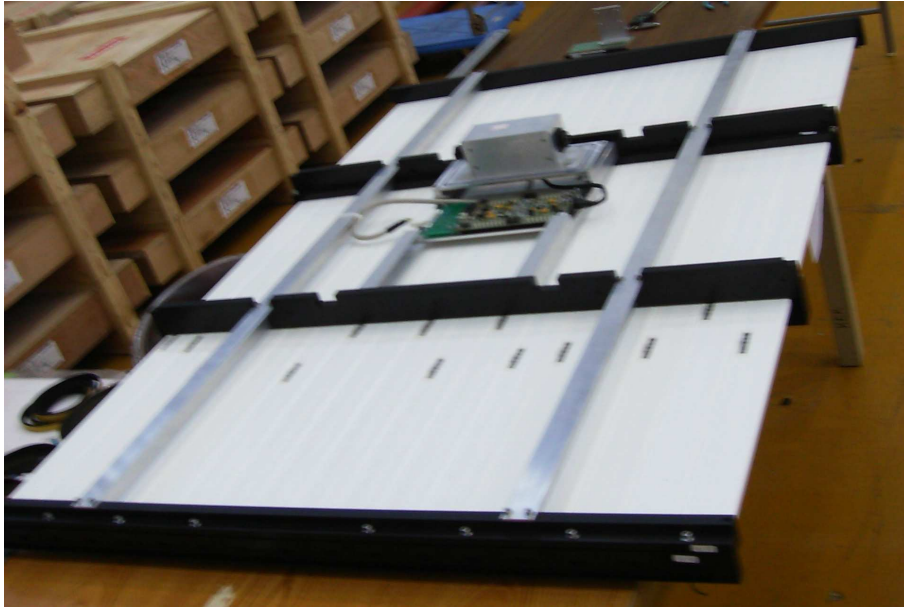


FIGURE 8.8 – Un plan veto du Module Proton assemblé, avec sa carte électronique.

- ils sont isolés par une couche de réflecteur de 0.25 mm, à base de dioxyde de titane (15% concentration massique)
- ils possèdent une section rectangulaire de dimension 25 mm  $\times$  13 mm, avec un trou au centre de 1.8 mm de diamètre pour permettre l'insertion de la fibre
- leur spectre d'émission possède un maximum pour la longueur d'onde 420 nm (bleu).

## 8.4 Assemblage et installation du module

Le module a été assemblé à J-PARC en juillet 2010. Aucune modification supplémentaire n'a dû être apportée par rapport au module décrit dans la section précédente. Les masses de tous les scintillateurs utilisés ont été mesurées avec une erreur inférieure à 1% (précision nominale de la balance employée pour cette mesure). En effet pour ce module, la cible est constituée uniquement de scintillateurs. Il est important de connaître précisément la masse de scintillateurs présente dans le module pour prévoir le nombre d'interactions dans les simulations. Un ensemble de photos de l'assemblage du module est présenté en annexe F.

Le module a ensuite été testé à l'aide de rayons cosmiques avant d'être installé en septembre, en même temps que les modules hors croix d'INGRID. Le module a pu être utilisé pour la deuxième période de prise de données de l'expérience T2K, à partir de novembre 2010. Ce sont ces données qui seront analysées dans la dernière partie de cette thèse, 'Analyse de données du Module Proton'.

# Chapitre 9

## Reconstruction des évènements

### 9.1 Principe général

Le “tracking” pour le Module Proton est construit sur le même principe que le tracking des modules standards d’INGRID [26]. Les projections horizontales et verticales sont traitées séparément : une trace est reconstruite sur chaque projection, puis les deux traces sont combinées pour obtenir une trace en trois dimensions.

La procédure utilisée pour reconstruire une trace par projection est la suivante : dans un premier temps les hits (scintillateurs activés, ayant reçu un dépôt d’énergie) qui seront utilisés pour la reconstruction sont sélectionnés. Pour cela, nous allons calculer pour chaque hit une densité, en fonction du nombre de hits environnants, et ne conserver que les hits dont la densité est supérieure à une valeur minimale. Cela permet de se débarrasser des hits isolés, qui sont très probablement du bruit provenant des MPPC et qui n’appartiennent pas à la trace de la particule.

La trace est ensuite reconstruite à l’aide de la transformation de Hough. Cette transformation consiste à passer de l’espace cartésien standard à l’espace de Hough. Un point dans l’espace cartésien devient une courbe dans l’espace de Hough, cette courbe représentant l’ensemble des droites du plan passant par ce point. En effet, dans l’espace de Hough les coordonnées sont  $r$  et  $\theta$ , et la donnée de ces deux coordonnées permet de définir une droite par l’équation :

$$y = -\frac{\cos \theta}{\sin \theta}x + \frac{r}{\sin \theta} \quad (9.1)$$

Si il existe une droite passant par plusieurs points du plan, alors les courbes représentant ces points dans l’espace de Hough vont se couper en un point dont les coordonnées paramétrisent cette droite. Il faut donc rechercher les points d’accumulation dans l’espace de Hough pour trouver les droites passant par plusieurs hits.

Nous disposons alors d’un ensemble de droites représentant les traces possibles. Il s’agit maintenant de déterminer la plus probable. Dans le cas d’un module standard, nous commençons par vérifier que les traces ne contiennent pas de discontinuités, c’est à dire une longue partie de la trace qui ne contienne pas de hits. La longueur maximale sans hits tolérée est ici de 21.4 cm, ce qui revient à autoriser la trace à traverser au maximum 2 plans consécutifs sans laisser de hits.

Les traces ayant passé ce test sont ensuite comparées selon le nombre de hits les constituant. Nous conserverons celle ayant le plus grand nombre de hits. Dans le cas où deux traces possèdent le même nombre de hits, la trace la plus longue est choisie. Il faut également que la trace contienne au moins 3 hits pour être conservée.

## 9.2 Cas du Module Proton

Le tracking du Module Proton est conçu plus spécifiquement pour reconstruire complètement les événements CCQEL, c'est à dire deux traces et un vertex. Nous allons considérer pour la suite que les événements à reconstruire sont de ce type, et tous les résultats seront donnés pour les interactions CCQEL uniquement. Nous chercherons dans le chapitre suivant à éliminer les autres types d'événements reconstruits, considérés comme du bruit de fond.

### Choix de la trace

Nous voulons reconstruire deux traces, de façon séquentielle : une première trace est reconstruite, puis les hits ayant servi pour cette trace sont retirés de l'ensemble des hits disponibles pour reconstruire la deuxième trace. Nous déduisons ensuite la position du vertex des deux traces reconstruites.

Les deux traces ne sont néanmoins pas indépendantes. Elles proviennent en effet de la même interaction, et doivent en conséquence vérifier certaines propriétés, notamment se couper au niveau du vertex, ou encore vérifier la conservation de l'impulsion dans l'interaction. Le Module Proton ne possède pas de plaques de fer, les particules chargées peuvent donc parcourir une plus longue distance dans le module, et laissent plus de hits. Nous trouverons donc souvent un nombre important de traces possibles, et le fait que les deux traces ne sont pas indépendantes sera utilisé pour en éliminer un certain nombre.

Par rapport à la reconstruction dans un module standard, un certain nombre de modifications ont été apportées à la sélection de la trace la plus probable, certaines pour la première et la deuxième trace reconstruites, d'autres pour la seconde uniquement.

### Modifications communes aux deux traces

Les traces approximativement horizontales ou verticales, c'est à dire dont tous les hits ont une coordonnée égale sont mal reconstruites. En effet, au moment de déterminer la direction de la trace, l'algorithme donne logiquement une direction horizontale ou verticale, ce qui ne correspond jamais à la véritable direction verticale de la trace. Cela pose problème ensuite lorsqu'il s'agit de calculer l'angle entre les trajectoires des deux particules, qui sera un paramètre important pour la sélection des interactions dans le chapitre suivant. Ces traces sont donc retirées de la liste des traces possibles.

La fonction "Checkholes", qui teste la présence de discontinuités dans les traces a également été modifiée. La reconstruction est faite sur différents modules, qui n'ont pas le même intervalle entre deux plans successifs. Le critère n'est donc plus donné en terme de distance, mais en termes de nombre de plans traversés sans laisser de hits. Le nombre maximum est toujours fixé à 2. Egalement, les traces où une discontinuité est détectée ne sont plus systématiquement rejetées. Nous allons essayer de corriger le problème en comparant le nombre de hits en amont et en aval de la discontinuité. La partie de la trace qui contient le plus de hits est conservée, puis le processus est réitéré jusqu'à l'absence de discontinuités. La trace n'est rejetée que si il n'est pas possible de trouver une sous trace sans discontinuités.

Notons également qu'une particule créée par une interaction dans le Module Proton peut sortir de ce module puis entrer dans un autre module, le plus souvent l'un des modules horizontaux. Cela laisse un trou important dans la trace, mais cette dernière ne doit pas être rejetée, le Module Proton étant justement prévu pour fonctionner avec les autres modules. Il faut donc détecter le fait qu'une trace sort du module. Nous considérerons que c'est le cas si l'un des hits de la trace est proche du bord du module, et si il y a un hit faisant partie de la trace et situé dans un autre module dans cette direction.

Les traces potentielles ayant passé ces tests sont finalement comparées selon le nombre de hits les constituant. Un changement par rapport au tracking standard d'INGRID, est que dans le cas où deux traces possèdent le même nombre de hits, celle ayant le hit de coordonnée  $z$  la plus faible est conservée.

## Modifications spécifiques à la seconde trace

Le fait que les deux traces ne sont pas indépendantes fournit des informations pour la détermination de la deuxième trace. La première trace servira de référence pour évaluer les candidats possible pour la deuxième trace.

Une des conditions est moins stricte pour la seconde trace. La première trace devait contenir au moins 3 hits pour être conservée, alors que 2 hits seulement sont requis pour la seconde. Les 2 traces peuvent également avoir en commun les hits correspondant aux extrémités de la première trace, car les deux traces sont sensées se couper au niveau du vertex.

La première information utilisée est la conservation de l'impulsion lors de l'interaction, donnée par l'équation suivante :

$$\nu + n \rightarrow \mu + p^+ \quad (9.2)$$

Le neutrino arrive avec une direction quasi-parallèle à l'axe  $z$ . Le recul du neutron peut emporter une partie de l'impulsion initiale, néanmoins le proton et le muon devraient partir avec des directions différentes sur les axes  $x$  et  $y$  par conservation de l'impulsion. Cela est pris en compte en rejetant les traces où ces deux particules partent du même côté de l'axe  $x$  ou  $y$ , avec une pente supérieure à 0.1. Cette tolérance est due à l'incertitude sur la reconstruction de la pente.

Les deux traces doivent se couper au niveau du vertex de l'interaction. Ce vertex doit être proche de l'une des extrémités de la première trace. La deuxième trace doit passer à moins de 5cm (un scintillateur standard) de l'une des extrémités de la première trace pour être conservée.

## Corrections apportées aux traces reconstruites

Un certain nombre de corrections sont ensuite apportées aux traces reconstruites par la méthode de Hough. Ces corrections sont différentes pour la première et la deuxième trace.

### Corrections apportées à la première trace

Nous commençons par reconstruire une trace à proprement parler. Pour cela les hits de la trace sélectionnés par la méthode de Hough sont interpolés par une droite. La trace est ensuite affinée, en éliminant tous les hits situés à plus de 2.5 cm de la droite précédemment reconstruite. En effet ces hits trop éloignés réduisent la précision de la reconstruction, et ils sont potentiellement des hits de la seconde trace.

La méthode de Hough oublie parfois certains hits, qui bien que proches de la droite reconstruite n'ont pas été inclus dans la trace reconstruite par cette méthode. Pour corriger ce problème, tous les hits situés à moins de 2.5 cm de la droite reconstruite sont ajoutés à la trace.

### L'angle d'ouverture

Nous avons choisi un critère permettant de juger de la bonne reconstruction des deux traces : il s'agit de l'angle entre la trace du muon et la trace du proton, parfois appelé angle d'ouverture. C'est un bon critère car pour que cet angle soit correctement reconstruit, il faut que les deux traces soient correctement reconstruites. Ce sera un paramètre important dans la suite. La distribution de cet angle dans le cas des événements de type CCQEL est indiquée sur la figure 9.1.

### Corrections apportées après la détermination de la seconde trace

L'un des principaux problèmes observé est lié au fait que les traces sont reconstruites indépendamment sur chaque projection. Il se peut que la première trace identifiée sur un plan corresponde à la particule dont la trace est reconstruite en second sur la deuxième projection. Nous risquons alors d'assembler la trace du proton sur une projection avec la trace du muon sur l'autre. Ce problème peut être évalué grâce à l'angle d'ouverture : dans le cas où cette inversion se produit, l'angle reconstruit sera très différent de l'angle réel.

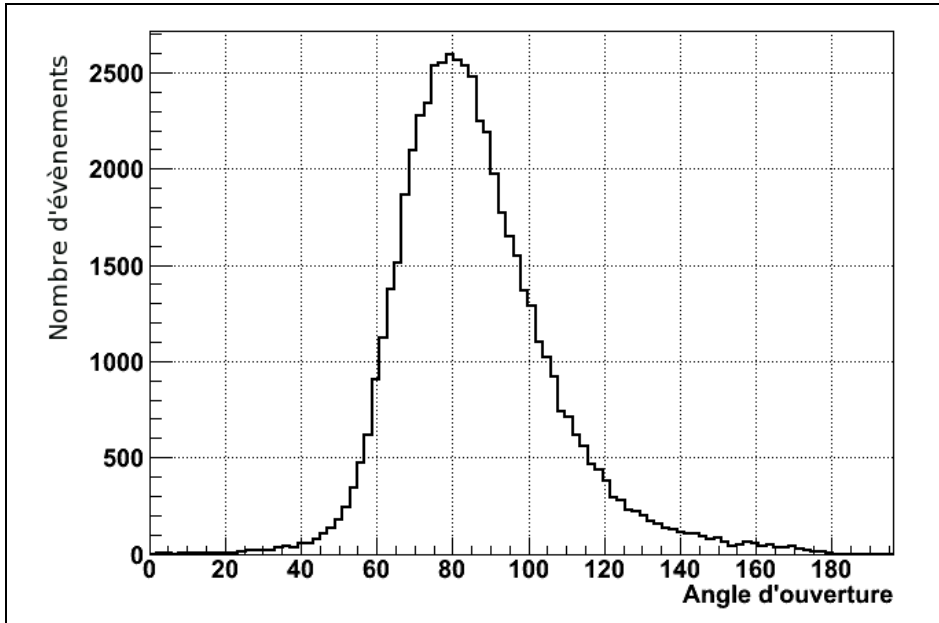


FIGURE 9.1 – Distribution de l'angle d'ouverture pour les évènements CCQEL

Pour remédier à ce problème, nous regardons la direction de chaque trace selon l'axe z sur chaque plan. Cette direction est définie en utilisant le vertex reconstruit comme origine. Si pour les deux traces, les projections sur chaque plan ont des directions différentes, les projections sur le plan horizontal des deux traces sont interverties.

Nous allons ensuite déplacer les hits de la première trace situés du mauvais côté du vertex. En effet, la particule part dans une direction à partir du vertex, et ne devrait pas laisser de hits des deux côtés de ce vertex, à part peut-être quelques uns à proximité immédiate du point d'interaction. Une procédure similaire est appliquée à la seconde trace, en considérant qu'elle ne doit laisser de hits que d'un seul côté de la première trace, pour des raisons identiques. Nous déterminons donc le côté de la trace où il y a le plus de hits, et les hits situés de l'autre côté sont retirés de la trace. Nous laisserons cependant une tolérance de quelques centimètres à chaque fois, car parfois les dépôts d'énergie n'ont pas uniquement lieu là où la particule est passée, mais également sur les scintillateurs avoisinants.

### 9.3 Sélection des évènements bien reconstruits

Nous disposons maintenant d'un ensemble d'évènements reconstruits, et nous ne souhaitons conserver que les évènements bien reconstruits. Pour cela une méthode de vraisemblance est utilisée. Pour remplir les histogrammes, un évènement sera considéré comme bien reconstruit si l'erreur calculée avec le MC sur l'angle d'ouverture est inférieure à  $10^\circ$ , mal reconstruit dans le cas contraire.

#### Variables utilisées

Cette sélection est effectuée à l'aide d'un ensemble de six variables qui vont être présentées ici. Les histogrammes présentant les distributions pour chaque variable des évènements bien et mal reconstruits sont placés dans l'annexe C.

## Angle d'ouverture

Cette variable a déjà été présentée. Nous utilisons ici le fait que l'angle d'ouverture a une distribution bien particulière (voir figure 9.1) et qu'une mauvaise reconstruction pourrait donner un angle incompatible avec cette distribution.

## DeltaZVertex

Une trace est reconstruite pour chaque particule sur chaque plan. En prenant l'intersection de ces deux traces, nous obtenons un vertex sur chaque plan. Cette variable est la différence de coordonnée z de ces deux vertex. Elle doit être faible a priori si l'évènement est bien reconstruit.

## Pente Y

Cette variable correspond la différence entre les pentes des deux traces reconstruites sur le plan vertical.

## Pente X

Cette variable est l'analogue de la précédente sur le plan horizontal.

## Dirprob

Cette variable vaut un lorsqu'une seule particule a des traces ayant des directions selon z différentes entre les deux projections. Cela traduit un évènement mal reconstruit a priori.

## SensProb

Cette variable traduit le fait que le vertex est ouvert dans le mauvais sens : par conservation de l'impulsion au niveau de l'interaction, les particules émises devraient avoir une impulsion globale dans le sens des z croissants.

## ImpProb

Cette variable est l'analogue de ce qui est fait au moment de la sélection des traces, elle vaut un si les deux traces partent dans le même sens selon les axes x ou y. De par la tolérance qui avait été laissée au moment de la reconstruction, certains évènements peuvent se trouver dans ce cas.

## Résultats

Ces différentes variables permettent une bonne sélection des évènements bien reconstruits. La figure 9.2 représente la valeur de la variable de vraisemblance pour les évènements bien et mal reconstruits. Le tableau 9.1 donne les résultats de la reconstruction selon la valeur de la coupure sur la probabilité.

La variable de la probabilité est calculée en utilisant les histogrammes présentés dans l'annexe C. Deux probabilités intermédiaires sont définies : évènement bien reconstruit (PG) et mal reconstruit (PB). PG est calculée de la façon suivante : pour chaque variable, la valeur de l'histogramme pour les évènements bien reconstruits à l'abscisse correspondant à la valeur de la variable pour l'évènement considéré est relevée. PG est obtenue en multipliant les valeurs ainsi obtenues pour chaque variable. PB est calculée d'une façon similaire, et la probabilité finale est ensuite définie par :

$$P = \frac{PG}{PG + PB}$$



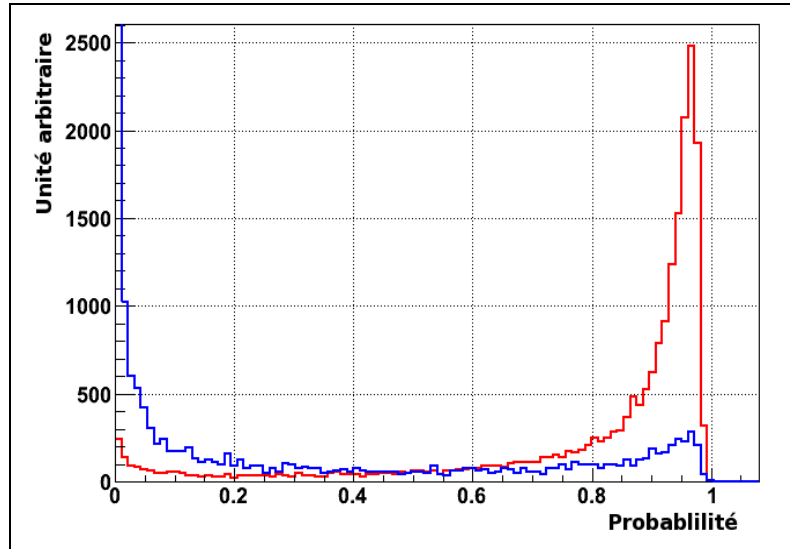


FIGURE 9.2 – Distribution de la variable de probabilité, pour les événements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

	Sans sélection	P>0.1	P>0.3	P>0.5	P>0.9
Erreur angle d'ouverture (RMS)	16.69	9.17	7.47	6.27	4.585
Erreur angle d'ouverture ( $\sigma$ )	4.39	3.96	3.73	3.59	3.21
Nombre d'événements reconstruits	25497	22092	20701	19480	12276
Pourcentage d'événements conservés par rapport à sans sélection	100	86.64	81.19	76.40	47.27

TABLE 9.1 – Performance de l'algorithme de sélection des événements bien reconstruits

Cette probabilité sera parfois appelée variable de vraisemblance, ou vraisemblance par la suite.

Pour garder un bon compromis entre précision et statistique, nous conserverons pour la suite les événements ayant une probabilité supérieure à 0.1. Il apparaît en effet sur la figure 9.2, que la plupart des événements mal reconstruits ont une probabilité inférieure à 0.1.

## 9.4 Effet sur l'espace de phase

Nous allons étudier dans cette partie l'effet du tracking et de la sélection des événements bien reconstruits sur les paramètres du plan de phase. Nous voulons vérifier que ces processus ne sélectionnent pas certains événements par rapport à d'autres selon des paramètres de cet espace de phase. Cela rendrait moins fiable l'utilisation des données de section efficace, qui sont intégrées sur les différents paramètres du plan de phase. Nous allons également évaluer l'impact de la reconstruction sur ces paramètres : tous les événements ne sont pas reconstruits, et nous souhaitons savoir si la reconstruction privilégie un certain domaine de l'espace de phase.

## Energie du neutrino incident

Nous cherchons à savoir si la reconstruction et la sélection des événements bien reconstruits ne sélectionne pas les interactions selon l'énergie du neutrino incident. Pour cela les distributions en énergie du neutrino incident pour tous les événements avant reconstruction, pour les événements reconstruits et pour les événements reconstruits ayant passé la sélection sont comparées. Pour permettre une meilleure comparaison, les histogrammes sont normalisés (figure 9.3).

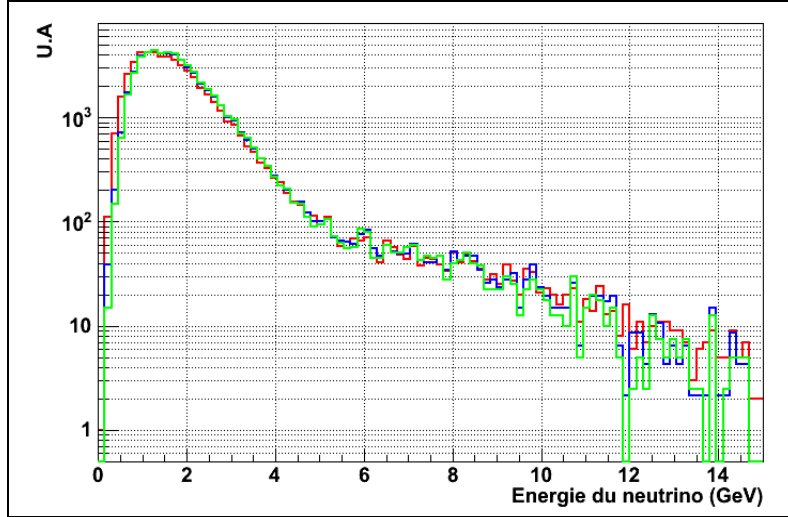


FIGURE 9.3 – Energie du neutrino incident, pour tous les événements (rouge), les événements reconstruits (bleu) et les événements reconstruits ayant passé la sélection (vert)

Ces distributions sont très similaires à partir de 1 GeV, ni la reconstruction ni la méthode de sélection des événements bien reconstruits n'ont d'impact sur le spectre en énergie des neutrinos incidents pour les énergies supérieures à 1 GeV. Pour les énergies inférieures, la reconstruction semble moins bien fonctionner. Cela pourrait provenir du fait que les interactions de neutrinos de plus faibles énergies produisent des particules moins énergétiques, qui vont donc traverser moins de plaques de fer et laisser moins de hits dans le détecteur, ce qui rend l'évènement plus difficile à reconstruire. Il faudra lors de l'analyse tenir compte de cette variation de l'efficacité de reconstruction avec l'énergie.

## Moment transféré

Par analogie avec les interactions profondément inélastiques [29] nous allons définir un moment transféré  $Q^2$ . Pour cela, l'interaction est modélisée par le diagramme de Feynman représenté en figure 9.4.

$Q^2$  est défini comme le carré de  $q$ , la quadri-impulsion du  $W^+$  échangé dans cette interaction. C'est le moment transféré par le neutrino au noyau pour permettre cette réaction.

Par conservation de la quadri-impulsion au niveau du vertex :

$$q = k - k' = (E - E', \vec{k} - \vec{k}')$$

$$q^2 = -(E - E')^2 + (\vec{k} - \vec{k}')^2$$

si la métrique est  $\eta = (-1, 1, 1, 1)$ .

$$q^2 = 2EE' - 2\vec{k} \cdot \vec{k}' + (\vec{k}^2 - E^2) + (\vec{k}'^2 - E'^2)$$

$$q^2 = 2EE' - 2\vec{k} \cdot \vec{k}' - m_\nu^2 - m_\mu^2$$

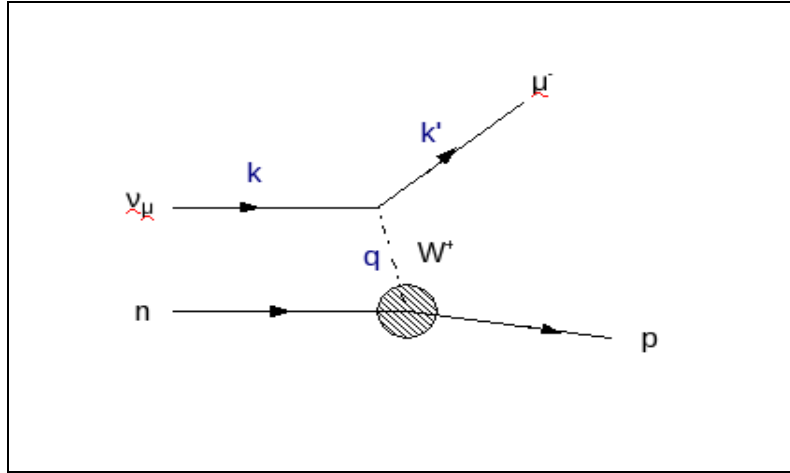


FIGURE 9.4 – Interaction CCQEL pour le calcul de  $Q^2$

En négligeant la masse du neutrino, nous obtenons finalement :

$$Q^2 = 2(E_\mu E_\nu - \vec{k}_\nu \cdot \vec{k}_\mu) - m_\mu^2 \quad (9.3)$$

Les distributions peuvent être comparées comme dans le cas de l'énergie du neutrino incident (figure 9.5).

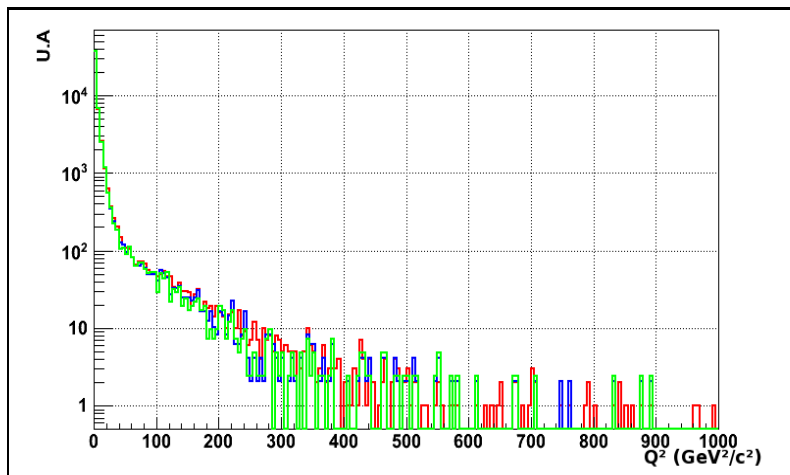


FIGURE 9.5 – Moment transféré pour tous les évènements (rouge), les évènements reconstruits (bleu) et les évènements reconstruits ayant passé la sélection(vert)

## Moment transverse

La dernière grandeur que nous allons étudier est le moment transverse du neutrino incident. Ce moment transverse correspond à la norme du vecteur quantité de mouvement dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau. Les distributions de ce moment transverse dans les 3 mêmes cas que précédemment sont comparées sur la figure 9.6.

Nous voyons sur cette figure que la reconstruction et la sélection des évènements bien reconstruits n'ont pas d'impact sur le moment transverse des neutrinos incidents.

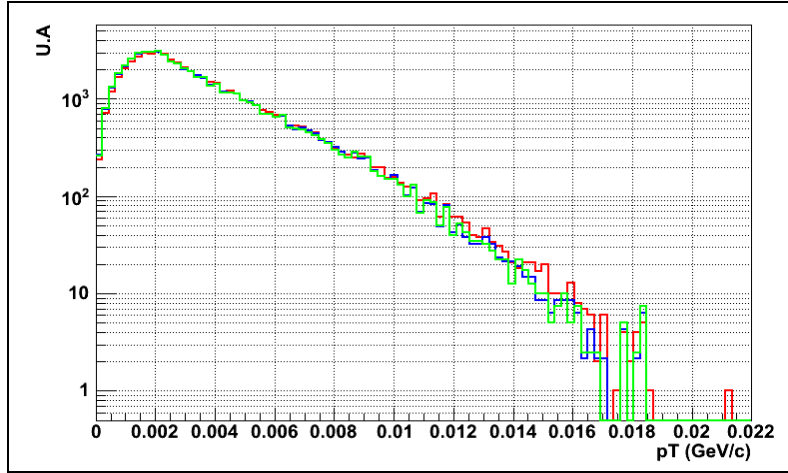


FIGURE 9.6 – Moment transverse du neutrino incident, pour tous les évènements (rouge), les évènements reconstruits (bleu) et les évènements reconstruits ayant passé la sélection(vert)

## 9.5 Performances de la reconstruction des évènements CCQEL

Nous pouvons mesurer l'efficacité de la reconstruction, c'est à dire le pourcentage d'évènements potentiellement restructuribles (évènements qui avaient passé le test d'acceptance) qui ont été effectivement reconstruits. Comme dans le cas de l'acceptance, les résultats sont séparés entre première et deuxième traces (table 9.2).

	Efficacité (%)
Reconstruction première trace	98.08
Reconstruction deuxième trace	73.58
Reconstruction deuxième trace et sélection par vraisemblance	63.75

TABLE 9.2 – Efficacité de reconstruction des évènements CCQEL pour le Module Proton

Nous pouvons remarquer que cette efficacité semble plus faible que celles mesurées au moment de l'étude des géométries possibles pour le module, qui avoisinaient les 80% pour la reconstruction de la seconde trace. L'explication est que l'algorithme de tracking a été affiné après que la géométrie finale ait été fixée, pour permettre une meilleure sélection des interactions, procédure qui sera détaillée dans le chapitre suivant. Par rapport à l'algorithme présenté au chapitre précédent, un certain nombre de coupures et d'opérations sur les traces ont été ajoutées. Dans le chapitre précédent, les résultats qui ont conduit au choix de la géométrie sont présentés, il a donc été décidé de présenter à ce moment les résultats qui avaient réellement été utilisés pour le choix de la géométrie. Les résultats présentés ici peuvent être considérés comme les résultats définitifs pour l'analyse présentée dans le chapitre suivant.

En multipliant l'acceptance par l'efficacité de tracking (table 8.7), nous obtenons la proportion d'évènements reconstruits par rapport au total des évènements ayant interagit dans le Module Proton.

Cela signifie que si un évènement reconstruit est défini comme un évènement où deux traces ont été reconstruites, et qui a passé le test de vraisemblance pour une bonne reconstruction, alors à l'aide de cette algorithme 63.75% des évènements potentiellement restructuribles ont été reconstruits, ce qui correspond à 40.66% du total des évènements. Il est possible d'ajuster la précision de la reconstruction selon les études à mener : selon la coupure faite sur la variable de probabilité, l'erreur sur l'angle reconstruit

	Proportion (%)
Reconstruction première trace	96.20
Reconstruction deuxième trace	46.93
Reconstruction deuxième trace et sélection par vraisemblance	40.66

TABLE 9.3 – Proportion d'évènements CCQEL reconstruits dans le Module Proton

varie entre  $9^\circ$  et  $4.5^\circ$ , mais la statistique diminue lorsque nous cherchons à améliorer la précision. Enfin, cette reconstruction et la sélection des évènements bien reconstruits se font avec peu d'impact sur l'espace de phase, il faudra simplement tenir compte de l'effet de seuil en énergie pour l'efficacité de reconstruction au moment de l'analyse des données.

# Chapitre 10

## Séparation des différents types d'interactions

Nous n'avons considéré pour l'instant que les événements de type CCQEL. Même si le tracking a été conçu plus spécifiquement pour reconstruire ce type d'événements, une certaine proportion des autres événements est également reconstruite. L'étude présentée dans ce chapitre vise à sélectionner spécifiquement les événements CCQEL.

### 10.1 Les différents bruits de fond

Il y a deux types de bruits de fond : les interactions ayant lieu en dehors du Module Proton (cosmiques et interactions de neutrinos du faisceau à l'extérieur du module) et les interactions de neutrinos du faisceau se produisant à l'intérieur du module, mais qui ne sont pas de type CCQEL. Les autres interactions de neutrinos pouvant se produire sont :

$\nu + p \rightarrow \mu + p + \pi^+$	Interaction 11
$\nu + n \rightarrow \mu + p + \pi^0$	Interaction 12
$\nu + n \rightarrow \mu + n + \pi^+$	Interaction 13
$\nu + n/p \rightarrow \mu + n/p + \pi \times x$	Interaction 21
$\nu + n \rightarrow \mu + p + \eta^0$	Interaction 22
$\nu + n \rightarrow \mu + \Lambda + K^+$	Interaction 23
$\nu + n/p \rightarrow \mu + n/p + \text{mésons}$	Interaction 26

Les interactions sont numérotées telles qu'elles le sont dans le générateur d'interactions NEUT. Toutes ces interactions sont de type résonnant, sauf la dernière (26) qui est de type profondément inélastique. Le signal (les interactions CCQEL) sera noté interaction 1, et est :

$$\nu + n \rightarrow \mu + p$$

Nous pouvons remarquer que le signal ne produit que deux particules, alors que toutes les réactions constituant le bruit de fond en produisent au moins trois. Le signal produit deux particules chargées susceptibles de laisser une trace longue dans les modules. C'est également le cas des interactions 12 (muon et proton) et 13 (muon et pion chargé). Nous allons ici nous intéresser plus particulièrement à la séparation entre les interactions CCQEL et ces deux interactions. Il faudrait également considérer les autres interactions pour être exhaustif. Cela sera fait dans la partie 5, au moment de l'analyse des données du Module Proton.

## 10.2 Séparation des interactions 12 et 13

Nous allons utiliser le fait que les interactions 12 et 13 produisent trois particules, alors que le signal n'en produit que deux. Nous utiliserons également le fait que les interactions résonantes laissent généralement plus de hits, et créent des zones à forte densité de hits. Cette séparation sera effectuée à l'aide d'une méthode de vraisemblance, il nous faut donc trouver des variables permettant de tirer parti de ces deux effets.

### Les différentes variables

Nous allons ici présenter les variables utilisées pour séparer les interactions CCQEL des interactions 12 et 13. Les distributions pour chaque variable sont présentées dans l'annexe D.

#### Angle d'ouverture

La différence du nombre de particules produites par le signal et les bruits de fond rend les distributions en angle différentes pour ces interactions. Cette différence est néanmoins atténuée par le fait que l'angle d'ouverture a déjà été utilisé pour sélectionner les traces bien reconstruites. Néanmoins, cette variable améliore toujours les résultats.

#### Posprob

Cette variable compte le nombre de hits situé du mauvais côté du vertex. Pour la remplir, nous traçons la bissectrice de l'angle fait par les deux particules. Ensuite la perpendiculaire à cette bissectrice au niveau du vertex coupe l'espace en deux régions : d'un côté les deux traces reconstruites, et de l'autre, le "mauvais côté".

#### Produit mixte

Cette variable sert à évaluer si les trajectoires des particules reconstruites et celle du neutrino sont dans un même plan, comme cela doit être le cas pour une interaction ne produisant que deux particules (cas du signal). Cela ne fonctionne pas parfaitement, car dans les faits le neutron emporte une partie de l'impulsion. Cela reste cependant une variable utile. Elle avait été auparavant proposée par Phuong Dinh Tran lorsqu'il faisait des études préliminaires sur le Module Proton. Elle est calculée en faisant le produit vectorielle des directions de deux des particules, puis le produit scalaire du résultat avec la direction de la dernière particule.

#### Hits de haute densité

Nous cherchons ici à utiliser le fait qu'il y a parfois des zones de forte concentration de hits pour les interactions résonantes, car ces interactions produisent un grand nombre de particules, qui réinteragissent souvent rapidement. Cette variable est le nombre de hits de forte densité présents dans l'évènement. La densité d'un hit est calculé en utilisant l'algorithme développé par Phuong Dinh Tran [26].

#### Hits non utilisés

Cette variable contient le nombre de hits qui n'ont pas été utilisés pour reconstruire l'une des deux traces. Elle sera a priori plus élevée pour les interactions résonantes qui produisent des particules secondaires. Pour cette variable, le nombre de hits non utilisés est divisé par le nombre de hits total.

## Résultats de la séparation

La variable de probabilité est représentée sur la figure 10.1. Selon la coupure faite sur cette variable, nous obtenons une plus ou moins bonne sélection. De façon logique, plus la coupure est élevée, meilleure est la sélection mais plus la statistique est réduite. Il faut noter également que le tracking est optimisé pour reconstruire les événements CCQEL, et de ce fait la reconstruction fait déjà une première sélection entre les différents types d'interactions. Les résultats de cette sélection sont présentés dans la table 10.1.

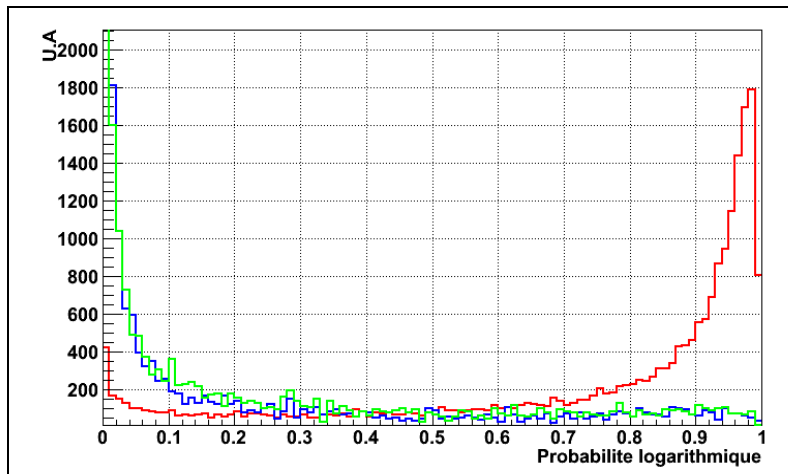


FIGURE 10.1 – Valeur de la variable de probabilité pour les événements CCQEL(rouge), l'interaction 12 (bleu) et l'interaction 13(vert)

	Evènements simulés	Après tracking	P>0.1	P>0.3	P>0.5	P>0.9
CCQEL	54329	22092	20585	19593	18594	11933
Interaction 12	12488	4460	1387	1202	1076	557
Interaction 13	14453	3910	1546	1342	1175	581
Signal/bruit	2.02	2.64	7.02	7.70	8.26	10.48
Pourcentage de CCQEL conservés	X	100	93.18	88.69	84.17	54.01

TABLE 10.1 – Performance de l'algorithme de séparation des différents types d'interactions.

Il apparaît sur la figure 10.1 que la plupart des événements provenant des interactions 12 et 13 ont une valeur pour la variable de probabilité inférieure à 0.1. Il apparaît également sur la table 10.1 que pour cette coupure à 0.1, nous obtenons un bon rapport signal sur bruit de 7, tout en conservant la majeure partie des événements CCQEL. Nous allons pour l'évaluation des effets de cette sélection fixer la coupure à 0.1. Nous pourrions ultérieurement utiliser une coupure plus stricte pour des analyses nécessitant une très bonne séparation plus qu'une statistique importante.

### 10.3 Effet sur l'espace de phase

Comme dans le cas de la sélection des événements bien reconstruits dans le chapitre précédent, certains événements sont sélectionnés à l'aide d'une méthode de vraisemblance. Il faut donc également regarder l'effet sur l'espace de phase de cette sélection. Les mêmes variables que dans le chapitre précédent sont considérées : l'énergie du neutrino incident, le moment transféré, et le moment transverse du neutrino incident.



Les distributions avant (en bleu) et après (en rouge) sont présentés dans les figures 10.2 , 10.3 et 10.4. Les évènements considérés ici ne sont que ceux qui proviennent d'une interaction de type CCQEL, et tous les histogrammes sont normalisés en surface.

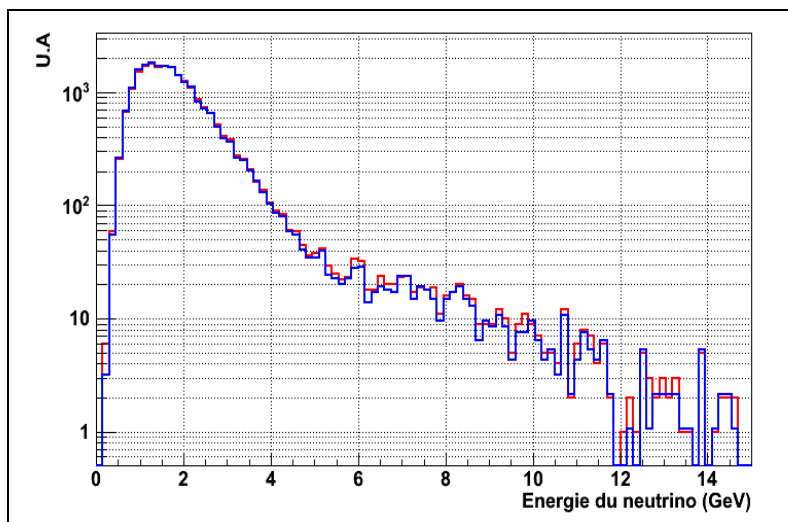


FIGURE 10.2 – Energie du neutrino incident, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d'interaction (bleu)

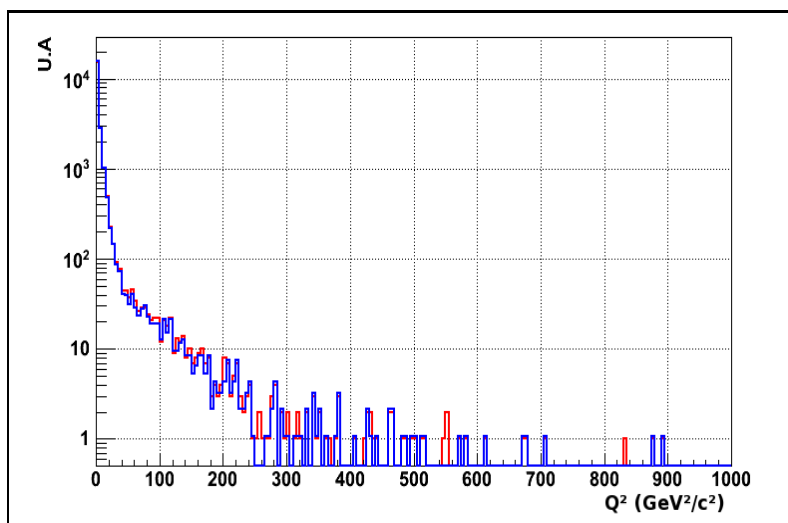


FIGURE 10.3 – Moment transféré, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d'interaction (bleu)

Il semble que comme dans le cas de la reconstruction et de la sélection des évènements bien reconstruits, la séparation des différents types d'interactions à l'aide d'une méthode de vraisemblance ne sélectionne pas un domaine particulier de l'espace de phase. Cette méthode permettra donc de faire des études sur les interactions CCQEL provenant des interactions de neutrinos du faisceau sans introduire de biais systématique.

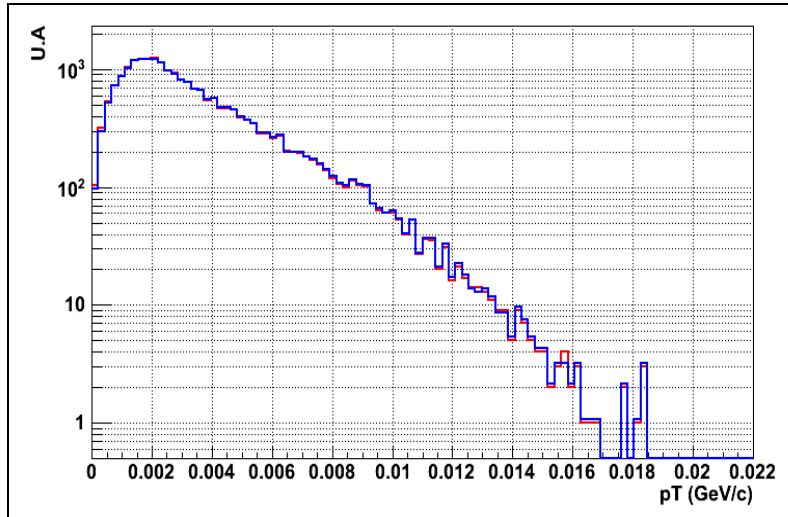


FIGURE 10.4 – Moment transverse du neutrino incident, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d’interaction (bleu)

## 10.4 Limites de l’étude précédente

Cette étude a été réalisée au moment de la conception du Module Proton, pour démontrer la faisabilité de la séparation des interactions CCQEL par rapport aux autres à l’aide d’un tel module. Cependant cette étude n’est pas exhaustive. En particulier, nous n’avons considéré pour le bruit de fond que les réactions a priori les plus compliquées à séparer du signal, à savoir les interactions 12 et 13 car elles produisaient également deux particules chargées.

Pour autant, une contamination par les autres types d’interactions listées précédemment ne peut pas être exclues. Cela pourrait par exemple se produire pour une interaction produisant trois particules chargées pour laquelle seules deux traces ont pu être reconstruites par l’algorithme de tracking. Il faut également ajouter que l’efficacité des plans véto n’est probablement pas de 100%, donc les particules provenant de l’extérieur du module (rayons cosmiques et particules provenant de l’interaction de neutrinos du faisceau à l’extérieur du Module Proton) peuvent également influencer sur le nombre d’évènements mesuré.

Une autre faiblesse de l’étude précédente vient de la simulation Monte Carlo utilisée pour la réaliser. Nous avons utilisé ici la simulation Geant4 développée et utilisée pour la conception du détecteur INGRID. Elle souffre de deux faiblesses principales. Tout d’abord la liste des phénomènes physiques qu’elle inclut est relativement limitée. Or c’est un paramètre important dans une simulation Geant4, et c’est un domaine qui a connu beaucoup de progrès depuis la conception de cette simulation. Cette simulation ne rend donc peut-être pas parfaitement compte des interactions se passant réellement dans le Module Proton.

Une autre limitation est que cette simulation du détecteur ne comporte pas de simulation électronique, c’est à dire qu’elle ne modélise pas la réponse du détecteur au passage d’une particule. Ici, si une particule passe par un scintillateur, même sur une distance infime et en déposant très peu d’énergie, la simulation fournira un hit pour ce scintillateur, et avec la même énergie que si la particule avait parcourue une grande distance dans le scintillateur. Cette simulation fonctionne donc en mode tout ou rien, et produit probablement plus de hits qu’il n’y en aurait dans la réalité. En effet l’énergie effectivement déposée ainsi que la distance parcourue dans le scintillateur sont des paramètres importants pour savoir si le détecteur fournira ou non un hit dans le scintillateur, comme cela apparaîtra dans l’étude de l’efficacité des scintillateurs d’INGRID dans la partie suivante.

Enfin les réinteractions nucléaires ne sont pas prises en compte ici : les particules produites lors de l’interaction du neutrino peuvent réinteragir dans le noyau avant de se propager dans le reste du détecteur, ce qui peut modifier la physionomie de l’évènement.

Une nouvelle simulation Monte Carlo a été développée pour l’analyse des données du détecteur IN-

GRID. Cette dernière corrige les problèmes citées précédemment, et sera utilisée dans la partie 5, *Etudes à l'aide du Module Proton*. Nous pourrons alors juger de l'impact de cette simulation en comparant les résultats obtenus dans les deux parties.

Malgré ces limitations, les études présentées dans les deux chapitres précédents montre que le Module Proton permet de reconstruire les événements CCQEL, et d'étudier plus précisément leur topologie. En effet, la reconstruction permet de déterminer avec une bonne précision l'angle d'ouverture entre le proton et le muon, et il est possible à l'aide de méthodes de vraisemblance de séparer ces interactions CCQEL des autres. De plus, l'ensemble de ces méthodes ne sélectionne pas de domaine particulier de l'espace des phases (avec la simulation utilisée ici, nous verrons que ce n'est pas forcément le cas avec une simulation plus sophistiquée). Nous avons cherché ici à montrer la faisabilité de ces déterminations, la précision réelle obtenue à l'aide de ce module sera peut-être un peu différente en effectuant une étude plus complète, et à l'aide d'une simulation de meilleure qualité. Cela sera étudié dans la partie 5.

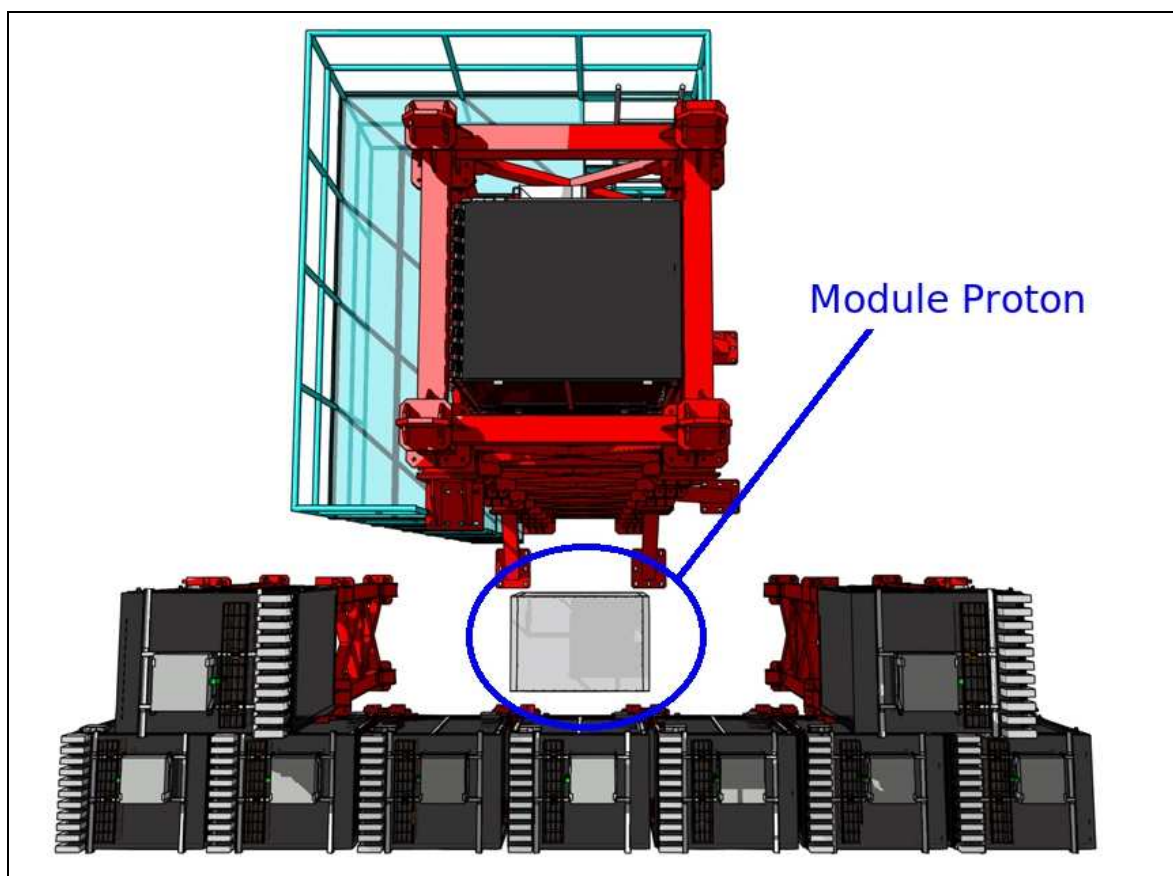


FIGURE 10.5 – Position du Module Proton dans le détecteur INGRID.

Quatrième partie

**Analyse de données d'INGRID**

# Chapitre 11

## Prise de données

Ce chapitre présente les périodes de faisceau qui ont été utilisées pour réaliser les premières analyses sur les données prises par le détecteur INGRID. Ces données sont de deux types : tout d'abord les muons cosmiques traversant le détecteur (données cosmiques) et ensuite les données provenant de neutrinos du faisceau interagissant dans le détecteur (données neutrinos).

### 11.1 Période de temps

Les données utilisées ici correspondent à la première phase de prise de données de l'expérience T2K, de la période de commissioning après l'installation du détecteur (août 2009) jusqu'à l'arrêt du faisceau pour maintenance à l'été 2010. Au niveau du faisceau, cinq runs ont eu lieu durant cette période, du run 29 au run 34 (les numéros de run correspondent aux runs de l'accélérateur). Le nom de cette période de prise de données est *run 2010a*.

### 11.2 Statut de l'expérience

Ces données ont donc été prises au démarrage de l'expérience, et un certain nombre de parties de l'expérience n'était pas totalement terminées, ou ne fonctionnaient pas encore avec les spécifications correspondant à leur conception.

#### Statut de l'accélérateur

##### Statut des différents accélérateurs et de la ligne de faisceau

Comme mentionné dans la partie 2, un changement de conception du second accélérateur (RCS) a entraîné un surcoût qui a eu des répercussions sur les autres éléments de la chaîne d'accélération. En particulier, la partie finale du linac n'a pas pu être construite. Il a été initialement conçu pour accélérer les particules jusqu'à 400 MeV, mais pour cette première période de prises de données la dernière partie (ACS) n'était pas opérationnelle, et le linac ne pouvait donc accélérer les particules que jusqu'à 181 MeV.

Egalement, le Main Ring n'opérait pas à une énergie de 50 GeV comme initialement prévu, mais à 30 GeV. A cause d'une limitation due aux aimants kickers pour l'extraction rapide vers la ligne de faisceau neutrino, le faisceau ne comportait que 6 bouffées au lieu des 8 initialement prévues.

Enfin, les cornes électromagnétiques qui focalisent les particules secondaires ne fonctionnaient pas à leur intensité nominale de 320 kA, mais avec une intensité réduite de 250 kA.

## Plans initiaux

Il était prévu une montée en intensité du faisceau jusqu'à l'été 2010, pour atteindre une puissance de 100 kW. Le temps de faisceau demandé par l'expérience T2K correspondait à  $10^7$  secondes à une puissance de 100 kW, ce qui permet d'avoir une sensibilité pour la mesure de  $\theta_{13}$  comparable à celle de l'expérience CHOOZ qui faisait référence au démarrage de l'expérience.

## Problèmes rencontrés

Le principal problème rencontré a été une dérive de l'orbite du faisceau extrait vers la ligne de faisceau neutrino dans le cas d'opérations continues avec une intensité supérieure à 50 kW. Ce problème est lié aux aimants kicker : ils possèdent des coeurs en ferrite qui sont réchauffés par les courants induits lors du passage d'un faisceau de protons de haute intensité. Ce chauffage amène une dégradation de leur propriétés, et un mauvais centrage du faisceau. De nouveaux aimants ont été conçus pour résoudre le problème, mais il a néanmoins limité l'intensité aux environ de 40 kW pendant cette période de prise de données. En juin 2010, l'extraction du faisceau à une intensité de 100 kW a néanmoins pu être réalisée, mais uniquement sur une courte période de temps.

## Nombre de protons délivrés

Le nombre de protons délivrés sur la cible de graphite a été réduit par rapport aux objectifs initiaux, principalement à cause du problème mentionné dans le paragraphe précédent. Le temps de faisceau alloué à T2K fut de  $5.9 \times 10^6$  secondes, dont  $3.7 \times 10^6$  ont été consacrées à la prise de données physiques. Le nombre total de protons délivrés sur la cible est de  $3.28 \times 10^{19}$ . L'évolution au fil du temps du nombre de protons délivrés et de l'intensité du faisceau sont présentés sur la figure 11.1 pour la période allant de janvier à juillet 2010.

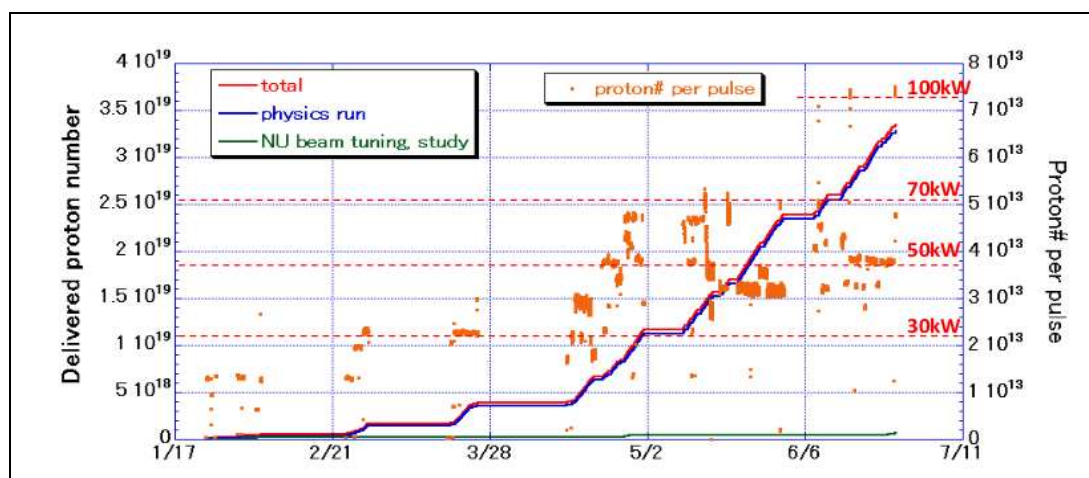


FIGURE 11.1 – Nombre de protons délivrés sur la cible et intensité du faisceau pendant la première période de prises de données de T2K.

## Statut du détecteur INGRID

Le détecteur INGRID a fonctionné de façon stable pendant la période du run 2010a. La proportion de temps où le détecteur était opérationnel et prenait des données pendant le faisceau est supérieure à 99.9%.

## Réglages

Les réglages principaux du détecteur sont les suivants : les hits sont enregistrés uniquement si ils déposent une énergie supérieure à 2.5 photo-électrons (pe), et le survoltage des MPPC est de 1.1V. Ce paramètre est réglé de façon à avoir un bon compromis entre le gain et le bruit, qui varient tous les deux avec le survoltage.

## Voies défectueuses

Certaines voies du détecteur sont défectueuses, et ce depuis son installation. Leur nombre étant réduit, il n'a pas été entrepris de les réparer (cela demanderait d'ouvrir complètement, voir de déplacer le détecteur). Les voies ayant des problèmes sont listées dans la table 11.1. Pour l'analyse, ces voies ont été désactivées.

Module	Projection	Plan	Voie	Problème
0	Y	13	2	Cable endommagé
0	X	8	14	Pédestal
1	X	1	14	Cable endommagé
5	X	2	0	Cable endommagé
5	X	4	2	Gain élevé
5	X	4	18	Cable endommagé
5	X	7	9	Cable endommagé
7	Y	5	0	Pédestal
9	X	0	12	Cable endommagé
11	Y	5	13	Pédestal

TABLE 11.1 – Voies défectueuses du détecteur INGRID

## 11.3 Données utilisées

### Données cosmiques

Les données cosmiques correspondent à des muons produits dans l'atmosphère ou la haute atmosphère et traversant le détecteur. Même si ils ne permettent pas de faire des analyses sur les neutrinos, ils sont très nombreux et avec des caractéristiques bien précises, ce qui va permettre d'étudier la réponse du détecteur. Ils seront utilisés pour les études de calibration et d'efficacité d'INGRID.

### Trigger

Les MPPC sont des composants performants mais qui produisent un bruit électronique important. Il y a en permanence dans le détecteur des hits produits par ce bruit. Nous ne voulons enregistrer les données que lorsqu'un muon cosmique traverse effectivement le détecteur, et pas lorsqu'il n'y a qu'un ensemble de hits provenant du bruit des MPPC dans le détecteur.

Nous utiliserons dans ce but un algorithme de déclenchement de l'acquisition des données, qui a été développée par le groupe de l'université de Kyoto. Le critère utilisé est la *coïncidence de quatre plans*. Cela signifie que pour que les données soient enregistrées, il doit y avoir des hits corrélés en temps dans quatre plans différents d'un même module. Ces quatre plans ne sont pas n'importe lesquels, il y a quatre groupe de quatre plans qui permettent de déclencher l'acquisition. Les différents plans et l'angle maximum détectable à l'aide de chacun de ces triggers (si la trajectoire du muon fait un angle supérieur avec l'axe

du faisceau dans le plan vertical, il ne pourra pas passer par ces quatre plans) sont décrits dans la table 11.2.

Trigger	Plans utilisés	Angle maximal
1	0,3,4,6	61.8°
2	4,6,7,10	61.8°
3	0,1,4,7	58.0°
4	3,6,9,10	58.0°

TABLE 11.2 – Critères de déclenchement de l’acquisition des données cosmiques

### Premier set de données

Ce premier ensemble de données a été pris en dehors des périodes de prise de données du faisceau, l’ensemble du temps d’acquisition était donc consacré aux événements cosmiques. Il correspond à quatre jours de données, pris entre le 12 février 2010 10 :20 et le 16 février 2010 16 :16. Cela correspond aux runs INGRID 6544 à 6736 (seuls les runs pairs sont utilisés dans l’analyse, les runs impairs sont des runs courts qui servent pour la calibration). Deux runs (6676 et 6706) semblent avoir eu des problèmes d’acquisition au vu des résultats, et seront donc exclus pour l’analyse. L’ensemble correspond à 2.7 millions d’évènements enregistrés.

### Données cosmiques prises pendant les runs faisceau

Lors des prises de données sur le faisceau neutrino, la partie du temps où il n’y a pas de faisceau (le faisceau fonctionne avec une période de répétition de 3.5 secondes) est utilisée pour prendre des données cosmiques. Les données de cet ensemble correspondent donc aux événements cosmiques enregistrés pendant les runs faisceau 29 à 34. Comme les données faisceau sont prioritaires, la statistique est plus faible que dans le cas précédent. Néanmoins ces données étant prises en même temps que celles avec faisceau, elles permettent de suivre directement l’évolution des performances du détecteur.

### Données faisceau

Les données faisceau correspondent aux événements produits par les interactions des neutrinos du faisceau dans INGRID. Elles sont sélectionnées par coïncidence temporelle, en utilisant le fait que le faisceau est pulsé : à partir du temps de passage des protons dans le dernier détecteur avant la cible, il est possible de calculer le temps d’arrivée des neutrinos dans le détecteur INGRID.

Au niveau de l’accélérateur, une sélection dite *good spill* permet de sélectionner les événements pour lesquels tout fonctionne correctement, et qui vont pouvoir être utilisés pour les analyses physiques. Les données utilisées ici correspondent aux runs faisceau 29 à 34, dont les caractéristiques sont résumées dans la table 11.3.

### Simulation

La simulation Monte Carlo utilisée ici est différente de celle utilisée pour la conception du Module Proton. Elle est construite sur la même base mais a été améliorée par Akira Murakami de l’université de Kyoto pour corriger les faiblesses mentionnées précédemment. Au niveau de la simulation du faisceau, elle utilise les versions 10c et 10d de JNUBEAM (simulation du faisceau de neutrino réalisée par le groupe faisceau de T2K) corrigées pour utiliser le modèle d’interactions hadroniques FLUKA2008 (le meilleur au moment où l’analyse des données a été réalisée).



Runs	Protons sur cible	Nombre de tirs du faisceau utilisables
29	$3.2269 \times 10^{17}$	26813
30	$1.12545 \times 10^{18}$	59256
31	$1.97467 \times 10^{18}$	86980
32	$7.65239 \times 10^{18}$	237350
33	$1.22 \times 10^{19}$	350079
34	$0.93 \times 10^{19}$	246504
Total	$3.26 \times 10^{19}$	1006982

TABLE 11.3 – Runs 2010a du faisceau de neutrinos.

## 11.4 Sélection des évènements

Une sélection des évènements est effectuée dans les données pour séparer les vrais évènements du bruit. Pour que les analyses présentées dans cette partie soit pertinentes, le même critère de sélection que celui utilisée pour la reconstruction des données est utilisé. Il a été conçu par Magali Besnier, et suit la séquence suivante, pour chaque évènement :

- sélection temporelle : les hits sont regroupés dans des clusters de 100 ns, et le cluster contenant le plus de hits est conservé
- sélection des plans activés : il s’agit des plans contenant des hits sur chaque projection dans le cluster de temps sélectionné précédemment
- le nombre de plans activés doit être supérieur ou égal à 3 et la moyenne de l’énergie déposée sur ces plans supérieure à 6.5 pe
- la reconstruction est effectuée en ne conservant que les hits présents dans le cluster de temps sélectionné.

# Chapitre 12

## Calibration

Ce chapitre présente les premières études effectuées à l'aide des données d'INGRID. Il va s'agir de déterminer les caractéristiques et les performances du détecteur. Nous allons également étudier la stabilité dans le temps de ces performances. Cette stabilité est importante, car pour certaines études, toutes les données prises sur une période de temps étendue vont être analysées avec des paramètres identiques.

### 12.1 Nombre d'évènements cosmiques parasites

Le premier point que nous allons étudier est le nombre d'évènements cosmiques qui sont enregistrés par le détecteur. Les évènements cosmiques qui nous intéressent ici sont les évènements cosmiques parasites, ce qui regroupe deux cas :

- pour les données cosmiques, il s'agit d'évènements cosmiques enregistrés qui ne correspondent pas à la particule qui a déclenché l'acquisition des données.
- pour les données faisceau, tout évènement cosmique enregistré est un bruit de fond.

Pour estimer leur nombre un critère de temps sera utilisé. Il nous faut tout d'abord préciser comment les données sont enregistrées par INGRID. Nous appellerons *trigger* le moment où l'acquisition des données commence, car le critère pour le démarrage de l'enregistrement des données a été vérifié. Schématiquement l'acquisition se fait sur 23 cycles de 480 ns de long où les données sont écrites. Ces cycles sont séparés par des périodes mortes (pas d'enregistrement de données) de 100 ns, et les 50 dernières nanosecondes de chaque cycle correspondent à une période où il n'est pas possible d'enregistrer d'informations sur le temps (le système qui calcule le temps par rapport au trigger ne fonctionne pas). Pour chaque hit, le temps auquel il a été enregistré par rapport au trigger est stocké dans une variable appelée tdc. L'ensemble est résumé sur la figure 12.1. Le système d'acquisition est fait de telle façon que les données ayant provoqué le trigger sont enregistrées dans les cycles 14 et 15 pour les évènements cosmiques et 4 à 9 pour les données faisceau. Nous pouvons donc étudier les évènements cosmiques parasites en regardant le nombre d'évènements enregistrés en dehors de ces cycles.

Il nous faut tout d'abord vérifier que ces évènements parasites sont bien dûs à des rayons cosmiques, et non pas à des évènements du faisceau qui ne seraient pas arrivés dans la fenêtre de temps prévue. Pour cela, nous pouvons regarder la distribution de l'angle que fait la trace reconstruite avec l'axe du faisceau dans le plan vertical (qui sera noté  $\theta_y$ ). Cet angle possède des distributions bien différentes pour les évènements cosmiques et pour les évènements de type neutrino comme le montre la figure 12.2.

La figure 12.3 montre la distribution de  $\theta_y$  pour les évènements hors de la fenêtre de temps prévue pour les runs faisceaux 29 à 34. Il semble donc que ces évènements parasites correspondent bien à des évènements cosmiques.

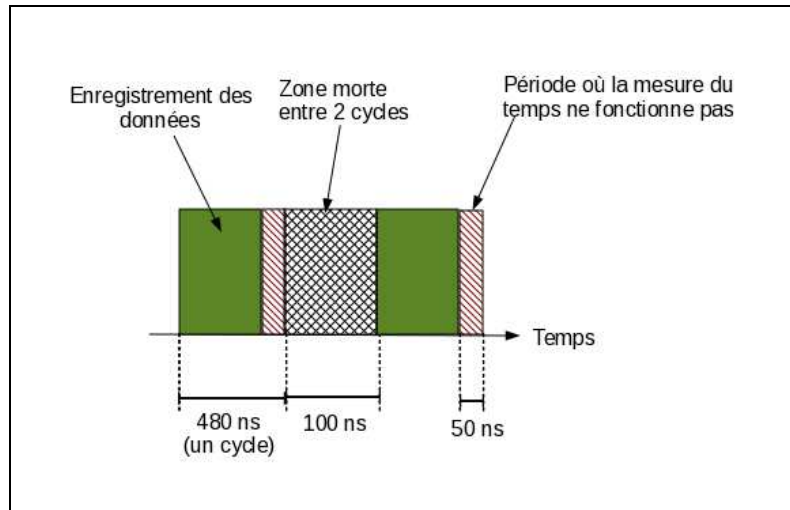


FIGURE 12.1 – Structure temporelle de l'acquisition des données. Les données ne sont effectivement enregistrées que dans les zones vertes, et l'ensemble de l'acquisition comporte 23 cycle.

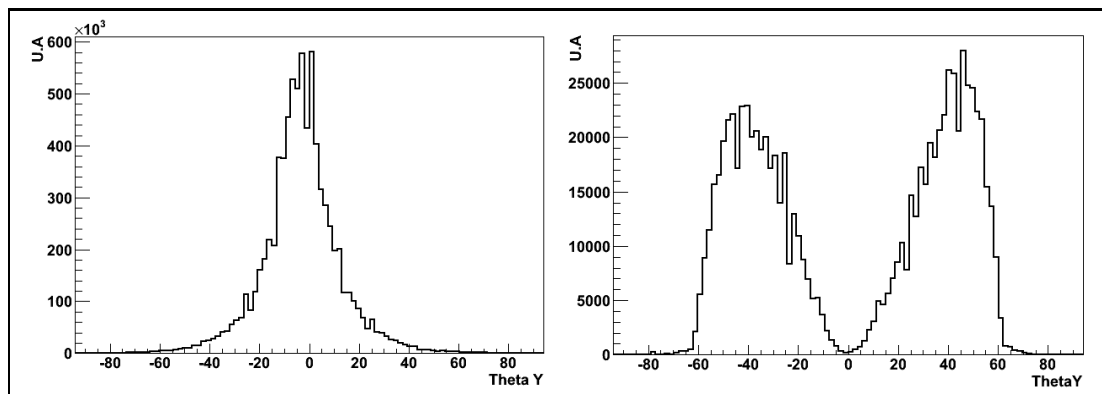


FIGURE 12.2 – Distribution de  $\theta_y$  pour les événements neutrinos (à gauche) et pour les événements cosmiques (à droite).

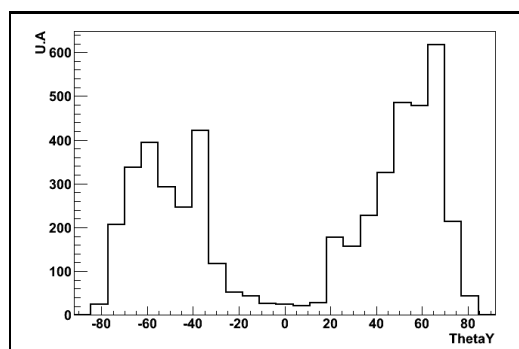


FIGURE 12.3 – Distribution de  $\theta_y$  pour les événements parasites des runs faisceau. On retrouve la même structure que pour les données cosmiques.

## Fraction d'évènements cosmiques parasites

Nous allons chercher à déterminer la fraction d'évènements cosmiques présents dans les données faisceau en mesurant le nombre d'évènements cosmiques parasites par cycle et par évènement où une trace au moins est reconstruite. La méthode utilisée consiste à compter le nombre de traces reconstruites dans les cycles en dehors de la fenêtre de temps prévue, puis à diviser ce nombre par le nombre de cycles et le nombre d'évènements considérés.

Nous allons également mesurer l'influence d'une coupure utilisée dans l'analyse des données d'INGRID : le volume fiduciel. Cette coupure retire les évènements dont le point d'interaction reconstruit est à moins de 10 centimètres d'un bord du module. Elle devrait permettre de retirer les évènements provenant d'interactions à l'extérieur du module et les évènements cosmiques. Les résultats sont présentés dans la table 12.1.

Runs	Fraction	Nombre d'évènements	Fraction après volume fiduciel	Nombre d'évènements après volume fiduciel
29	$1.56 \times 10^{-4}$	10567	$1.35 \times 10^{-4}$	3054
30	$9.75 \times 10^{-5}$	31972	$7.73 \times 10^{-5}$	9892
31	$8.60 \times 10^{-5}$	53374	$4.82 \times 10^{-5}$	17098
32	$8.02 \times 10^{-5}$	170957	$4.70 \times 10^{-5}$	60089
33	$7.72 \times 10^{-5}$	265118	$4.89 \times 10^{-5}$	94996
34	$7.17 \times 10^{-5}$	194323	$4.71 \times 10^{-5}$	71155
Total faisceau	$7.91 \times 10^{-5}$	726311	$5.00 \times 10^{-5}$	256284
Données cosmiques	$6.39 \times 10^{-5}$	4043307	n/a	n/a

TABLE 12.1 – Fraction d'évènements cosmiques parasites dans les données, par cycle et par évènement où une trace au moins a été reconstruite

Ces résultats montrent que pour l'ensemble des données faisceau, le nombre de traces de cosmique parasites par cycle et par évènement où une trace au moins est reconstruite est de  $5 \times 10^{-5}$ . Dans les données faisceau, il arrive parfois que plus d'une trace soit reconstruite par cycle (et cela va arriver de plus en plus souvent lorsque l'intensité du faisceau va augmenter). Nous pouvons en conclure que la contamination par les rayons cosmiques des données neutrinos est inférieure à  $5 \times 10^{-5}$ .

## 12.2 Tdc relatif

Cette partie étudie la précision temporelle du détecteur. Comme mentionné dans la section précédente, le temps auquel un hit se produit par rapport au trigger est stocké dans une variable appelée tdc. Nous souhaitons vérifier l'homogénéité du détecteur quand à la mesure de ce temps ainsi que sa stabilité. En effet, au moment de la sélection des évènements, les hits sont regroupés en clusters de temps, et les hits se produisant à un tdc trop éloigné du reste de l'évènement sont éliminés.

### Principe et définition

Nous cherchons à savoir si les différentes voies du détecteur se comportent de la même façon pour ce qui est des informations temporelles. Pour cela il faudrait regarder la valeur moyenne de la variable tdc. Néanmoins, tous les évènements ne se produisent pas avec le même tdc moyen. Pour éliminer cet effet, nous allons introduire un tdc relatif. Pour chaque évènement, nous pouvons calculer la moyenne des valeurs de tdc des hits de la trace reconstruite, et cette moyenne sera utilisée comme nouvelle référence pour le temps. Le tdc relatif (tdcr) d'un hit sera donc sa valeur de tdc moins la moyenne des tdc des hits de la trace reconstruite. De cette façon, tous les évènements vont devenir équivalents et il est possible d'étudier

les moyennes voie par voie et plan par plan du tdc sur un ensemble de données. Ces distributions sont présentées en figure 12.4.

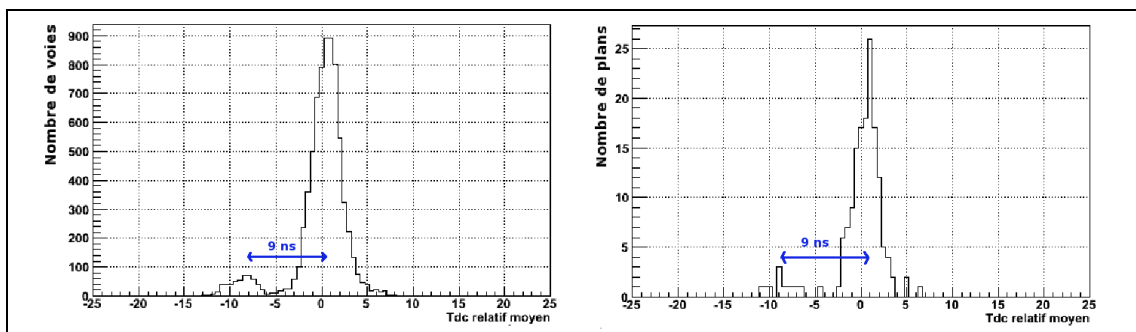


FIGURE 12.4 – Distribution du tdc relatif pour les différentes voies (à gauche) et les différents plans (à droite).

Les voies sont réparties en deux groupes de distribution à peu près gaussienne dont les centres sont séparés de 9 nanosecondes. Le même effet se produit pour les plans. En regardant en détails, il s'avère que les voies du groupe à faible tdc moyen sont exactement les voies des plans à faible tdc moyen. Il y a donc un problème pour certains plans qu'il va falloir corriger.

## Corrections

### Correction par TFB

Cette première correction consiste à corriger le décalage de chaque plan. Nous calculons pour cela la valeur moyenne du tdc pour chaque plan (visible sur la figure 12.5), qui servira de coefficient de correction pour la suite. Il faut noter que des corrections différentes seront utilisées pour les données cosmiques et pour les données faisceau : dans le cas des cosmiques, tous les plans sont équivalents. Au contraire, dans le cas des données neutrinos, le faisceau arrivant par la face avant des modules, il est normal que les premiers plans des modules aient des tdc moyens inférieurs à ceux des derniers plans. Les nouvelles distributions après correction de cet effet sont présentées en figure 12.6. Ces corrections sont effectuées après sélection par cycle (seuls sont conservés les événements se produisant dans les cycles où les événements sont attendus à partir du trigger), et dans le cas des données faisceau après sélection par volume fiduciel.

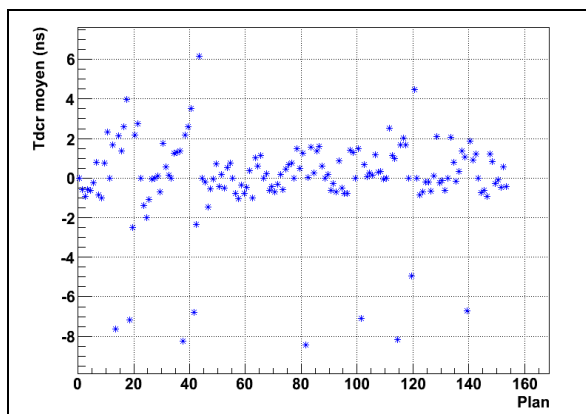


FIGURE 12.5 – Valeur moyenne du tdc relatif pour les différents plans, données du run faisceau 34.

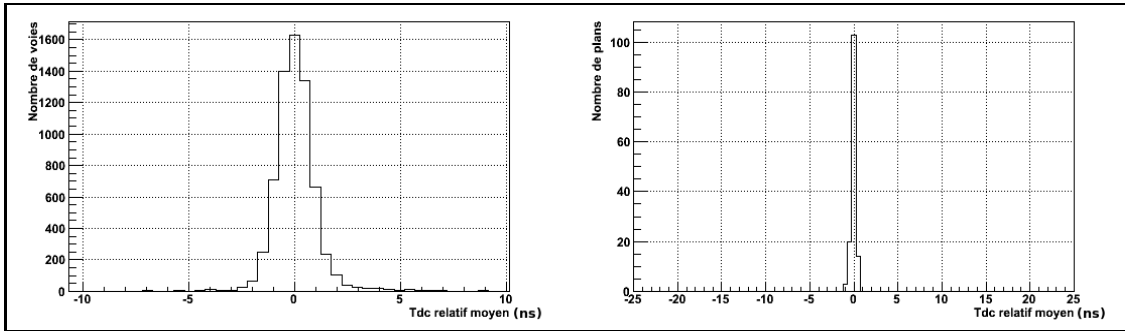


FIGURE 12.6 – Valeur moyenne du tdc relatif après corrections plan par plan, pour les différentes voies (à gauche) et pour les différents plans (à droite), données des runs faisceau 29 à 34.

Cette figure montre que la correction proposée a permis de résoudre le problème des deux groupes de voies. La largeur de la distribution a également été fortement réduite, les différentes voies du détecteur ont pu être homogénéisées en corrigeant plan par plan.

### Correction du temps de propagation dans la fibre

La correction précédente servait à homogénéiser les différentes voies du détecteur, nous allons maintenant chercher à corriger les différences entre les différents événements pour calculer les valeurs moyennes. Après qu'une particule ait traversé un scintillateur, la lumière produite est transportée par la fibre jusqu'au MPPC. En fonction de la position du hit dans le scintillateur, la distance à parcourir, et donc le temps de propagation est plus ou moins long. C'est cet effet qui va être étudié ici.

Cela nécessite de déterminer la position du hit dans le scintillateur. Nous allons utiliser le fait que chaque plan de tracking est constitué d'un plan de scintillateurs horizontaux et d'un plan de scintillateurs verticaux collés ensemble. En sachant dans quel scintillateur la particule est passée dans l'une des projections, il est possible de connaître la position du hit dans le scintillateur touché dans l'autre projection : ce hit est situé au niveau du scintillateur touché dans l'autre projection. Nous pouvons alors mesurer la valeur moyenne du tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur (figure 12.7).

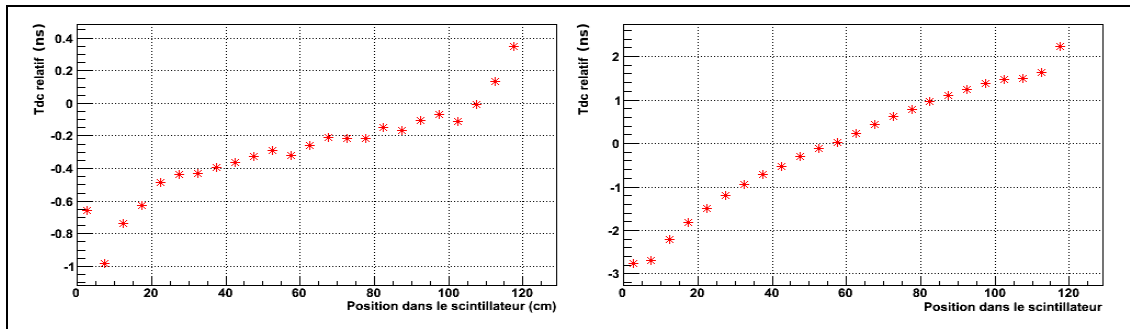


FIGURE 12.7 – Tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur, pour les données faisceau (à gauche), et pour les données cosmiques (à droite).

Ces mesures montrent que le tdcr augmente effectivement avec la distance au MPPC. La partie centrale des distributions est linéaire ce qui n'est pas le cas des extrémités. Cela provient probablement des limites de la méthode de détermination de la position du hit dans le scintillateur, qui marche assez mal sur les bords. Une autre méthode pour déterminer cette position en utilisant cette fois-ci l'équation de la trace reconstruite a été testée mais ne donne pas de meilleurs résultats. Il semble enfin que l'effet soit beaucoup plus important pour les événements cosmiques que pour les événements neutrinos. L'explication est la

suivante : pour les données faisceau, l'angle fait par la trace reconstruite avec la direction du faisceau dans les plans horizontaux et verticaux est faible. Cela signifie que le long de la propagation de la trace dans le détecteur, les différents hits sont environ situés à la même distance du bord du scintillateur. Pour le tdc relatif, si tous les hits de l'évènement sont décalés de la même façon, cela n'a pas d'incidence. Par contre, pour les événements cosmiques, l'angle fait par la trace dans le plan vertical est grand. La position des hits dans les scintillateurs va varier le long de la trace, et cette correction devient importante.

Cette hypothèse a été testée en comparant ces distributions pour les scintillateurs horizontaux et verticaux dans le cas des données cosmiques. Pour ces données, l'angle dans le plan vertical est important alors que l'angle dans le plan horizontal est faible. L'effet devrait être important sur la projection verticale, et faible sur la projection horizontale. C'est bien ce qui est observé (figure 12.8). Pour cette raison, des corrections différentes seront utilisées pour les scintillateurs verticaux et horizontaux dans le cas des données cosmiques.

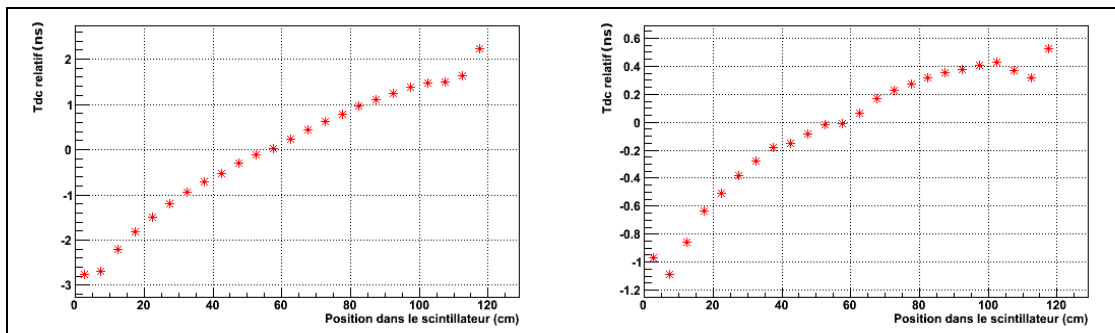


FIGURE 12.8 – Tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur, données cosmiques, projection verticale à gauche et horizontale à droite.

Pour juger l'efficacité de cette correction, nous allons regarder son impact sur la distribution du tdc pour tous les hits faisant partie d'une trace reconstruite (les résultats ne sont pas ici moyennés par voie). La grandeur mesurée est la dispersion (RMS pour Root Mean Square). Les résultats sont indiqués dans la table 12.2.

Données	RMS avant correction	RMS après correction
Cosmiques	7.703 ns	7.55 ns
Faisceau	7.763 ns	7.758 ns

TABLE 12.2 – Effet de la correction du temps de propagation dans la fibre sur la distribution du tdc de tous les hits présents dans des traces reconstruites.

Comme prévu, cette correction a plus d'effet sur les données cosmiques que sur les données faisceau. Ce qui est plus surprenant est la faiblesse de l'effet de cette correction.

## Résultats et comparaison données faisceau et cosmiques

Une fois ces corrections effectuées, nous pouvons nous intéresser aux distributions du tdc relatif moyen par voie. Les distributions devraient suivre une loi normale, et seront donc interpolées par une distribution gaussienne. Ces interpolations sont présentées sur la figure 12.9. L'interpolation fonctionne plutôt bien pour les données faisceau, mais pas pour les données cosmiques. La raison est la suivante : les rayons cosmiques arrivent du ciel et atteignent d'abord les scintillateurs horizontaux situés en haut du module. La distribution dans le cas des données cosmiques est en fait la superposition de deux distributions (une pour les scintillateurs horizontaux et une pour les scintillateurs verticaux) comme nous pouvons le constater

sur la figure 12.10. Pour cette raison, les données faisceau seront utilisées pour étudier la stabilité dans le temps du tdc relatif.

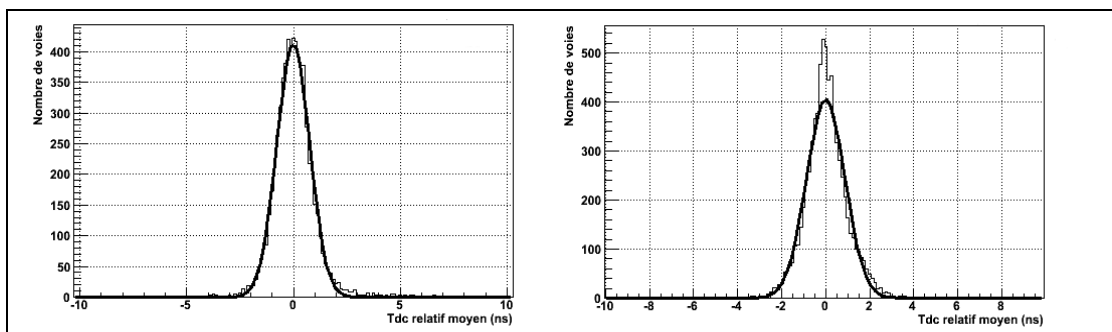


FIGURE 12.9 – Tdc relatif moyen par voie après corrections, données faisceau à gauche et données cosmiques à droite.

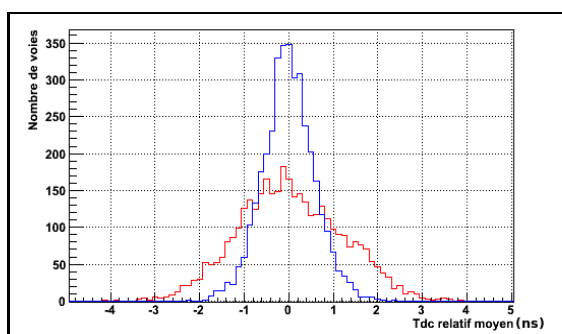


FIGURE 12.10 – Tdc relatif moyen par voie après corrections, données faisceau, scintillateurs horizontaux en rouge et scintillateurs verticaux en bleu.

## Stabilité dans le temps

Comme expliqué en introduction de ce chapitre, la stabilité de la réponse du détecteur est importante car les analyses sont effectuées à l'aide d'un ensemble de données prises sur une période de temps étendue. De plus, dans le cas du tdc relatif, une correction plan par plan a été effectuée pour homogénéiser les réponses des différentes voies du détecteur. Pour que cette correction soit valable, il faut qu'elle soit relativement indépendante du temps : il est évident qu'en retirant les différences entre les différentes parties du détecteur à un instant donné, le résultat devient homogène à cet instant. Le problème n'aura été corrigé que si cette même correction permet d'obtenir une réponse homogène du détecteur sur un autre ensemble de données.

Nous allons regarder la stabilité dans le temps de la distribution du tdc de tous les hits présents dans les traces reconstruites. Les deux grandeurs mesurées sont la dispersion (RMS) et la valeur moyenne de cette distribution. Ces grandeurs seront mesurées pour chaque run du faisceau (table 12.3), divisé en périodes de  $10^5$  secondes (figure 12.11). Les résultats sont indiqués avec et sans coupure par volume fiduciel.

La stabilité entre les différents runs est bonne, ce qui valide le principe des corrections : toutes les corrections ont été calculées à partir des données du run 34, mais elles semblent fonctionner aussi bien sur les autres runs. Nous pouvons remarquer que cette mesure est sensible à la statistique : sur la figure 12.11, les variations diminuent au fur et à mesure que le temps avance, ce qui correspond à l'augmentation



de l'intensité du faisceau et donc à un plus grand nombre d'évènements. Il faut enfin remarquer que la coupure fiducielle augmente la dispersion temporelle des hits.

Runs	Sans coupure fiducielle			Avec coupure fiducielle		
	RMS (ns)	Valeur moyenne (ns)	Nombre d'entrées	RMS (ns)	Valeur moyenne (ns)	Nombre d'entrées
29	7.716	$4.22 \times 10^{-6}$	227508	9.933	$-2.92 \times 10^{-6}$	49370
30	7.607	$4.15 \times 10^{-6}$	771728	9.58	$-1.83 \times 10^{-6}$	165467
31	7.591	$4.33 \times 10^{-6}$	1342412	9.448	$8.32 \times 10^{-7}$	286626
32	7.519	$3.40 \times 10^{-6}$	4989232	9.42	$-1.43 \times 10^{-7}$	1050854
33	7.64	$3.65 \times 10^{-6}$	7946131	9.54	$-6.42 \times 10^{-7}$	1673641
34	7.622	$3.94 \times 10^{-6}$	6019874	9.477	$-5.63 \times 10^{-7}$	1276252
Total faisceau	7.604	$3.74 \times 10^{-6}$	21296885	9.492	$-4.78 \times 10^{-7}$	4493210

TABLE 12.3 – Stabilité de la distribution du tdc relatif sur les différents runs faisceau

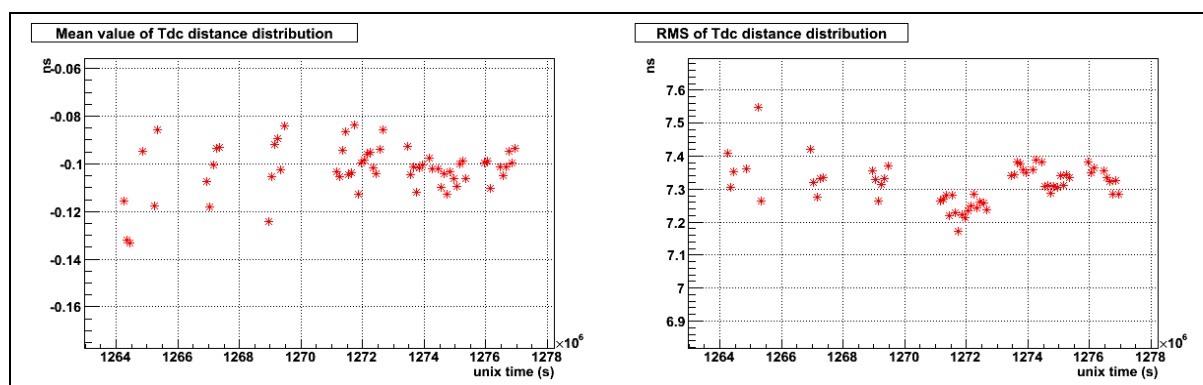


FIGURE 12.11 – Stabilité dans le temps du tdc relatif. A gauche la valeur moyenne et à droite la moyenne quadratique. La coupure fiducielle n'est pas utilisée ici.

## 12.3 Différence avec le temps attendu

### Principe

Connaissant la distance entre la cible de graphite et le détecteur, il est possible de calculer le temps auquel les neutrinos devraient arriver dans le détecteur à partir du temps d'arrivée des protons sur la cible. Le détecteur CT05 (le dernier détecteur de la ligne de faisceau neutrino) est utilisé pour mesurer le temps auquel les protons arrivent sur la cible. Nous allons étudier la distribution de la différence entre le temps d'arrivée prévu des neutrinos et le temps auquel les hits sont enregistrés dans le détecteur. Les corrections mises en place dans la section précédente seront utilisées pour cette étude.

Le temps d'arrivée des neutrinos dans le détecteur étant a priori aléatoire, nous pouvons penser que cette variable va suivre une distribution normale, interpolable par une fonction gaussienne. C'est ce qui est vérifié sur la figure 12.12, avec les données faisceau du run 32.

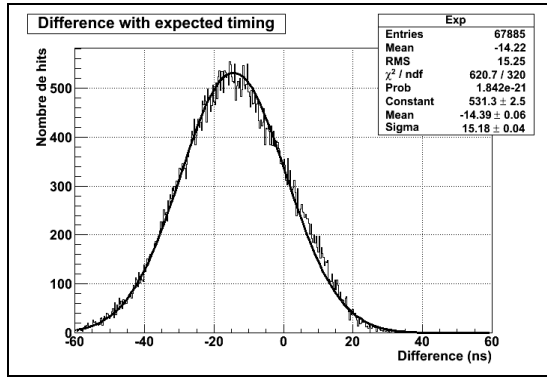


FIGURE 12.12 – Différence avec le temps attendu pour les hits des traces reconstruites du run faisceau 32. Ici les corrections et la coupure fiducielle sont appliquées.

## Test des corrections précédentes

Cette étude permet de tester les corrections sur les informations temporelles présentées précédemment. Nous voulons connaître l'effet de ces corrections sur la distribution. Pour cela, des distributions analogues à celle de la figure 12.12 sont tracées pour les différents runs, avec et sans corrections. Nous pouvons alors vérifier la qualité de l'interpolation gaussienne en regardant la valeur du  $\chi^2$  réduit. Les résultats sont présentés dans la table 12.4. Les corrections améliorent effectivement le fit gaussien, ce qui semble confirmer leur validité. Nous pouvons également remarquer que l'interpolation devient bien meilleure avec la coupure fiducielle. Enfin le résultat final n'est pas toujours parfait, pour les runs ayant le plus de statistique (32 et 33), le  $\chi^2$  réduit est supérieur à 2. Une explication possible est que seules deux corrections ont été apportées. Le groupe des détecteurs hors-axe a étudié une correction supplémentaire, baptisée *timewalk*, qui étudie comment varie le tdc en fonction de l'énergie déposée. Cette correction permettrait peut-être d'améliorer nos résultats.

Runs	Valeur du $\chi^2$ réduit		
	Sans corrections	Avec corrections	Avec corrections et coupure fiducielle
29	1.40	1.00	1.05
30	4.67	3.14	1.41
31	8.58	6.11	1.55
32	19.88	9.01	1.94
33	26.28	13.24	3.44
34	18.75	7.29	2.14

TABLE 12.4 – Effet des corrections et de la coupure fiducielle sur le fit gaussien de la différence du temps d'arrivée.

## Résultats et stabilité

La stabilité dans le temps va être mesurée de la même façon que pour le tdc relatif, en regardant les résultats run par run (table 12.5) puis par période de temps (figure 12.13). Cette différence de temps n'est utilisable que pour les données faisceau car il faut pouvoir mesurer le temps auquel les protons arrivent sur la cible. Les paramètres mesurés sont l'écart type et la valeur moyenne de l'interpolation gaussienne de la distribution du temps d'arrivée. Les corrections pour le tdc et la coupure fiducielle sont ici utilisées.

L'écart-type est relativement stable entre les différents runs, mais ce n'est pas le cas pour la valeur moyenne. L'évolution dans le temps permet de mieux comprendre. L'écart type se stabilise au fur et à mesure que la statistique augmente (les barres d'erreur représentent cette erreur) et semble relativement stable à partir du run 32 autour de 14.5 ns. Pour la valeur moyenne, elle semble stable par périodes de temps. Après discussion avec certaines personnes travaillant sur l'accélérateur, l'explication serait la suivante : le détecteur CT05 utilisé pour calculer le temps d'arrivée est périodiquement réinitialisé (c'est par exemple le cas entre deux runs). A ce moment, son temps de référence est modifié, ce qui provoque un décalage au niveau du temps d'arrivée. Il faudra donc changer le calcul du temps d'arrivée à chaque réinitialisation de CT05, mais nous ne disposons pas pour l'instant des informations nécessaires.

Un phénomène similaire peut se produire lorsque l'électronique du détecteur est redémarrée : il peut alors y avoir une modification du temps de référence pouvant aller jusqu'à 5 ns.

Runs	Valeur moyenne (ns)	Ecart type (ns)	Nombre d'évènements
29	$-3.54 \pm 0.30$	$15.79 \pm 0.26$	3054
30	$-15.28 \pm 0.16$	$15.93 \pm 0.11$	9892
31	$-5.84 \pm 0.127$	$16.41 \pm 0.09$	17098
32	$-14.39 \pm 0.06$	$15.18 \pm 0.04$	60089
33	$-6.96 \pm 0.049$	$15.61 \pm 0.03$	94996
34	$-6.29 \pm 0.055$	$15.41 \pm 0.04$	71155

TABLE 12.5 – Stabilité de la différence du temps d'arrivée des neutrinos sur les différents runs faisceau.

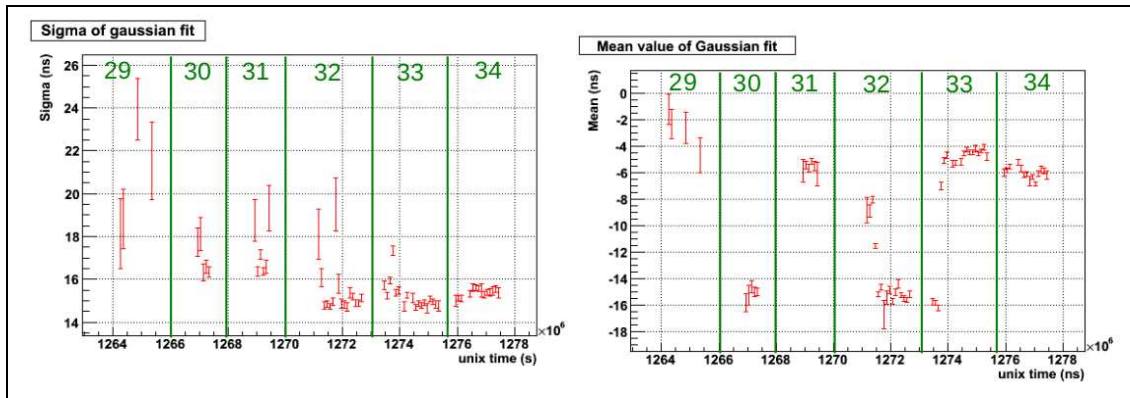


FIGURE 12.13 – Stabilité dans le temps des paramètres du fit pour la différence du temps d'arrivée attendu. A gauche l'écart type et à droite la valeur moyenne. En vert, la séparation entre les différents runs.

## 12.4 Energie déposée dans les scintillateurs

### Principe

Cette partie étudie l'énergie déposée dans les scintillateurs par une particule les traversant. Le détecteur enregistre pour chaque hit cette énergie (en photo-électrons ou p.e), et la distribution résultante devrait pouvoir être interpolée par une distribution de landau convoluée avec une distribution gaussienne (appelée landau-gaussienne par la suite). Cette étude est faite en utilisant les données cosmiques, et les hits considérés sont ceux des traces reconstruites pour tous les modules.

La figure 12.14 représente la distribution de l'énergie mesurée pour ces hits sans corrections. Deux problèmes principaux apparaissent par rapport à une distribution de type landau-gaussienne : il y a trop de hits à basse énergie, et il y a un second pic aux alentours de 75 p.e.

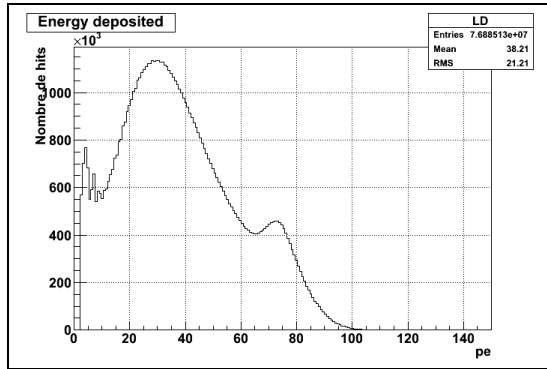


FIGURE 12.14 – Distribution de l'énergie déposée par scintillateur pour les hits des traces reconstruites. Cette distribution comprend tous les scintillateurs du détecteur.

L'excès de hits à basse énergie pourrait venir de hits de bruit accidentellement inclus dans la trace reconstruite. En effet ces hits ont généralement une énergie faible. Leur timing ne correspond généralement pas à celui de la particule traversant le détecteur, mais la fenêtre de temps utilisée dans la sélection des événements est relativement large (100 ns) et laisse donc passer certains de ces hits de bruit. Pour tester cette hypothèse, nous allons ajouter une coupure sur le tdc relatif des hits à 9 ns : seuls les hits situés à moins de 9 ns du timing moyen des hits de la trace reconstruite vont être pris en compte. Le résultat est présenté en figure 12.15. Il apparaît qu'avec la coupure, la distribution à basse énergie se rapproche plus d'une landau-gaussienne, même si elle n'est pas très régulière. Le problème à basse énergie semble donc provenir de hits de bruit, et peut être résolu par une coupure sur le tdc relatif. Cette coupure sera conservée pour la suite.

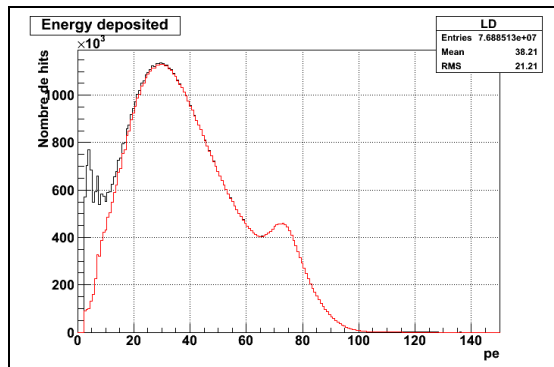


FIGURE 12.15 – Distribution de l'énergie déposée pour les hits des traces reconstruites avec (rouge) et sans (noir) coupure de tdc relatif.

## Canal à faible gain

Le détecteur dispose en réalité de deux canaux pour mesurer l'énergie déposée : l'un à faible gain et l'autre à fort gain. Le canal à faible gain est précis à haute énergie mais imprécis à basse énergie, alors que le canal à fort gain est précis à basse énergie mais saturé à haute énergie. Les graphiques précédents ont été effectués à l'aide du canal à haut gain, et le second pic correspond très probablement à la saturation de ce canal. Cette hypothèse peut être testée en regardant si ce second pic est également présent sur le canal à faible gain. Les deux distributions sont représentées sur la figure 12.16, pour l'ensemble des scintillateurs du détecteur INGRID.

Nous voyons que le second pic n'apparaît pas pour le canal à faible gain, ce qui valide l'hypothèse

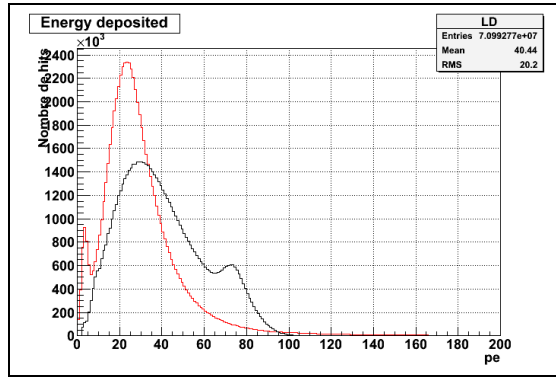


FIGURE 12.16 – Distribution de l'énergie déposée pour le canal à faible gain (rouge) et le canal à fort gain (noir).

selon laquelle il proviendrait de la saturation du canal à haut gain. Nous pouvons également remarquer des problèmes à basse énergie pour ce canal à faible gain, probablement dûs à sa faible précision dans ce domaine d'énergie. La façon habituelle de traiter le problème consiste à utiliser les informations du canal à fort gain jusqu'à une certaine énergie (par exemple 40 p.e dans le cas des détecteurs hors-axe utilisant la même technologie qu'INGRID) puis à utiliser ensuite les informations du canal à faible gain pour les hits d'énergie supérieure. Il n'est pas possible d'utiliser cette procédure ici, les deux distributions ne se recouvrant pas sur un certain domaine d'énergie. La raison est que seul le canal à fort gain a été calibré proprement. Les informations provenant de ces deux canaux ne seront pas combinées pour l'instant, et seront traitées séparément par la suite.

## Corrections

Il faut comme dans le cas des informations sur le temps apporter certaines corrections pour homogénéiser les différents hits utilisés dans les histogrammes. Nous allons apporter deux corrections.

### Distance parcourue dans le scintillateur

Selon l'angle que fait la trajectoire de la particule, elle parcourt une distance différente dans le scintillateur (figure 12.17). Or plus la distance parcourue est importante, plus l'énergie déposée augmente, il faut donc corriger cet effet. Pour cela, nous allons supposer que l'énergie déposée augmente linéairement avec la distance parcourue dans le scintillateur. Dans ce cas, la correction est donnée par :

$$\text{pe corrigé} = \text{pe} \times \sqrt{1 + \tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y}$$

où  $\theta_x$  et  $\theta_y$  sont respectivement les angles faits par la trajectoire de la particule avec l'axe z (perpendiculaire aux scintillateurs) dans les plans horizontaux et verticaux.

### Propagation de la lumière dans la fibre

L'énergie mesurée va dépendre de la position du hit dans le scintillateur. En effet, plus le hit est éloigné du MPPC plus la lumière collectée va devoir parcourir de distance dans la fibre, où elle subit une atténuation. La position du hit dans le scintillateur est déterminée à l'aide la même méthode que dans le cas du tdc, ce qui permet de tracer l'énergie moyenne en fonction de la position du hit dans le scintillateur (figure 12.18).

Comme dans le cas des corrections de tdc cette méthode ne marche pas très bien aux extrémités des scintillateurs, il y a néanmoins bien un effet mesurable. Ces valeurs seront utilisées comme corrections par la suite.

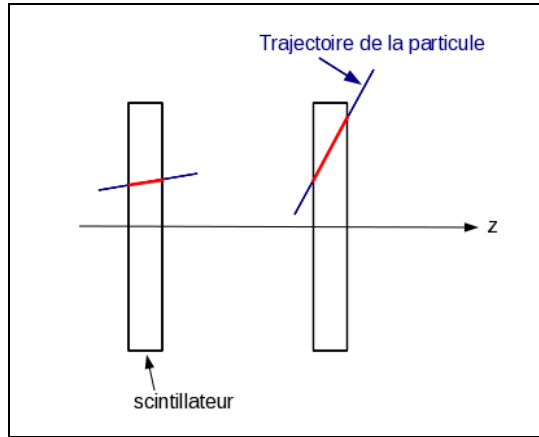


FIGURE 12.17 – Distance parcourue (en rouge) dans le scintillateur en fonction de l’angle fait par la trajectoire de la particule et l’axe z.

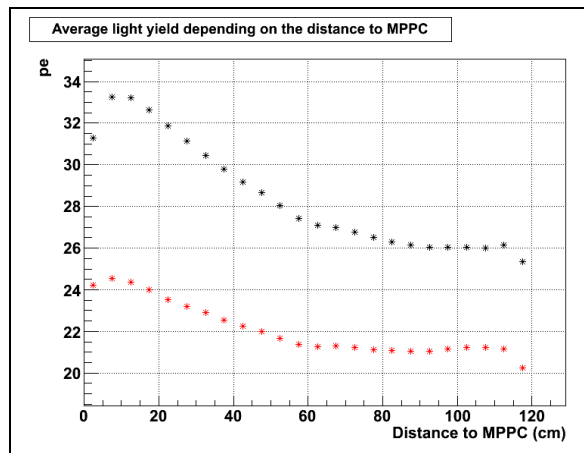


FIGURE 12.18 – Energie moyenne des hits en fonction de leur position dans le scintillateur, pour les canaux à fort gain (noir) et à faible gain (rouge).

## Résultats et stabilité

Une fois ces deux corrections appliquées, les distributions peuvent être interpolées par une fonction de type landau-gaussienne. Les canaux à fort et faible gains sont traités séparément, et les résultats sont présentés sur la figure 12.19 pour les hits du module 3. Les différents modules présentent des résultats similaires. Comme attendu, l’interpolation fonctionne bien à basse énergie et mal à haute énergie pour le canal à fort gain, et inversement pour le canal à faible gain. Il semble donc que l’interpolation fonctionnera correctement lorsque le canal à faible gain aura été calibré et que les informations des deux canaux pourront être combinées. Nous pouvons remarquer que pour le canal à fort gain, le second pic semble avoir disparu. C’est une conséquence de la correction en fonction de la distance parcourue dans le scintillateur : les hits qui provoquent une saturation de ce canal sont à haute énergie, donc viennent souvent de cas où la particule a parcouru une longue distance dans le scintillateur. Le second pic n’est plus visible, mais l’effet est toujours là car l’interpolation ne fonctionne pas bien pour les hautes énergie, le pic étant trop large, et le nombre d’évènements à haute énergie trop faible.

Nous pouvons également étudier la stabilité dans le temps de ces distributions sur la durée de prise de données cosmiques (5 jours). Nous utilisons ici uniquement les données cosmiques, car elles sont constituées de muons seulement, ce qui donne une meilleure homogénéité de l’énergie déposée entre les différents

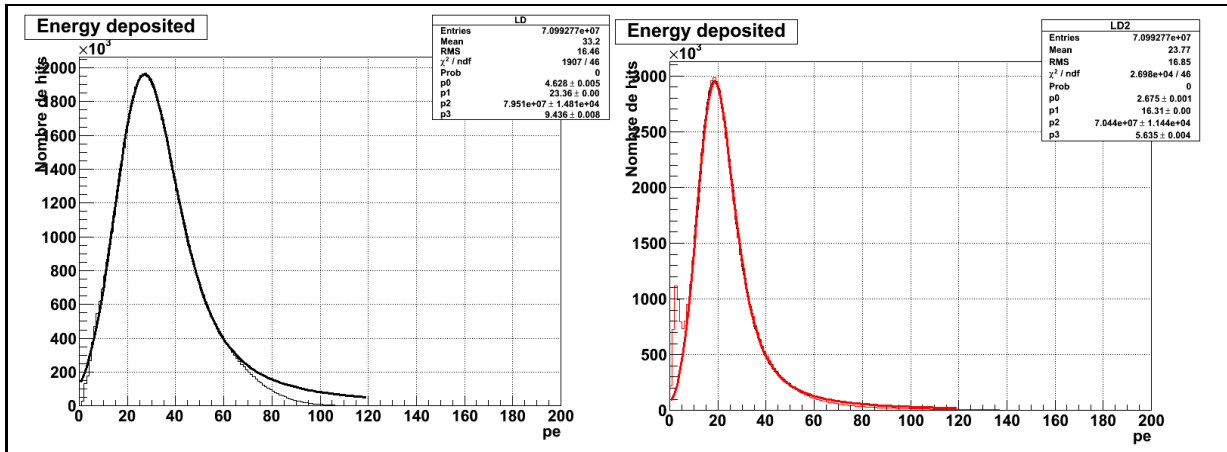


FIGURE 12.19 – Interpolation de l'énergie déposée dans le détecteur pour les canaux à fort (gauche) et faible (droite) gain pour les scintillateurs du module 3.

événements. En effet, différentes particules déposent des quantités d'énergie différentes en traversant une même distance de scintillateur. Les événements cosmiques présentent souvent de longues traces, ce qui limite les erreurs au niveau de la sélection des hits faisant partie des véritables traces. Les deux paramètres mesurés sont la valeur moyenne de la distribution, et le paramètre MPV de la fonction d'interpolation qui correspond à la position du pic. Le canal à fort gain est utilisé pour cette étude, car c'est le seul à être correctement calibré. La figure 12.20 présente les résultats. Sur cette figure les distributions sont tracées pour l'ensemble des hits des traces reconstruites dans l'ensemble du détecteur. L'amplitude des variations

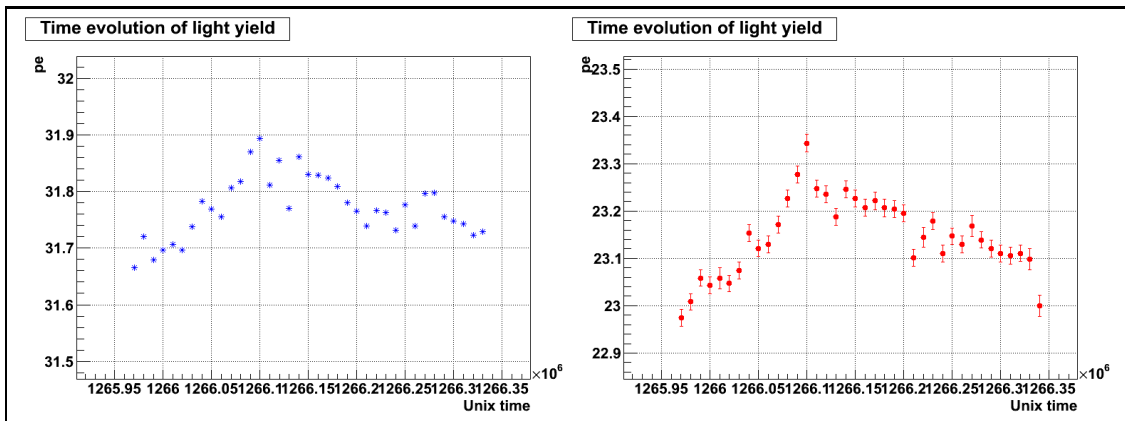


FIGURE 12.20 – Evolution dans le temps de la valeur moyenne (à droite) et de la position du pic (à gauche) de l'énergie déposée dans le détecteur.

est de 0.25 pe pour la valeur moyenne et de 0.4 pe pour la position du pic. De plus, ces deux grandeurs évoluent de la même façon au cours du temps. Il est probable que ces variations sont dues à des variations de température au cours du temps (voir paragraphe suivant) et les performances du détecteur semblent stables sur cette période de temps.

## 12.5 Température

Nous allons maintenant nous intéresser à la mesure de la température dans les plans de tracking. C'est un paramètre important, car les MPPC sont connus pour être des dispositifs bruyants, pouvant créer de

faux hits dûs au bruit, et avec une probabilité dépendant de la température. De plus, leur gain dépend également de la température. Pour mesurer la température, chaque module est équipé de deux capteurs (certains 3, mais ce dernier capteur n'est pas considéré ici), l'un placé en haut du module et le second en bas. Ces capteurs sont installés sur le côté des plans de tracking.

## Température mesurée

Nous pouvons tracer pour chaque capteur la température moyenne mesurée sur une période de temps, ce qui est fait sur la figure 12.21 pour la période correspondant au run 33.

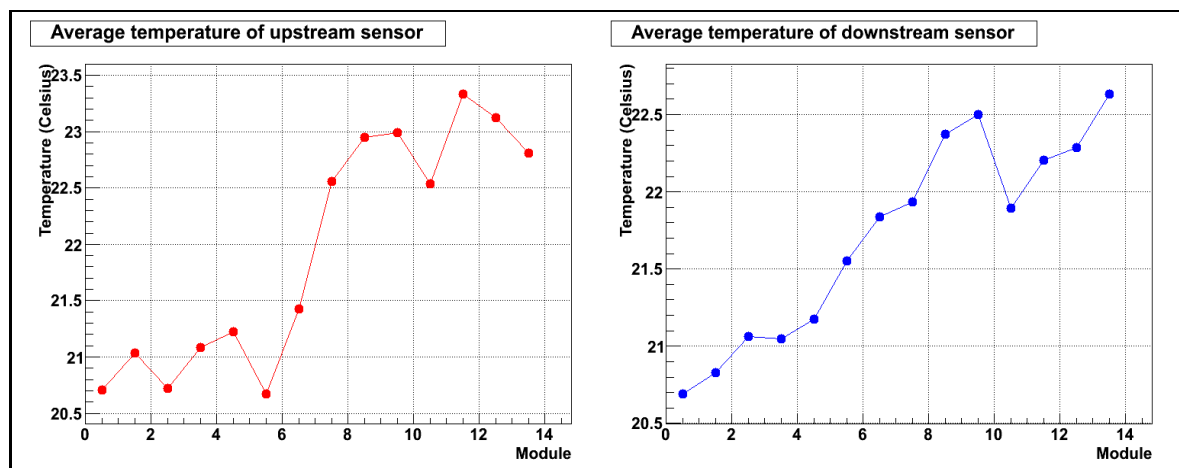


FIGURE 12.21 – Température moyenne pour le run 33. A gauche capteurs situés en haut des modules, à droite ceux du bas.

Des différences de température apparaissent entre les modules, et les capteurs du haut et du bas ne suivent pas la même distribution. Les températures données par les capteurs du haut semblent cohérentes : les modules horizontaux (0 à 6) et verticaux (7 à 13) sont dans deux pièces différentes avec des systèmes de climatisation différents, il est donc normal d'avoir deux groupes de modules à des températures différentes. Les températures données par les capteurs du bas sont plus surprenantes : la température semble augmenter linéairement avec le numéro du module, sans qu'il n'y ait de raison particulière pour cela.

Nous pouvons également tracer pour chaque module la différence entre les températures données par les deux capteurs (figure 12.22). Si pour certains modules la différence est proche de  $0^\circ$ , pour la plupart d'entre eux elle est assez importante comparée à la précision théorique des capteurs ( $0.065^\circ$ ), pouvant parfois même atteindre  $1^\circ$ . Ces capteurs n'ont pour l'instant pas été calibrés, et il semble que cela pose problème.

## Variation de température

Une explication possible serait que les capteurs n'ayant pas été calibrés présentent un offset. La température mesurée serait translatée d'une valeur constante par rapport à la température réelle. Pour tester cette hypothèse, nous allons regarder comment évolue la différence de température entre les deux capteurs lorsque la température du module change. Si cette hypothèse est valide, la différence de température devrait varier très peu comparée à la variation de température du module.

Le résultat typique est présenté en figure 12.23, pour le module 7. Il ne semble pas y avoir de corrélation entre les variations de la température et de la différence de température mesurée par les capteurs. La dispersion des mesures semblent se réduire au fil du temps : cela provient de l'augmentation de la statistique (le faisceau devenant plus intense, plus de mesures sont effectuées sur un même laps de temps, car la température n'est enregistrée que pendant les prises de données). Sur quatre modules, une faible corrélation est néanmoins observée (la différence augmente proportionnellement à la température, mais dans des proportions bien moindres).



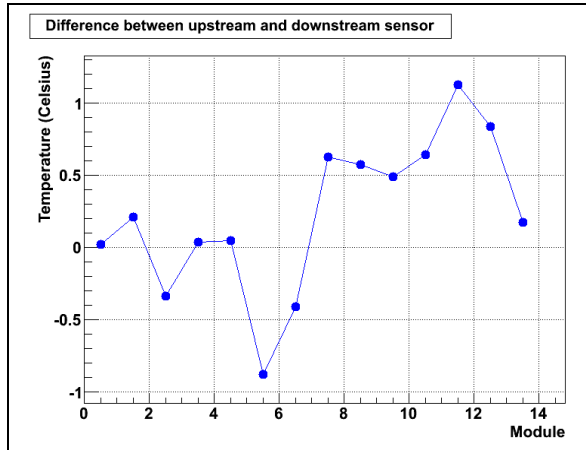


FIGURE 12.22 – Différence de température entre les capteurs du haut et du bas pour le run 33.

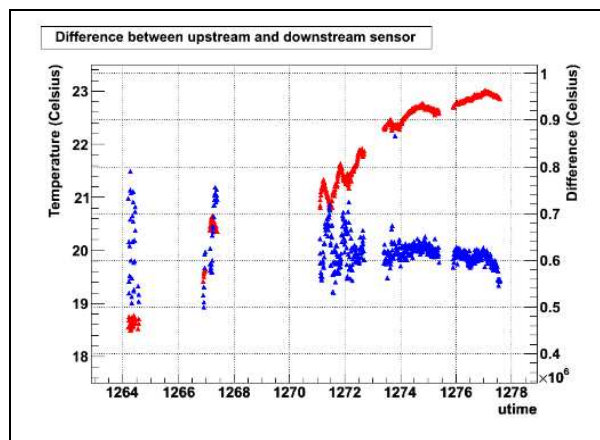


FIGURE 12.23 – Evolution de la température du module 7 (en rouge, axe de gauche) et de la différence entre les températures mesurées par les deux capteurs (en bleu, axe de droite).

Il semble bien qu'il y ait un offset sur les capteurs de température, la température absolue qu'ils donnent n'étant pas valide. Néanmoins les variations de température le sont sans doute. Lorsque l'influence de la température sur une grandeur sera étudiée, nous prendrons donc un point de référence et étudierons les variations par rapport à ce point.

## 12.6 Bruit

L'étude suivante concerne la mesure du bruit dans le détecteur. Comme il a été dit précédemment, les MPPC sont des dispositifs bruyants, qui peuvent produire des hits qui ne sont pas dûs au passage d'une particule, mais simplement du bruit. Cela peut être problématique dans le cas d'INGRID : pour la sélection des événements, un minimum de 3 hits est demandé sur chaque projection pour la trace reconstruite, un hit de plus ou de moins peut donc avoir des conséquences sur le nombre d'événements reconstruits.

### Définition

Pour mesurer le bruit dans le détecteur, nous allons rechercher des hits de bruit, définis comme des hits apparaissant lorsque aucune particule ne traverse le détecteur. Le bruit sera mesuré directement

dans les données. Pour trouver de tels hits, deux sélections seront utilisées. La première concerne le cycle d'acquisition. Comme expliqué précédemment, INGRID enregistre les données sur 23 cycles de 480 ns. Le système de trigger est fait de façon à ce que les événements neutrinos du faisceau ne puissent arriver que entre les cycles 4 à 9. Nous allons chercher les hits de bruit sur les autres cycles. Il pourrait cependant y avoir des particules cosmiques qui traversent le détecteur lors de ces cycles. Pour les éliminer, la procédure de sélection des événements présentée au chapitre 11 est utilisée.

Les résultats seront donnés en terme de taux de bruit. Ce taux est défini comme étant le nombre moyen de hits de bruit par cycle enregistré, pour la partie du détecteur concernée (voie, plan, module, ...).

## Résultat des mesures

Le taux de bruit peut tout d'abord être mesuré pour chaque voie du détecteur. La distribution des voies en fonction de leur taux de bruit est présentée en figure 12.24, pour le run faisceau 33. Les distributions sont relativement régulières, et le taux de bruit est plus élevé pour les modules verticaux que pour les horizontaux. Le taux de bruit moyen pour une voie sur ce run 33 est de  $6.4 \times 10^{-3}$  hits de bruit par cycle enregistré.

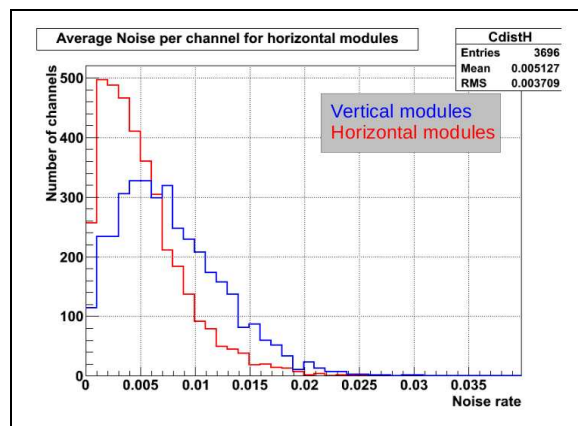


FIGURE 12.24 – Taux de bruit mesuré (par voie) sur le run 33 pour les voies des modules horizontaux (rouge) et verticaux (bleu).

Nous pouvons également mesurer le taux de bruit pour chaque module. Cela deviendra un point important si le bruit influence réellement le nombre d'événements reconstruits, car pour la détermination de la position du centre du faisceau, il faut que tous les modules soient équivalents. La mesure pour ce même run 33 est présentée en figure 12.25. Le taux de bruit n'est pas du tout homogène entre les différents modules, il y a quasiment un facteur trois entre le module le plus bruyant et le module le moins bruyant. Les conséquences sur le nombre d'événements reconstruits seront étudiées au moment de déterminer la position du centre du faisceau (chapitre 14).

## Structurelle temporelle du bruit

Nous mesurons ici la répartition des hits de bruit en fonction du temps, à l'intérieur d'un cycle d'acquisition. Nous pouvons tracer le nombre de hits de bruit se produisant avec un tdc donné, par exemple pour le cycle 0 sur le run 33 (figure 12.26). Tous les cycles présentent quasiment la même structure.

Un cycle fait 480 ns, et trois phases apparaissent. Jusqu'à 420 ns, le nombre de hits de bruit se produisant augmente progressivement. Ensuite sur environ 25 ns, le nombre de hits de bruit est moindre, puis sur les 30 dernières nanosecondes du cycle, il n'y a plus du tout de hits.

Cette structure s'explique par la façon dont les données sont enregistrées. Schématiquement, au début du cycle, chaque voie accumule des charges. Dès que sur une voie la charge accumulée dépasse le seuil de 2.5 p.e, un hit est enregistré, avec un tdc correspondant au temps où la charge accumulée a dépassé le seuil (avec une précision de 2.5 ns). Au niveau de l'accumulation de la charge, le gain du système d'acquisition

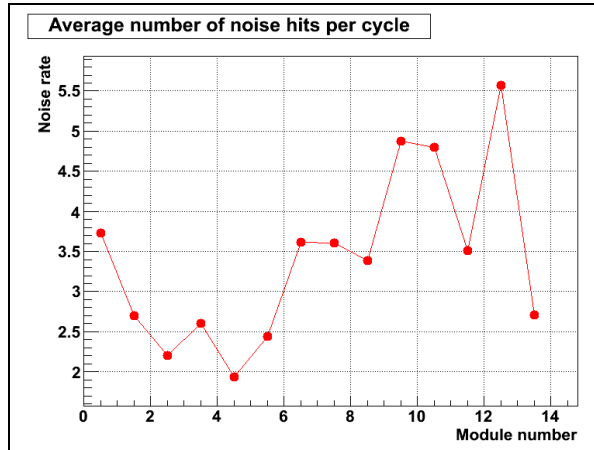


FIGURE 12.25 – Taux de bruit par module mesuré sur le run 33 pour les différents modules.

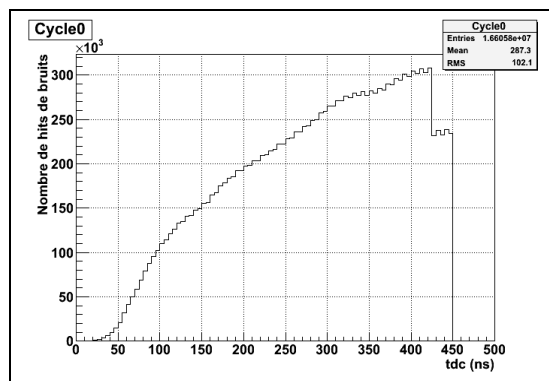


FIGURE 12.26 – Nombre de hits de bruits se produisant à un temps donné au cours du premier cycle d'intégration, pour toutes les voies du détecteur.

est constant jusqu'à 420 ns, puis décroît ensuite. Enfin, le système donnant le tdc ne fonctionne pas sur les 30 dernières secondes du cycle d'acquisition.

Tout cela permet d'expliquer la structure de la figure 12.26. Pendant les 420 premières nanosecondes, le système accumule des charges avec un gain constant. Plus le temps passe, plus le système a eu le temps d'accumuler des charges dues au bruit du MPPC et donc de dépasser le seuil. Il est donc normal que plus le temps passe plus le nombre de hits de bruit se produisant augmente. Sur les 25 nanosecondes suivantes, le gain diminue, la charge accumulée augmente donc moins vite, ce qui produit une diminution du nombre de hits de bruit. Enfin, sur les 30 dernières nanosecondes, le système donnant les informations temporelles des hits ne fonctionne pas, il ne peut pas y avoir de hits avec un tdc correspondant à cette période.

## Influence de la température

La fréquence du bruit des MPPC varie avec la température. Nous voulons déterminer si le bruit mesuré par la méthode précédente varie lui aussi avec la température. En première approche, nous pouvons tracer les évolutions du bruit dans le détecteur et de sa température en fonction du temps. Les grandeurs sont ici moyennées sur l'ensemble du détecteur (figure 12.27). Une corrélation apparaît clairement : à l'intérieur d'un run, le bruit diminue lorsque la température augmente. La température ne semble pas être le seul paramètre déterminant : entre le run 32 (groupe de points à gauche) et les suivants, à la fois la température et le bruit augmentent.

Pour étudier plus précisément la variation du bruit avec la température, nous allons étudier un seul

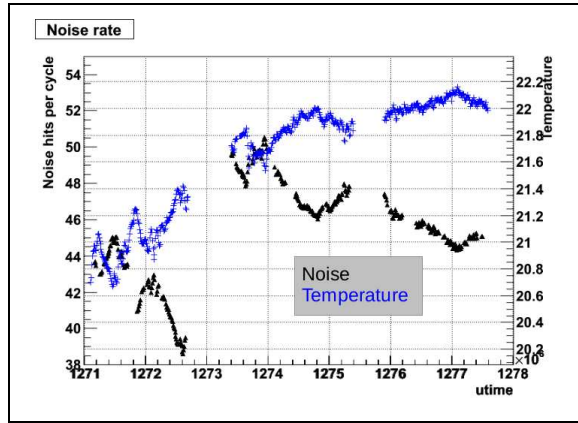


FIGURE 12.27 – Evolution de la température moyenne (bleu, axe de droite) et du bruit moyen (noir, axe de gauche) en fonction du temps pendant les runs 32 à 34.

run à la fois. Les différents modules seront également étudiés séparément car ils ont des taux de bruit différents. Comme expliqué dans la partie sur la mesure de la température, les capteurs ne sont pas calibrés et seules les variations de température qu'ils donnent ont un sens. Nous allons donc prendre un point de référence, et regarder les différences de température et de bruit par rapport à ce point. Un exemple est présenté en figure 12.28 (module 3, run 33).

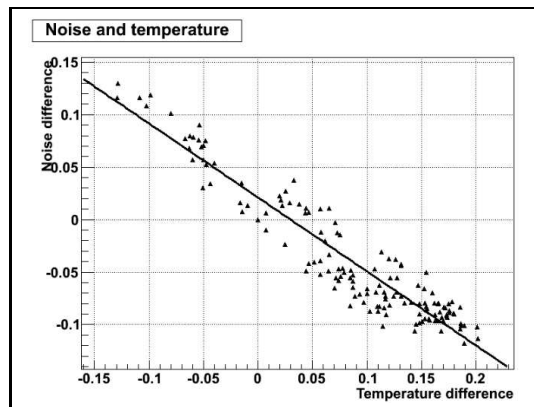


FIGURE 12.28 – Lien entre les variations de température et de taux de bruit pour le module 3 durant le run 33.

La température du module est ici définie comme la moyenne entre les températures données par les deux capteurs du module. Nous voyons apparaître une relation linéaire entre variation de température et variation du bruit. C'est le cas pour la plupart des modules, mais cela ne fonctionne pas pour les modules 0,1,2 et 5. Pour le module 5, le problème peut être réglé en ne prenant en compte que la température du capteur du haut, ce qui laisse penser que le capteur du bas a un problème. Pour le module 2, il faut prendre le capteur du bas. Dans les cas des modules 0 et 1, le problème n'a pas pu être réglé.

Une relation linéaire apparaît sur la figure 12.28. Néanmoins les variations sont limitées à un faible intervalle de température. Après discussion avec des personnes ayant étudié le bruit sur les détecteurs hors-axe, la dépendance entre température et bruit est plutôt du type exponentielle. Nous obtenons une droite uniquement parce que le domaine de température considéré est restreint. Cela apparaît clairement sur la figure 12.29, où le coefficient directeur de la droite obtenue par interpolation à la manière de la figure 12.28 est tracé pour chaque module et chaque run.

Il pourrait paraître surprenant que le bruit diminue lorsque la température augmente. Ceci est en

fait dû aux variations du gain des MPPC avec la température. Le gain d'un MPPC diminue lorsque la température augmente, à cause de l'augmentation des vibrations dans la structure cristalline. Si le gain diminue, l'accumulation des charges durant un cycle d'acquisition se fait moins rapidement, et finalement le taux de bruit du MPPC diminue. Le nombre de cascades de bruit dans le MPPC augmente bien lorsque la température augmente, mais à cause de la diminution du gain, le nombre de cas où l'accumulation de charges a été suffisante pour passer le seuil d'enregistrement du hit a diminué.

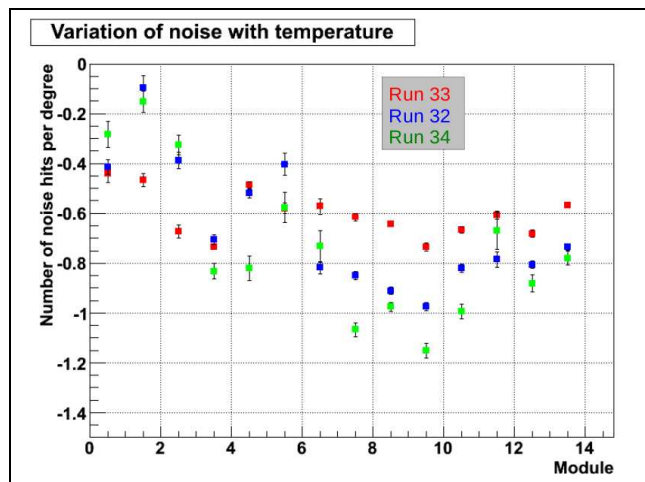


FIGURE 12.29 – Paramètre du fit obtenu pour les différents modules et les différents runs.

Le coefficient varie pour les différents modules, et surtout d'un run à l'autre pour un même module. Ce coefficient semble donc dépendre de la température et du bruit, ce qui confirme que la relation n'est pas linéaire sur de grands intervalles de température. Le coefficient obtenu par interpolation pourra éventuellement être utilisé pour déduire le bruit lorsque nous chercherons à faire des corrections, mais il faudra se restreindre à de faibles intervalles de température, ce qui limite l'utilité de cette méthode.

## 12.7 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre les différentes informations données par le détecteur, pour s'assurer qu'elles étaient bien conformes à ce qui était attendu, et stables dans le temps. Ces études sont importantes car pour l'analyse nous utiliserons ensemble des données prises à des temps différents. De ce point de vue, seule la température semble provoquer des variations sur le bruit, et il faudra en tenir compte plus tard.

Pour ce qui est des informations temporelles et de l'énergie déposée, nous obtenons après certaines corrections des distributions conformes aux prévisions et stables dans le temps. Ces études ne sont pas totalement achevées. Pour les informations temporelles, il faudra étudier une dernière correction, le *time-walk*, et dans le cas de l'énergie déposée, il reste à calibrer le canal à faible gain pour pouvoir combiner les informations des deux canaux. Ce ne sont cependant pas des informations critiques dans le cas d'INGRID, dont l'analyse n'utilise pas de mesures du type  $dE/dx$  et temps de vol.

Dans le futur, la calibration sera intégrée au logiciel du ND280, et les corrections présentées ici ainsi que celles encore à étudier seront automatiquement appliquées aux données.

# Chapitre 13

## Efficacité des scintillateurs

Nous allons chercher dans ce chapitre à mesurer l'efficacité des scintillateurs, c'est à dire si une particule traversant un plan de scintillateurs du détecteur laisse bien un hit dans au moins un des scintillateurs du plan. Le plan sera considéré comme inefficace dans le cas contraire, un exemple d'une telle situation est montré en figure 13.1.

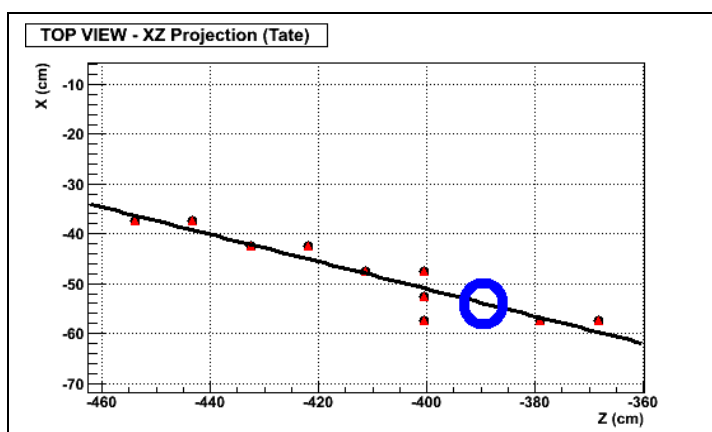


FIGURE 13.1 – Exemple d'évènement où un plan est inefficace. Entouré en bleu, l'endroit où la particule traverse un plan sans laisser de hits.

Cette efficacité doit être importante, car comme il a été dit au moment de la mesure du bruit, le nombre de hits dans les traces reconstruites est faible pour INGRID, et perdre un hit peut empêcher de reconstruire un évènement. L'objectif est ici de mesurer précisément cet effet, pour pouvoir le prendre en compte dans les simulations Monte Carlo.

### 13.1 Principe de la mesure d'efficacité

#### Algorithme

La mesure de l'efficacité utilise l'algorithme de reconstruction des évènements ("tracking"). Les efficacités des différents plans d'un module seront testées successivement. Les différentes étapes sont schématisées sur la figure 13.2. Le point de départ est un évènement contenant une trace traversant le plan à tester, puis ce plan est "éteint", c'est à dire que l'évènement va être reconstruit comme si ce plan n'existait pas. Une nouvelle trace est ainsi reconstruite. A l'aide de l'équation de cette trace, il est possible de déterminer la position à laquelle elle a traversé le plan testé. Nous regardons ensuite si il y a un hit dans le scintillateur situé à cette position, ou dans les scintillateurs voisins. Si il y a bien un hit dans l'un de ces scintillateurs, le plan est considéré comme efficace pour cet évènement, et inefficace dans le cas contraire.

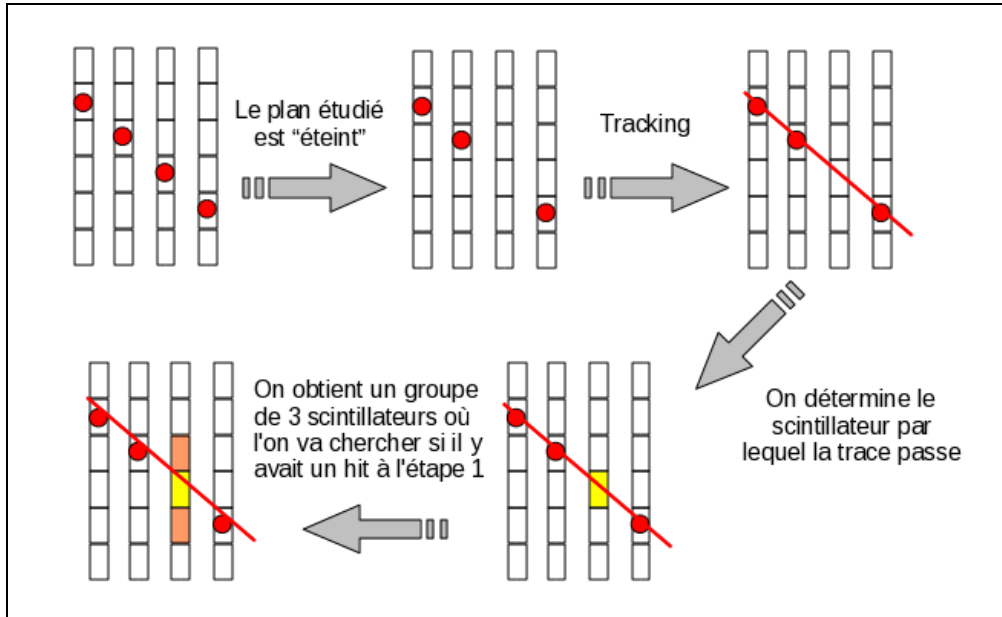


FIGURE 13.2 – Principe du test d'efficacité. Ici le troisième plan est testé.

Nous avons laissé une tolérance d'un scintillateur par rapport à la position où la trace reconstruite traversait le plan. En effet, cette détermination n'est pas très précise, car il y a deux sources d'erreur : tout d'abord la diffusion dans les plaques d'acier du module fait que les trajectoires des particules ne sont pas parfaitement rectilignes. INGRID est constitué de scintillateurs de 5 cm de large à cause de cet effet. Une granularité plus faible n'était pas utile. La seconde source d'erreur vient de l'algorithme de reconstruction des événements, qui ne les reconstruit pas parfaitement, notamment parce qu'il y a à la fois une granularité importante et un faible nombre de hits dans les traces.

### Sélection des événements

Il faut s'assurer que dans ce test, nous cherchons bien un hit là où il devrait y en avoir un. Il faut donc être sûr que les événements contiennent bien une trace de particule, et que la trace soit reconstruite suffisamment précisément pour pouvoir prédire sa position dans le plan testé. Pour cela un ensemble de critères de sélection est utilisé.

Tout d'abord l'évènement doit comporter au moins 12 hits dont l'énergie est supérieure à 8 p.e. Cela permet de s'assurer qu'une particule chargée a bien traversé le détecteur, les hits de bruit électronique ayant une énergie trop faible pour passer cette coupure. Nous souhaitons également n'avoir que des événements non ambigus, avec une trace bien définie : pour cela au moins 60% des hits de l'évènement doivent faire partie de la trace reconstruite pour que l'évènement soit utilisé dans ce test. Cela permet d'exclure les événements où de multiples particules sont créées, avec des clusters de hits par endroits. Pour s'assurer d'avoir une bonne reconstruction de l'évènement, nous demandons en outre que la longueur de la trace soit d'au moins 60 cm, et qu'elle comporte au moins 5 hits. Enfin pour pouvoir prévoir suffisamment précisément où la trace passe, nous demandons que la distance moyenne des hits à la trace reconstruite soit inférieure à 2.5 cm. Cela permet aussi d'éliminer les événements mal reconstruits.

## 13.2 Tests de l'algorithme

Nous allons commencer par évaluer les performances de l'algorithme, en utilisant une simulation Monte Carlo. Nous voulons vérifier que l'algorithme trouve bien les scintillateurs inefficaces, et également qu'il ne trouve pas des scintillateurs inefficaces lorsque ce n'est pas le cas.

## Simulation utilisée

La simulation utilisée ici n'est pas une simulation complète de type Geant4. L'objectif de cette simulation est de créer des hits dans le détecteur correspondant à une particule se propageant en ligne droite (nous ne prenons pas en compte la diffusion dans les plaques de fer). Une valeur de l'inefficacité est ensuite fixée (typiquement de l'ordre de quelques pourcents), et des hits sont enlevés aléatoirement avec cette probabilité pour créer des plans inefficace. Nous vérifions ensuite que l'algorithme retrouve effectivement ces plans inefficaces, et uniquement ceux-ci.

## Cas problématiques

Notre simulation a permis de mettre en évidence deux cas où l'algorithme renvoyait un mauvais résultat. Il s'agit de cas où la trace fait un angle assez faible avec l'axe du faisceau tout en étant située des les scintillateurs les plus externes du module. Un exemple est présenté sur la figure 13.3.

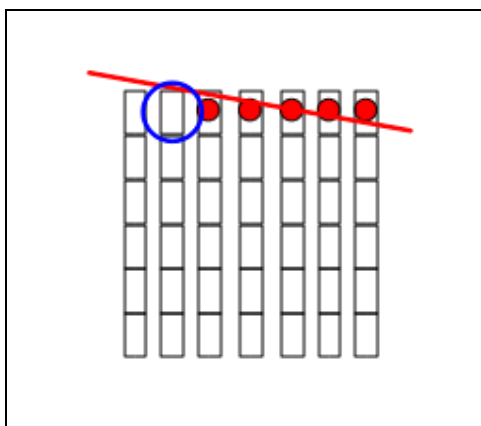


FIGURE 13.3 – Exemple d'un cas problématique pour l'algorithme d'efficacité.

La particule entre dans le module au niveau du troisième plan, avec un angle très faible, et reste donc dans les scintillateurs externes pendant sa traversée du module. L'algorithme de reconstruction trouve une trace horizontale et que le scintillateur entouré en bleu est inefficace, alors qu'il n'est pas traversé par la particule.

Le deuxième cas est assez similaire : la trace de la particule fait un angle très faible avec l'axe du faisceau et passe par les scintillateurs les plus externes. Si elle quitte le module latéralement, l'algorithme va trouver que le scintillateur suivant est inefficace. Pour éliminer ces problèmes, les événements où la trace est située dans les scintillateurs les plus externes, en faisant un angle inférieur à  $6^\circ$  avec la direction du faisceau et où l'algorithme trouve que le plan est inefficace à la fois dans les projections horizontales et verticales sont ignorés.

## Erreur systématique

Cette simulation permet également d'évaluer les performances de l'algorithme. Comme expliqué précédemment, nous créons des plans inefficaces, pour vérifier que l'algorithme les retrouve. L'algorithme trouve effectivement tous les plans inefficaces ajoutés de cette manière, mais il en trouve également d'autres (en dehors des deux cas décrits dans le paragraphe précédent). Sur 230000 événements générés, 0.53% des cas d'inefficacité trouvés ne correspondent pas à de vrais plans inefficaces. La différence au niveau de l'efficacité trouvée par le programme selon que ces faux plans inefficaces sont conservés ou non est de 0.015%, cette source d'erreur pourra donc être négligée.

Nous pouvons également comparer l'efficacité réelle des scintillateurs (connue car fixée dans la simulation) avec l'efficacité trouvée par l'algorithme. Nous obtenons, pour 230000 événements simulés, une efficacité réelle de 97.34%, et l'algorithme trouve 97.21%, soit une différence de 0.13%.



Une seconde source d'erreur provient du bruit, mesuré au moment de la calibration. Le bruit peut avoir deux effets : tout d'abord ajouter un hit de bruit, qui pourrait compenser l'inefficacité d'un scintillateur. Mais le bruit peut également retirer un hit, créant ainsi un scintillateur inefficace. Cela se produit de la manière suivante : si un hit de bruit se produit avant un hit dû au passage d'une particule (dans le même scintillateur), un seul hit sera produit pour ce scintillateur, mais avec un tdc (temps) ne correspondant pas au passage de la particule. Ce hit ne sera donc pas retenu pour la reconstruction, à cause de la sélection en temps des hits. Pour prendre en compte ces effets, nous allons ajouter une erreur systématique, correspondant à la probabilité d'avoir un hit de bruit dans un scintillateur. Nous prendrons pour cela le taux de bruit moyen mesuré pour un scintillateur, soit 0.64%.

## Influence du trigger

Les triggers utilisés pour les données cosmiques sont présentés dans la table 11.2. Il s'agit d'un critère de coïncidence entre quatre plans : l'évènement n'est enregistré que si il y a des hits dans ces quatre plans. Il ne peut a priori pas y avoir de scintillateurs inefficaces dans l'un des plans faisant parti de ce groupe (ce n'est pas tout à fait exact : si le scintillateur par lequel passe la particule est inefficace, mais qu'il y a un hit de bruit dans un autre scintillateur du plan, le critère de trigger est vérifié), ce qui pourrait augmenter artificiellement l'efficacité pour ces plans. De plus, le système actuel d'acquisition des données ne permet pas de savoir quel groupe de quatre plans a déclenché le trigger.

Nous allons évaluer ces effets en regardant l'efficacité moyenne en fonction du numéro de plan, tous modules confondus (figure 13.4), et la comparer au nombre de triggers auxquels chaque plan participe (table 13.1).

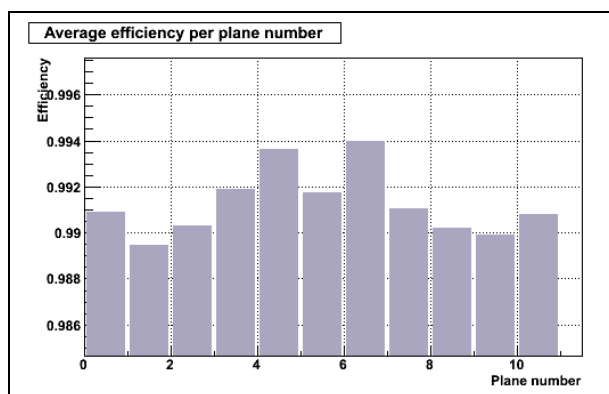


FIGURE 13.4 – Efficacité moyenne en fonction du numéro de plan, moyennée sur tous les modules. Des variations d'efficacité de  $\pm 0.25\%$  sont observées entre les différents plans

Plan	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Nombre de triggers	2	1	0	2	3	0	3	2	0	1	2

TABLE 13.1 – Nombre de triggers auxquels chaque plan participe

La figure 13.4 est relativement symétrique, et l'efficacité semble augmenter vers le centre. Il est possible que l'efficacité plus faible du plan 5 par rapport aux plans 4 et 6 vienne des triggers, car le plan 5 n'est impliqué dans aucun trigger alors que les deux autres participent à 3 triggers. Cet effet pourrait peut-être également expliquer pourquoi les plans 0 et 10 bien que plus externes ont une meilleure efficacité que les plans 1 et 9. Cependant l'effet n'est pas toujours très clair : par exemple les plans 2 et 8 ne participent à aucun trigger au contraire de leurs voisins, mais à leur niveau l'efficacité augmente régulièrement vers le centre. Il ne semble donc pas que l'effet puisse être mesuré ici. Dans le futur, il est prévu de prendre des données cosmiques avec un seul trigger à la fois, pour pouvoir mesurer précisément cet effet. Nous

pourrions en attendant ajouter une erreur systématique de 0.4%, correspondant aux variations observées sur la figure 13.4, mais comme nous le verrons plus loin, il semble que les erreurs systématiques soient déjà surestimées. Cette source d'erreur sera donc négligée pour l'instant.

### Résumé des erreurs systématiques

Les différentes erreurs sont a priori indépendantes, elles seront donc ajoutées en quadrature pour obtenir l'erreur totale. Les erreurs sont résumées dans la table 13.2.

Erreur	Valeur (%)
Faux plans inefficaces	0.01
Différence avec l'efficacité réelle	0.13
Bruit	0.64
Total	0.65

TABLE 13.2 – Erreur systématique pour le test d'efficacité

### 13.3 Distribution angulaire de l'efficacité

Avant de regarder les résultats globaux de l'efficacité, nous allons nous intéresser à sa distribution angulaire, c'est à dire à l'efficacité en fonction de l'angle fait par la trace reconstruite avec l'axe du faisceau. Au vu des triggers utilisés pour les données cosmiques, les données enregistrées ne contiennent pas de traces faisant un angle de plus de 60°, nous allons en conséquence nous restreindre au domaine 0 à 60°. Enfin deux types de données cosmiques seront utilisés, correspondant à des réglages de MPPC différents, un *overvoltage* de 1.1V et 1.3V. Le gain des MPPC augmente avec l'overvoltage, et dans les conditions standards de prise de données, ce paramètre est réglé à 1.1V. La figure 13.5 représente l'inefficacité des scintillateurs en fonction de l'angle pour ces deux overvoltages. Un hit doit ici avoir une énergie d'au moins 5 p.e pour être retenu.

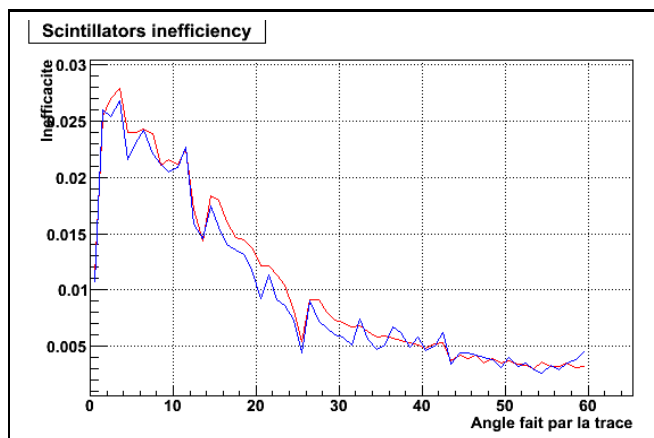


FIGURE 13.5 – Inefficacité en fonction de l'angle de la trace pour des overvoltages de 1.1V (bleu) et 1.3V (rouge)

Il apparaît que l'inefficacité diminue lorsque l'angle de la trace augmente. De plus, les courbes ne sont pas régulières : il y a certaines valeurs d'angles pour lesquelles l'efficacité est meilleure que pour les angles voisins. Nous allons chercher à expliquer cette distribution à l'aide d'une simulation.

## Simulation de l'efficacité

Nous allons faire l'hypothèse que l'efficacité des scintillateurs dépend en fait de la distance parcourue par la particule dans le scintillateur. Nous reprendrons également l'hypothèse faite au moment de l'étude de l'énergie déposée dans les scintillateurs qui supposait que cette énergie dépendait linéairement de la distance parcourue dans le scintillateur. Dans ce cadre, un scintillateur est inefficace si la particule n'a pas parcouru une distance suffisante à l'intérieur du scintillateur, car elle n'aura alors pas déposé assez d'énergie pour passer le seuil. Nous avons vu précédemment que l'énergie déposée augmentait avec l'angle fait par la trace, il est donc logique dans cette hypothèse que l'inefficacité diminue lorsque l'angle augmente. Néanmoins cela ne permet pas d'expliquer les angles particuliers ayant une meilleure efficacité.

Une raison pouvant expliquer l'inefficacité des scintillateurs est leur forme : ce ne sont pas des parallélépipèdes rectangles dont tout le volume est efficace. Ils ont une forme plus compliquée, et surtout ils sont recouvert d'un enduit à base de dioxyde de titane pour l'isolation lumineuse. Cet enduit constitue donc une zone morte du scintillateur : l'énergie déposée par les particules à cet endroit n'est pas récupérée. Nous allons étudier l'influence de cette zone morte sur l'efficacité par une simulation de type Monte Carlo. Pour cela un modèle de scintillateur (présenté en figure 13.7), comportant une zone centrale active et une zone morte périphérique est utilisé. Ce modèle a été construit à partir d'une coupe de scintillateur, visible sur la figure 13.6.



FIGURE 13.6 – Coupe d'un scintillateur. La partie jaune pâle correspond à la zone active, et la couche blanche à l'enduit.

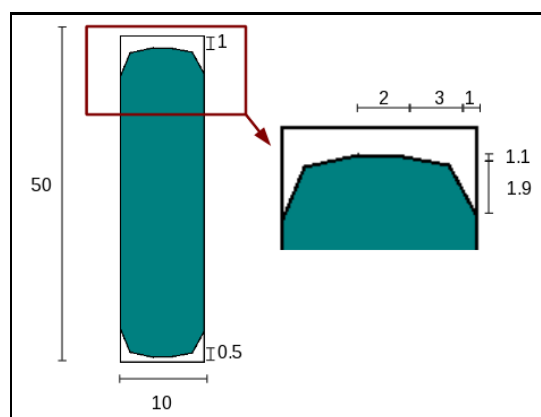


FIGURE 13.7 – Modèle de scintillateur utilisé dans la simulation. La zone active est en vert, l'enduit en blanc. Les dimensions sont en mm. Les particules entrent généralement dans le scintillateur par le côté le plus large.

Nous construisons donc un module avec ce modèle de scintillateur, dans lequel nous propageons des particules en ligne droite, avec des angles différents. Chaque fois que la particule rencontre un scintillateur, la distance parcourue par la particule dans la zone active est calculée, et si cette longueur dépasse une valeur seuil, il y aura un hit dans le scintillateur. L'inefficacité est ensuite mesurée en comptant les cas où la particule a traversé un plan sans laisser de hits dans aucun scintillateur. En prenant une longueur seuil de 1 mm, cette simulation permet d'obtenir la figure 13.8.

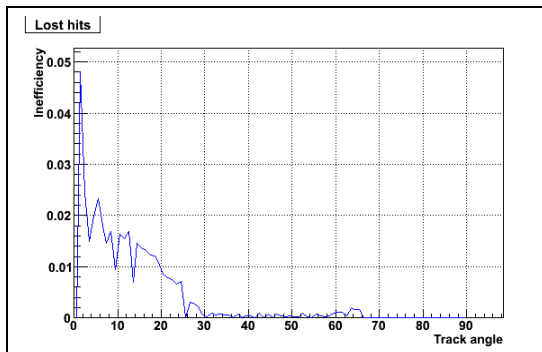


FIGURE 13.8 – Résultat de la simulation de l'inefficacité en fonction de l'angle.

La structure générale est similaire aux données : l'inefficacité diminue lorsque l'angle augmente, et il y a des angles particuliers ayant une meilleure efficacité. Cependant, le premier pic à bas angle semble trop important. Cela provient sûrement du découpage en intervalles ("binning") utilisé : ici un intervalle correspond à  $1^\circ$ , or la résolution angulaire du détecteur n'est pas aussi bonne. C'est particulièrement le cas à bas angle à cause de la largeur des scintillateurs. Pour corriger ce problème, la valeur d'un intervalle sera moyennée avec celle de ces voisins pour les bas angles. Un second problème est que dans la simulation, l'inefficacité vaut 0 à partir d'environ  $30^\circ$ . Il y a peut-être d'autres sources d'inefficacité (le bruit notamment), et pour cela nous pouvons essayer d'ajouter un terme d'inefficacité constant pour comparer aux données. Le résultat de cette comparaison après modifications est présenté en figure 13.9.

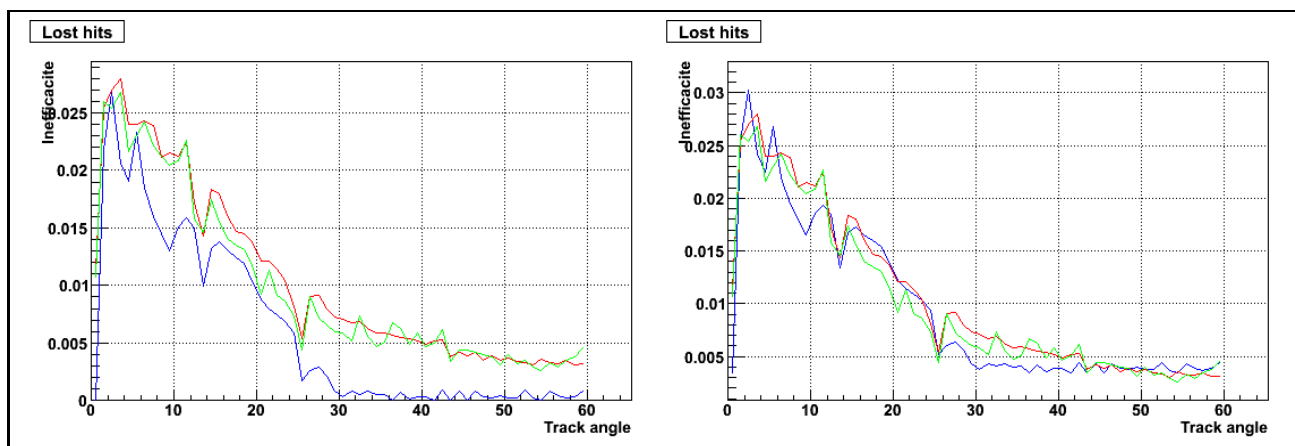


FIGURE 13.9 – Comparaison entre les données et la simulation, avec (à droite) et sans (à gauche) ajout de terme constant à la simulation. La simulation est en bleu, les données en vert pour un overvoltage de 1.1V et en rouge pour 1.3V.

Il semble bien nécessaire de rajouter un terme constant pour reproduire les données. Le terme constant ajouté sur la figure de droite vaut 0.0035. L'accord entre les données et la simulation est relativement bon, nous retrouvons notamment les angles particuliers ayant une meilleure efficacité, ce qui semble valider l'hypothèse selon laquelle l'efficacité est liée à la distance parcourue dans le scintillateur et à ses zones

mortes. Il faudrait probablement utiliser un modèle de scintillateur plus précis, et comprendre les autres sources d'inefficacité (indépendantes de l'angle) pour obtenir un accord parfait.

Nous pouvons alors expliquer les angles particuliers. Pour certains angles, la particule va passer au même endroit dans les plans successifs. Nous entendons par là que par exemple, si elle passe au milieu d'un scintillateur, elle va également passer au milieu du scintillateur du plan suivant. Dans ce cas là l'efficacité mesurée augmente : en effet si la particule ne passait pas par la zone morte d'un scintillateur sur un plan, elle ne passera pas non plus par les zones mortes des scintillateurs des plans suivants. Inversement, si elle passe par la zone morte d'un scintillateur, elle passera également par la zone morte des scintillateurs des plans suivants, et sa trace ne sera pas reconstruite : les cas où un scintillateur est inefficace à cause de sa zone morte ne sont pas mesurés pour ces angles. De la même façon, les angles passant par le même endroit un plan sur deux ou sur trois auront une meilleure efficacité que les autres.

Il est possible de calculer les angles correspondant à une progression régulière d'un plan à l'autre (table 13.3). Dans cette table, les angles permettant de se déplacer exactement d'un scintillateur après avoir traversé un certain nombre de plans sont listés. Cela signifie qu'après avoir traversé ce nombre de plans, la particule se retrouve à la même position dans un scintillateur. Ces angles correspondent effectivement aux angles donnant une meilleure efficacité sur la figure 13.9.

Nombre de plans	angle (%)
1	43°
2	25°
3	8.8 °
4	6°

TABLE 13.3 – Angles donnant une progression régulière de la particule dans un module.

## 13.4 Résultats avec les données cosmiques

Nous mesurons ici l'efficacité dans les différentes parties du détecteur, notamment pour savoir si elle est homogène. Nous commençons par l'efficacité moyenne mesurée pour chaque module (table 13.4). Tous les résultats présentés ici correspondent aux données cosmiques, avec un overvoltage de 1.1 V.

Numéro	0	1	2	3	4	5	6
Modules horizontaux	99.15	99.12	99.21	99.17	99.20	99.13	99.18
Modules verticaux	99.12	99.16	99.12	99.07	99.17	99.03	99.19

TABLE 13.4 – Efficacité mesurée pour les différents modules

L'efficacité mesurée est bien homogène entre les différents modules, avec des différences bien inférieures à l'erreur systématique de 0.65% qui est donc peut-être surévaluée. Nous obtenons une excellente efficacité pour les modules, supérieure à 99% pour chacun d'entre eux.

Nous pouvons ensuite mesurer l'efficacité moyenne des scintillateurs dans tout le détecteur, après avoir retiré les voies défectueuses (table 11.1) :

$$\text{Efficacité} = 99.15 \pm 0.65(\text{syst}) \pm 0.017(\text{stat})\%$$

## 13.5 Résultats avec les données faisceau

### Mesure de l'efficacité avec les données faisceau

Nous pouvons également mesurer l'efficacité des scintillateurs pour les interactions provenant de neutrinos du faisceau. Les données utilisées correspondent aux runs faisceau 32 à 34. La mesure est faite de la même manière que pour les données cosmiques, la différence principale vient de la statistique plus faible, ce qui va augmenter l'erreur statistique. Elle reste cependant bien inférieure à l'erreur systématique, comme le montre le résultat de la mesure :

$$\text{Efficacité} = 96.86 \pm 0.65(\text{syst}) \pm 0.03(\text{stat})\%$$

Cette efficacité est bien inférieure à celle mesurée pour les données cosmiques, et les deux mesures ne semblent pas compatibles même en prenant en compte les erreurs.

### Comparaison avec les données cosmiques

Le fait de trouver une efficacité inférieure pour les données faisceau par rapport aux données cosmiques ne signifie pas forcément que les deux mesures sont incompatibles. En effet, nous avons vu que l'efficacité dépendait fortement de l'angle fait par la trace de la particule avec l'axe du faisceau (figure 13.5). Or les données cosmiques et faisceau présentent des distributions différentes pour cet angle (voir figure 12.2) : en moyenne l'angle est plus grand pour les données cosmiques, et comme l'efficacité augmente avec cet angle, il n'est pas étonnant de trouver une meilleure efficacité pour les données cosmiques que pour les données du faisceau.

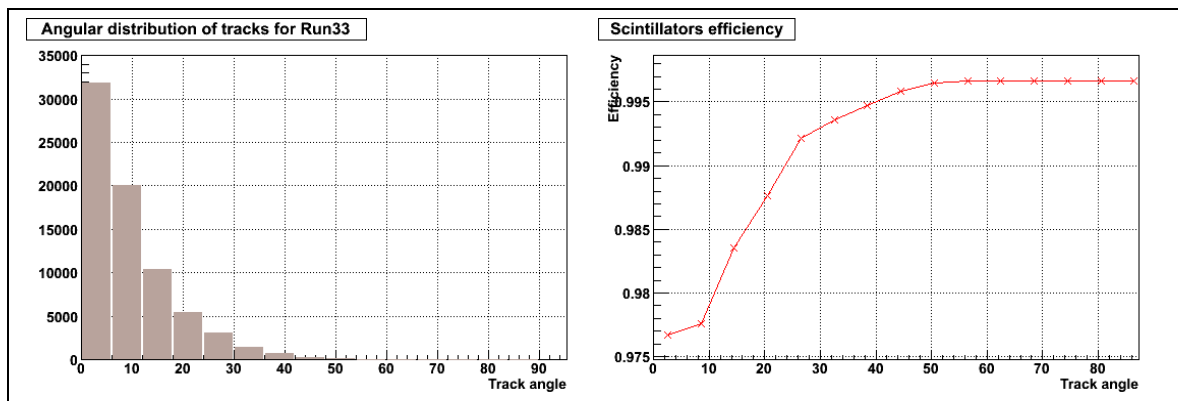


FIGURE 13.10 – Figure de gauche : distribution angulaire des traces reconstruites pour les données faisceau. Figure de droite : Efficacité des scintillateurs pour les données cosmiques en fonction de l'angle.

Nous souhaitons donc vérifier que les deux mesures sont compatibles, en regardant quelle efficacité auraient les données cosmiques si elles avaient la même distribution angulaire que les données du faisceau. Pour cela nous utilisons des intervalles de  $6^\circ$  en angle (pour tenir compte de la résolution angulaire de la reconstruction), et pour chaque intervalle nous mesurons l'efficacité pour les données cosmiques, et le nombre d'évènements du faisceau (figure 13.10). L'efficacité recherchée est obtenue en multipliant les deux distributions :

$$\text{Efficacité extrapolée} = 98.00 \pm 0.65(\text{syst}) \pm 0.05(\text{stat})\%$$

Les deux valeurs deviennent compatibles en supposant que l'erreur systématique est la même pour l'efficacité extrapolée que pour l'efficacité mesurée. Cependant il semble quand même que l'efficacité extrapolée soit supérieure à l'efficacité mesurée dans le faisceau, même si avec les erreurs actuelles il n'est pas possible de l'affirmer. Il y aurait plusieurs raisons pour cela : les cosmiques sont souvent des muons traversant le détecteur en ligne droite, ils sont donc parfaitement adaptés à l'algorithme utilisé ici. Les

données du faisceau ont parfois plusieurs traces, et des clusters de hits autour du vertex, l'algorithme fonctionne sûrement moins bien. Aussi, toutes les traces des données faisceau ne correspondent pas à des muons, il y a également des pions chargés et des protons qui peuvent s'arrêter au milieu du détecteur, ce qui peut être pris à tort pour un cas de scintillateur inefficace. Enfin la différence d'énergie entre les rayons cosmiques et les particules produites par interaction des neutrinos du faisceau joue sans doute aussi.

Nous préférons donc pour les données faisceau l'efficacité extrapolée à partir des mesures faites sur les données cosmiques aux mesures faites directement à partir des données faisceaux.

## 13.6 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre l'efficacité des scintillateurs du détecteur INGRID. Le fait que les scintillateurs ne soient pas parfaitement efficaces est interprété comme provenant en particulier de zones mortes dans les scintillateurs. Nous avons mesuré une efficacité assez homogène entre les différents modules du détecteur. L'efficacité mesurée est d'environ 99.0% pour les données cosmiques et 98.0% pour les données faisceau, la différence étant probablement liée aux différences de l'angle que font les particules avec l'axe du faisceau. Nous avons en effet vu que l'efficacité dépendait fortement de cet angle.

Ces études d'efficacité ont été reprises et poursuivies par le groupe de l'université de Kyoto. Ils ont notamment ajusté les dimensions et la forme des scintillateurs dans la simulation Geant4 pour reproduire les résultats d'efficacité en fonction de l'angle présentés ici. Cela signifie que pour la suite, le Monte Carlo pourra être considéré comme reproduisant l'inefficacité observée dans les données.

# Chapitre 14

## Profil du faisceau de neutrinos muons

### 14.1 Principe et objectifs

Ce chapitre est consacré au tracé et à l'interprétation du profil du faisceau, dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation. Ce profil est essentiel au vu des objectifs d'INGRID : tout d'abord en interpolant ce profil par une distribution gaussienne, il est possible de mesurer la position de son centre, ce qui permet de déduire l'angle hors-axe. Ensuite, la comparaison du profil mesuré avec celui obtenu par simulation Monte Carlo (JNUBEAM) permettra d'améliorer et de valider cette simulation. Cette simulation permet à notre expérience d'extrapoler les flux mesurés à 280 mètres jusqu'au détecteur lointain.

Nous traçons en réalité deux profils : un pour l'axe  $x$  (horizontal) et un pour l'axe  $y$  (vertical). Le profil vertical est tracé à l'aide des modules verticaux, et le profil horizontal avec les modules horizontaux. Le profil correspond à la position des interactions. Pour tracer le profil horizontal, un histogramme est rempli avec les coordonnées  $x$  de tous les vertex d'interactions ayant eu lieu dans un des modules horizontaux, et le tracé du profil vertical est fait sur le même principe dans l'autre direction.

Dans ce chapitre, nous allons utiliser les mêmes outils informatiques que ceux utilisés dans l'analyse officielle de T2K pour les données 2010a (qui sont celles présentées au chapitre 12). En particulier, l'algorithme de reconstruction des événements sera différent de celui utilisé précédemment. Nous utilisons ici celui du groupe de Kyoto, qui n'utilise pas la méthode de Hough, mais donne des résultats similaires. Le Monte Carlo utilisé est également celui du groupe de Kyoto, présenté dans le chapitre 12.

### 14.2 Homogénéisation des modules

La méthode de tracé du profil présentée dans le paragraphe précédent ne fonctionne que si tous les modules sont équivalents, c'est à dire si placés dans le même flux de neutrinos, ils observent le même nombre d'interactions. Tous les modules sont construits sur le même modèle, néanmoins certains effets peuvent les rendre non équivalents. Nous allons ici étudier ces effets pour les corriger.

#### Masse des cibles de fer

La plupart des interactions neutrinos ont lieu dans les plaques de fer des modules. Le nombre d'événements mesuré par chaque module va donc dépendre de la masse de fer présent dans ce module. Il y avait au moment de la construction de ces plaques, une tolérance sur leurs dimensions :

- les dimensions latérales étaient fixées à  $1240 \pm 0.2$  mm
- la précision sur l'épaisseur n'était pas fixée dans le cahier des charges. Les mesures après fabrication donnent pour les plaques de fer une épaisseur de  $65 \pm 1.4$  mm.

La densité de l'alliage peut être considérée comme constante, valant  $7850 \text{ kg.m}^{-3}$ . Nous pouvons donc déduire de ces variations sur les dimensions des plaques les masses maximale et minimale d'une plaque de fer :



$$\begin{aligned} \text{Masse minimale} &= (65-1.4) \times 10^{-3} \times 1.24 \times 1.24 \times 7850 \text{ kg} = 767.7 \text{ kg} \\ \text{Masse maximale} &= (65+1.4) \times 10^{-3} \times 1.24 \times 1.24 \times 7850 \text{ kg} = 801.5 \text{ kg} \end{aligned}$$

L'amplitude de la variation est de 16.9 kg, ce qui correspond à 2.15% de la masse nominale d'une plaque de fer. La masse totale de fer présente dans chaque module va donc varier (table 6.1).

Il nous faut maintenant déterminer la proportion des interactions ayant lieu dans le fer, par rapport à celles ayant lieu dans les scintillateurs. En première approximation, nous allons considérer qu'elle correspond à la proportion de la masse de fer dans la masse totale du module. Pour la masse de fer, seules les huit premières plaques de fer sur les neufs que comporte le module seront prises en compte : en effet les particules produites par des interactions ayant lieu dans la dernière plaque ne traverse ensuite que deux plans de scintillateurs, et ne sont donc pas reconstruites (il faut au moins 3 plans). Pour la même raison, les deux derniers plans de scintillateurs ne sont pas pris en compte pour calculer la masse de scintillateur. Le premier plan n'est pas considéré non plus, car les interactions produites dans ce plan sont retirées au moment de l'analyse. Il reste finalement 8 plans de 48 scintillateurs. La proportion d'interactions ayant lieu dans le fer est alors :

$$\frac{8 \times 784.5}{8 \times 784.5 + 8 \times 48 \times 1.203 \times 0.05 \times 0.01 \times 1032} = 96.3\%$$

La masse mesurée au moment de la construction des 8 plaques de fer considérées pour chaque module (cette masse est différente de celle de la table 6.1 qui prenait en compte les 9 plaques d'un module), ainsi que la différence par rapport à la masse nominale sont listées dans la table 14.1. Les variations attendues du nombre d'évènements sont calculées à partir de cette différence et de la proportion d'interactions ayant lieu dans le fer.

Module	Masse des 8 plaques de fer (kg)	Variation par rapport à la masse nominale (%)	Variation du nombre d'évènements attendus (%)
0	6334	0.92	0.89
1	6291	0.24	0.23
2	6276	0	0
3	6291	0.24	0.23
4	6280	0.06	0.06
5	6309	0.53	0.51
6	6316	0.64	0.61
7	6255	-0.33	-0.32
8	6277	0.02	0.02
9	6304	0.45	0.43
10	6207	-1.10	-1.06
11	6290	0.22	0.21
12	6206	-1.11	-1.07
13	6215	-0.97	-0.94

TABLE 14.1 – Variations dues à la masse de fer pour les différents modules.

Les corrections sont de l'ordre du pourcent, il faudra en tenir compte par la suite. Pour cela on utilisera la valeur de la colonne de droite de la table 14.1 pour corriger le nombre d'évènements mesuré par chaque module.

La précision sur la mesure de la masse d'une plaque de fer est de 1 kg, ce qui correspond à 0.13% de la masse nominale de la plaque. Ce chiffre de 0.13% sera utilisé comme erreur systématique sur le nombre d'évènements observés provenant de cette correction. Il est probable que cette erreur systématique soit sous-estimée : l'épaisseur des plaques de fer n'est pas uniforme sur toute une plaque, et dans l'analyse

une coupure fiducielle est utilisée, où seules sont conservées les interactions ayant eu lieu au centre de la plaque. Il faudrait donc s'intéresser à la masse de cette partie des plaques de fer, mais il n'est pas possible de la mesurer facilement.

Les différences de masse des scintillateurs ne seront pas corrigées, pour deux raisons principales. Tout d'abord, la proportion d'interactions ayant lieu dans les scintillateurs est très faible (3.7%). Ensuite les variations de masse entre les différents scintillateurs sont faibles, et il y a beaucoup de scintillateurs dans un module, ce qui fait qu'en moyenne nous allons considérer que tous les modules ont à peu près la même masse de scintillateurs.

## Bruit

Nous avons vu au moment de la mesure du bruit que le taux de bruit variait fortement d'un module à l'autre (figure 12.25). Cela pourrait créer des différences entre les modules si ce bruit a une influence sur le nombre d'évènements reconstruits. Pour étudier cet effet, nous allons utiliser une simulation Monte Carlo. Les fichiers Monte Carlo utilisés ont été générés par A.Murakami, à l'aide de la version 10c de JNUBEAM (programme de simulation du faisceau de neutrino). Ils comportent 4352981 évènements neutrinos simulés. Nous allons procéder de la façon suivante :

- création d'une simulation du bruit, pour reproduire les mesures du bruit dans les données
- reconstruction des données MC avec et sans ajouter de bruit, en comparant le nombre d'évènements reconstruits dans les deux cas.

## Simulation du bruit

La simulation du bruit utilise une probabilité d'avoir un hit de bruit pour chaque voie du détecteur. Le bruit est généré indépendamment pour chaque voie, nous avons donc supposé que le bruit n'était pas corréllé entre les différentes voies. Cela peut être vérifié en regardant l'histogramme du nombre de hits de bruit par cycle (figure 14.1) : si il existe une corrélation entre les différentes voies, une structure avec plusieurs pics devrait apparaître. Or ce n'est pas le cas , et nous allons donc simuler le bruit voie par voie.

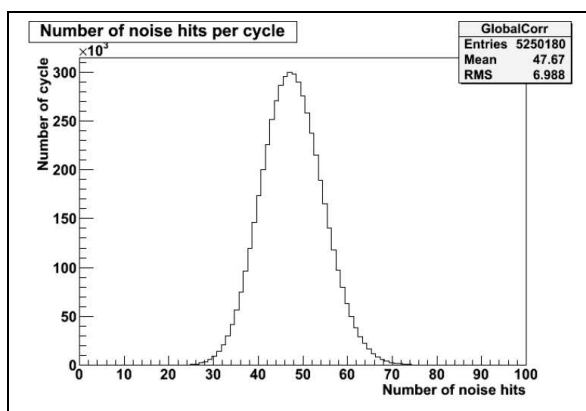


FIGURE 14.1 – Distribution du nombre de hits de bruit par cycle.

La simulation fonctionne de la façon suivante :

- chaque voie a une probabilité d'avoir un hit de bruit, correspondant à la probabilité mesurée dans les données
- le tdc (temps) du hit de bruit est généré avec une probabilité correspondant à la distribution du tdc des hits de bruit dans un cycle (figure 12.26)
- l'énergie du hit est simulée en fonction de son tdc, en utilisant un histogramme en deux dimensions de l'énergie des hits de bruit en fonction du tdc, rempli à l'aide des mesures de bruit dans les données
- si un hit de bruit se produit avant un véritable hit dans une voie, un seul hit est conservé avec un tdc correspondant au hit de bruit. L'énergie du hit conservé est la somme des énergies des deux hits.

- nous ne prenons pas en compte ici l’augmentation de l’énergie des véritables hits due au bruit. Cela nécessiterait une simulation complète du bruit, et n’est pas très utile dans le cas d’INGRID.

Nous comparons ensuite pour chaque module le nombre d’évènements reconstruits sans bruit et en ajoutant du bruit avec la simulation précédente. Les résultats pour une simulation basée sur les mesures de bruit faites sur le run 33 sont présentées dans la table 14.2.

Module	Evènements reconstruits sans bruit	Evènements reconstruits avec bruit	Variation (%)	Taux de bruit (hits par cycle)
0	84171	80649	-4.18	3.72
1	90814	88629	-2.41	2.69
2	94965	93022	-2.05	2.20
3	95115	92626	-2.62	2.60
4	94377	92932	-1.53	1.93
5	90581	88024	-2.82	2.44
6	84204	81496	-3.22	3.61
7	84272	81540	-3.24	3.61
8	90738	88233	-2.76	3.38
9	95169	90800	-4.59	4.87
10	96277	92047	-4.39	4.80
11	94397	90932	-3.67	3.51
12	90182	85316	-5.40	5.57
13	84475	82349	-2.52	2.71
Total	1269737	1228595	-3.24	

TABLE 14.2 – Variations du nombre d’évènements reconstruit à cause du bruit.

A titre de comparaison, le nombre moyen de hits dans une trace reconstruite est de 10.7 (mesure effectuée sur le run 34). Le rapport du nombre de hits de bruit sur le nombre de hits dans une trace varie entre 0.18 et 0.52 selon les modules. Il est donc possible que ces hits de bruit aient une influence sur le nombre d’évènements reconstruits.

Nous pouvons voir sur la table 14.2 que c’est effectivement le cas : ce nombre diminue lorsque le taux de bruit (défini comme précédemment comme le nombre moyen de hits de bruit par cycle) augmente. Cet effet est assez significatif, il peut même dépasser 5%. Il faut donc bien pour tracer le profil corriger les différences de taux de bruit. Il semble y avoir une corrélation entre le taux de bruit et la variation du nombre d’évènements reconstruits. Nous pouvons nous en assurer en traçant l’un en fonction de l’autre (figure 14.2).

Nous voyons une assez bonne relation linéaire entre le taux de bruit et la variation du nombre d’évènements reconstruits, le  $\chi^2$  réduit de l’interpolation est inférieur à un. Cette interpolation semble crédible car elle passe par l’origine aux erreurs près. Nous allons utiliser cette relation linéaire pour corriger les effets du bruit sur le nombre d’évènements, il faut donc s’assurer qu’elle est fiable. La simulation utilisait le résultat des mesures de bruit pendant le run 33. L’étude peut être refaite en utilisant les mesures de bruit correspondant aux runs 32 et 34, et comparer les valeurs obtenues pour le coefficient de la relation linéaire (figure 14.3).

Les trois coefficients obtenues sont compatibles. Les valeurs sont très proches pour les runs 33 et 34, un peu plus différente pour le run 32, mais en accord en prenant en compte l’erreur sur l’interpolation.

### Corrections et erreur systématique

Nous allons corriger le nombre d’évènements mesuré par chaque module en utilisant la relation linéaire trouvée précédemment. Cette correction sera faite pour chaque module et chaque période de temps pour

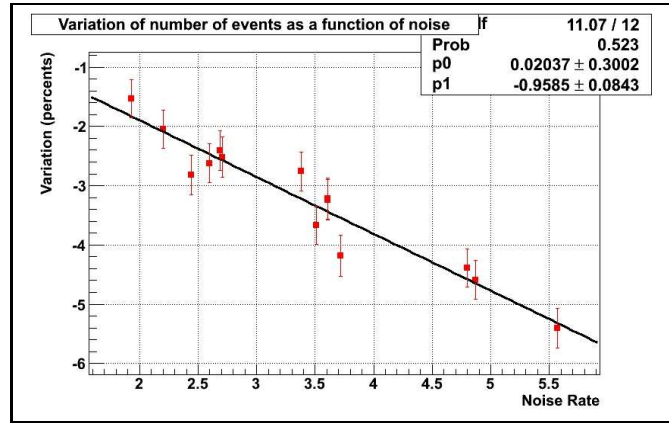


FIGURE 14.2 – Variation du nombre d'évènements reconstruits en fonction du taux de bruit. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique.

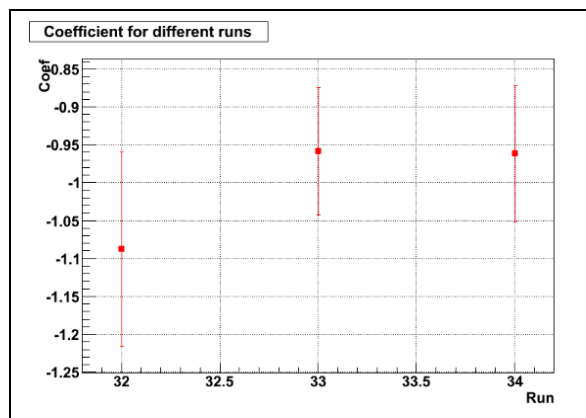


FIGURE 14.3 – Coefficient de proportionnalité entre le taux de bruit et la variation du nombre d'évènements reconstruits, en utilisant pour la simulation du bruit les mesures faites lors de différents runs.

laquelle le profil est tracé. Le taux de bruit moyen sur cette période de temps est mesuré pour en déduire le facteur de correction avec la relation :

$$\text{Variation du nombre d'évènements reconstruits (\%)} = -0.9585 \times \langle \text{taux de bruit moyen (hits par cycles)} \rangle$$

Nous allons considérer deux source d'erreurs systématiques sur le nombre d'évènements mesurés provenant de cette correction. Il y a tout d'abord l'erreur sur l'interpolation : pour cela, l'erreur sur le paramètre donnée par l'interpolation est multipliée par le taux de bruit le plus élevé mesuré sur les différents modules pendant les runs 31 à 34.

Seul le taux de bruit moyen est considéré ici, mais nous avons vu précédemment que le bruit variait au cours du temps, notamment sous l'influence de la température. Pour prendre cela en compte, chaque run est séparé en périodes de temps plus petites, et le taux de bruit moyen est mesuré sur chacune de ces périodes. L'erreur systématique est obtenue en prenant la plus grande variation observée par rapport au taux de bruit moyen, et en la multipliant par le coefficient de la relation linéaire précédente. Pour cette erreur, les modules horizontaux et verticaux sont traités séparément : la température varie moins pour les modules horizontaux que pour les modules verticaux, ce qui entraîne de moins grandes variations du taux de bruit. Comme les profils sont tracés séparément pour ces deux groupes de modules, il est possible d'utiliser une erreur systématique différente. Les deux sources d'erreur systématique sont ajoutées en quadratures car elles sont indépendantes, et finalement :

Erreur systématique pour les modules horizontaux : 0.5%

Erreur systématique pour les modules verticaux : 0.7%

## Efficacité des scintillateurs

Une différence d'efficacité entre les modules pourrait comme dans le cas du bruit provoquer des différences sur le nombre d'évènements reconstruits. Cependant, nous avons vu (figure 13.4) que l'efficacité était homogène entre les différents modules, il n'y a donc pas besoin de corrections supplémentaires. L'inefficacité des scintillateurs est reproduite dans le Monte Carlo par ajustement de la forme des scintillateurs comme expliqué à la fin du chapitre précédent, il ne sera pas non plus nécessaire de rajouter de corrections supplémentaires pour l'inefficacité au moment de comparer les profils simulés et mesurés.

## 14.3 Nombre d'évènements neutrinos muons reconstruits

L'étude du profil peut être séparée en deux parties : le nombre total d'évènements neutrinos reconstruits, qui correspond à l'intégrale du profil, et leur répartition géométrique, qui correspond à la forme du profil dans le plan transverse du faisceau. Nous allons dans cette partie nous intéresser au nombre d'évènements reconstruits dans les données, et le comparer au nombre d'évènements attendu dans nos détecteurs à partir d'une simulation Monte Carlo pour le faisceau.

### Nombre d'évènements mesuré dans les données

Les données considérées sont les *données faisceau* présentées dans le chapitre 12. La quantité à mesurer est le taux d'évènements, que l'on définit comme le nombre d'évènements reconstruits dans INGRID ayant passés les différentes sélections, normalisé par le nombre de protons envoyés sur la cible (noté "POT", pour Protons On Target).

### Critères de sélection

Comme expliqué au début du chapitre, l'algorithme de reconstruction utilisé est celui développé initialement par le groupe de l'université de Kyoto. Pour conserver un évènement reconstruit, il doit vérifier les conditions suivantes :

- le nombre de plans activés possédant un hit sur chacune des projections doit être au moins 3. L'énergie moyenne déposée sur les plans activés doit être supérieure à 6.5 p.e. Cela permet d'éliminer les évènements créés par le bruit électronique du détecteur.
- Les traces reconstruites sur les deux projections doivent être compatibles, ce qui signifie que leurs points de départ ne doivent pas être séparés de plus d'un plan de tracking. Cette opération est appelée "Track Matching".
- Une coupure fiducielle est utilisée pour retirer les évènements provenant d'interactions à l'extérieur des modules INGRID. Pour que l'évènement passe cette coupure, le point de départ de la trace reconstruite doit être situé à plus de 10 cm des bords du module.
- Dans le même but, les évènements dont l'origine de la trace reconstruite est situé dans l'un des plans vétos entourant le module, ou dans le premier plan de tracking du module sont retirés. En effet ce type d'évènements correspond à des particules chargées provenant de l'extérieur du module.

L'influence de ces coupures sur le nombre d'évènements reconstruits sera étudiée au moment de l'étude de l'erreur systématique.

### Taux d'évènements mesuré dans les données

Le taux d'évènements pour un intervalle donné est obtenu en divisant le nombre d'évènements ayant passé les sélections précédentes par le nombre de protons envoyés sur la cible. La figure 14.4 présente les résultats par intervalles de  $10^5$  secondes (un peu plus d'une journée) pour la période correspondant aux runs faisceaux 29 à 34. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique.

Nous pouvons constater que ce taux d'évènement est relativement stable, ce qui confirme le bon fonctionnement et la bonne stabilité du détecteur et de l'accélérateur. Les seules variations significatives

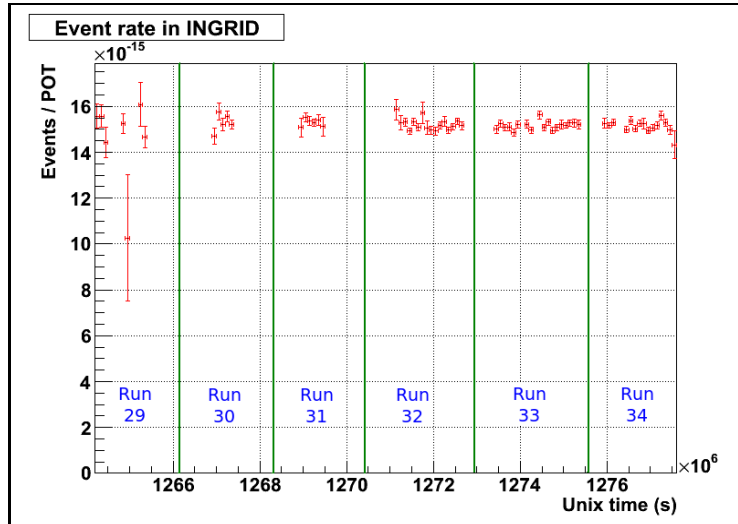


FIGURE 14.4 – Taux d’évènements en fonction du temps pour les runs faisceau 29 à 34. Les barres d’erreur correspondent à l’erreur statistique.

se produisent pendant le run 29, au moment des premières prises de données, où la statistique était assez faible. Le taux moyen mesuré est de 1.52 évènements pour  $10^{14}$  POT. Nous allons maintenant vérifier si ces résultats correspondent à ce que l’on attendait au niveau des simulations.

## Simulation Monte Carlo

La simulation Monte Carlo se décompose en trois parties : il y a tout d’abord la simulation du faisceau de neutrinos et d’antineutrinos muons, qui fournit le flux de neutrinos traversant le détecteur en fonction du nombre de POT. Ce flux de neutrinos est ensuite converti en interactions dans les modules d’INGRID. La dernière étape consiste à déterminer quelles interactions sont reconstruites, et passent les coupures pour arriver au nombre final d’évènements reconstruits. Nous allons nous intéresser successivement à ces trois parties.

### Simulation du flux de neutrino à l’aide de JNUBEAM

Cette première étape consiste à simuler les particules produites par collisions de protons sur la cible de graphite, puis leurs désintégrations dans le tunnel pour obtenir le flux de neutrinos traversant les détecteurs. Cette simulation est réalisée par le groupe “faisceau” de T2K, au travers d’un logiciel appelé JNUBEAM. C’est une simulation complexe, constamment améliorée, ce qui se traduit par l’existence de différentes versions. Nous allons ici utiliser la version 10d (quatrième version de l’année 2010).

Le groupe faisceau fournit pour chaque détecteur un ensemble de fichiers officiels de flux de neutrinos, reproduisant au mieux les conditions des prises de données. Nous pouvons également utiliser directement JNUBEAM, pour étudier l’influence des paramètres libres de la simulation. Il faut alors, pour obtenir une simulation précise du flux de neutrinos, effectuer un certain nombre d’ajustements. Le modèle de production hadronique utilisé est le premier paramètre à vérifier, car il influe fortement sur le flux résultant. JNUBEAM utilise par défaut gFluka, alors que la distribution officielle est produite en utilisant fluka2008, un modèle reproduisant plus précisément les résultats d’expériences récentes. Il faut donc corriger les défauts de gFluka en rééquilibrant les fichiers obtenus avec JNUBEAM. Cela peut être fait en construisant des histogrammes mesurant le rapport du flux de neutrinos de la distribution officielle, avec celui obtenu à l’aide de JNUBEAM, en fonction de la position et de l’énergie des neutrinos. Un tel histogramme est présenté en figure 14.5.

Les écarts significatifs avec l’unité se produisent surtout pour des énergies supérieures à 4GeV. Cela provient du manque de statistiques à ces énergies : la statistique fournie dans la distribution officielle,

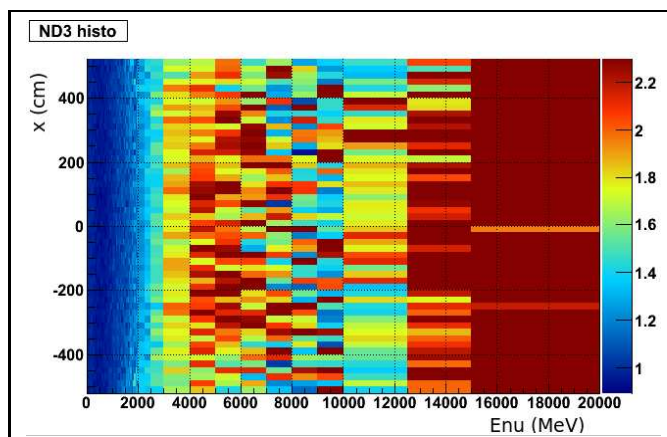


FIGURE 14.5 – Rapport des flux de neutrinos obtenu avec gFluka et fluka2008 en fonction de la position en X dans le plan transverse et de l'énergie des neutrinos.

où le flux de neutrinos à haute énergie est faible, limite la précision dans ce domaine. Pour limiter ce problème, nous avons choisi d'utiliser des intervalles de plus en plus grands lorsque l'énergie augmentait. Le rééquilibrage à l'aide de cet histogramme ne sera donc pas parfait, des différences avec la distribution officielle devraient subsister. Cette méthode sera néanmoins utilisée et l'importance de ce rééquilibrage est visible sur la figure 14.6, où sont comparés les profils obtenus avec jnubeam et avec la distribution officielle, avec et sans rééquilibrage.

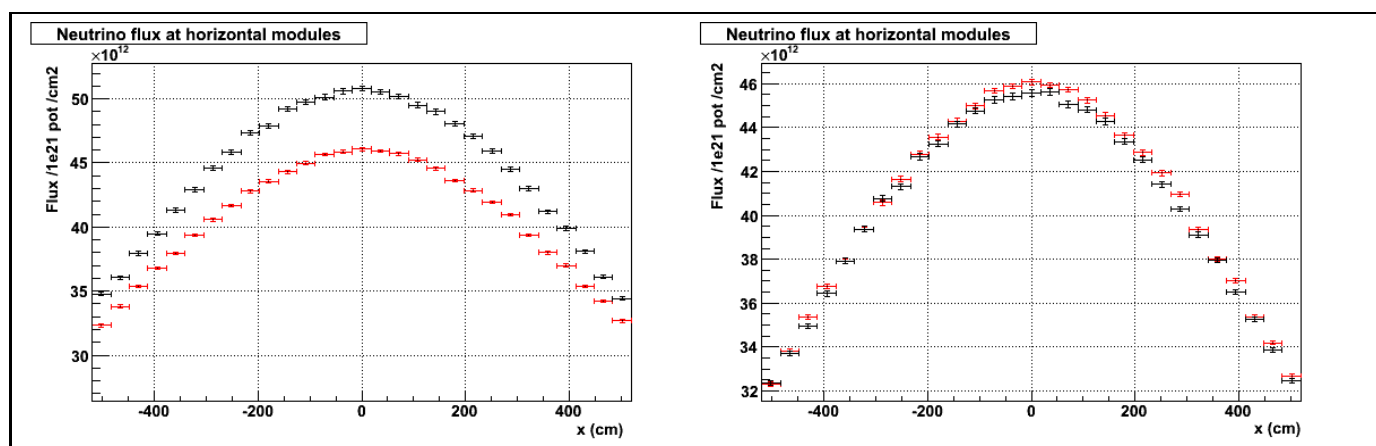


FIGURE 14.6 – Flux de neutrinos au niveau des modules horizontaux donné par la distribution officielle (en rouge) et obtenu avec JNUBEAM (en noir). La figure de droite montre le résultat obtenu après rééquilibrage.

L'accord est bien meilleur après rééquilibrage, même si il reste certaines différences comme attendu. Il semble donc préférable d'utiliser les distributions officielles pour calculer le nombre d'évènements attendus et le comparer aux données. JNUBEAM ne sera utilisé directement que pour évaluer l'influence de certains paramètres, c'est à dire pour mesurer des variations du nombre d'évènements, et non pas un nombre absolu d'évènements qui pourrait être biaisé par ces différences.

Un second ajustement est ensuite nécessaire, y compris pour les flux provenant des distributions officielles. En effet, pour améliorer la simulation du faisceau, T2K collabore avec l'expérience NA61 du CERN. Dans cette expérience, un faisceau de protons de 30 GeV est envoyé sur une cible en carbone, produisant

des particules chargées, pions et kaons essentiellement, détectées et identifiées en aval de la cible. Une comparaison est ensuite effectuée avec la simulation, pour corriger les écarts éventuels. Ce second rééquilibrage est effectué de la même façon que le précédent, à l'aide d'histogrammes fournissant un facteur de correction en fonction de l'énergie et de la position des neutrinos. Nous utiliserons cette correction par la suite.

### Interactions des neutrinos muons

Nous pouvons désormais connaître le flux de neutrinos traversant notre détecteur, que nous allons chercher à convertir en nombre d'interactions. Nous pouvons pour cela utiliser un générateur d'interaction neutrinos, NEUT. Ce dernier fournit à partir de fichiers de flux neutrinos un ensemble d'interactions qui pourront ensuite être utilisées dans une simulation de type Geant4 pour créer un évènement complet. Cette méthode sera utilisée pour évaluer la reconstruction des évènements notamment. Néanmoins, cette méthode consomme beaucoup de ressources informatiques, ce qui limite la statistique obtenue. De plus, ce générateur ne peut pas facilement être utilisé à l'extérieur du centre de calcul de Kamioka. Nous allons donc utiliser ici une autre méthode pour calculer le nombre d'interactions.

Cette méthode est inspirée de celle développée par le groupe de l'Université de Kyoto. Elle utilise des tables de section efficace pour calculer le nombre d'interactions à partir d'un flux de neutrinos. Un exemple d'une telle table est présenté en figure 14.7. Les sections efficaces sont données par nucléon et en unités de surface. Le nombre  $n$  d'interactions dans une plaque de fer est alors donné par la formule :

$$n = \frac{l \times \rho \times N_A \times n_{Fe}}{M_{Fe}} \times \sigma \quad (14.1)$$

où :

- $l$  est l'épaisseur de la plaque de fer
- $\rho$  sa masse volumique
- $N_A$  le nombre d'Avogadro
- $n_{Fe}$  le nombre de nucléons par atome de fer (nombre de masse)
- $M_{Fe}$  est la masse atomique du fer
- $\sigma$  est la section efficace d'interaction

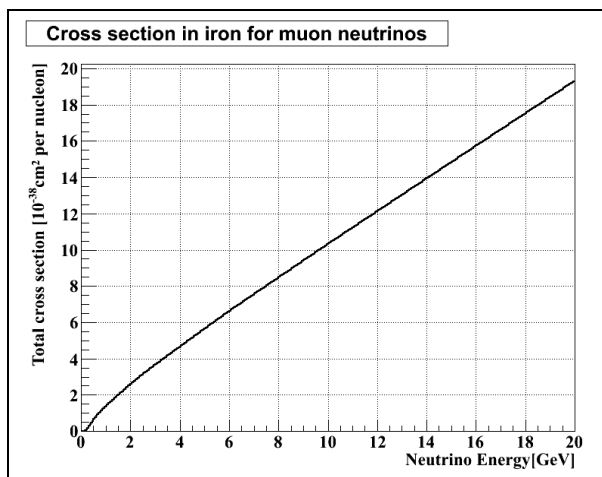


FIGURE 14.7 – Section efficace d'interaction des neutrinos muons dans le fer.

Il faudrait en principe considérer tous les éléments entrant dans la composition d'une plaque. Nous avons en effet considéré ici que la plaque ne contenait que du fer, alors qu'elle est en fait constituée d'acier. Néanmoins, en refaisant le calcul en utilisant les proportions maximales d'autres éléments présents dans l'alliage (la composition exacte de l'alliage n'est pas connue, seule des valeurs maximales des différents éléments le sont), le nombre d'interactions obtenu est identique jusqu'au quatrième chiffre significatif. Cette formule semble donc être une bonne approximation et sera utilisée par la suite.



Une formule similaire peut être employée pour les interactions se produisant dans un plan de scintillateurs, en remplaçant le fer par du carbone. Pour obtenir le nombre total d'interactions se produisant dans un module, il nous faut maintenant calculer le nombre de plaques de fer et de scintillateurs présents dans le volume fiduciel. Comme expliqué au moment du calcul des corrections dues aux masses des plaques de fer, ce volume est constitué de huit plans de scintillateurs et huit plaques de fer, car seules les traces passant par au moins trois plans de tracking sont reconstruites.

### Efficacité de reconstruction

Les étapes précédentes nous ont permis de connaître le nombre d'interactions en fonction du nombre de POT. Il nous reste maintenant à déterminer la proportion de ces interactions qui seront reconstruites, et qui passeront les différentes coupures pour donner des événements dans les modules d'INGRID. Nous allons calculer cette efficacité de reconstruction en utilisant la simulation Monte Carlo complète : les interactions obtenues à l'aide du générateur NEUT sont propagées dans le détecteur avec une simulation Geant4. Nous obtenons ainsi des événements, qui sont ensuite reconstruits à l'aide de l'algorithme de reconstruction utilisé pour les données, en appliquant les mêmes coupures. Nous obtenons alors la proportion d'interactions qui ont été reconstruites en fonction de l'énergie du neutrino incident (figure 14.8).

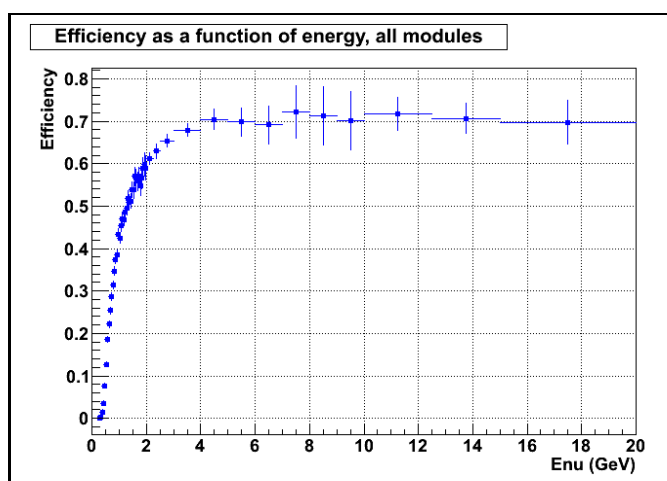


FIGURE 14.8 – Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie du neutrino.

Le flux de neutrinos utilisé provient de la distribution officielle, ce qui crée comme précédemment un problème de statistique à haute énergie. Malgré l'utilisation d'intervalles de tailles variables, l'erreur statistique est de nouveau importante à haute énergie. Ce problème ne devrait pas trop affecter les résultats, car l'efficacité augmente avec l'énergie jusqu'à environ 4 GeV, puis atteint un palier correspondant à une efficacité d'environ 0.7.

Il suffit finalement de multiplier le nombre d'interactions obtenu dans l'étape précédente par l'efficacité de tracking à l'énergie correspondante pour obtenir le nombre final d'événements dans INGRID. C'est ce nombre qui sera comparé aux données.

### Validité de la méthode utilisant les tables de section efficace

Nous avons substitué au générateur d'interactions neutrino avec un Monte Carlo complet une méthode utilisant des tables de sections efficaces. Si cette méthode paraît correcte dans son principe, sous réserve que la statistique utilisée pour calculer l'efficacité de reconstruction soit suffisante, il convient d'en étudier la précision. Pour s'assurer de la validité de la méthode, nous pouvons comparer les profils des événements reconstruits dans les modules horizontaux obtenus avec les deux méthodes (figure 14.9).

Il y a sur cette figure des trous dans le profil obtenu avec le Monte Carlo complet. Ils proviennent en fait de la simulation Geant4 qui ne produit des événements que là où il y a effectivement des modules, et pas dans l'espace entre deux modules. L'erreur statistique est assez importante sur le profil obtenu à

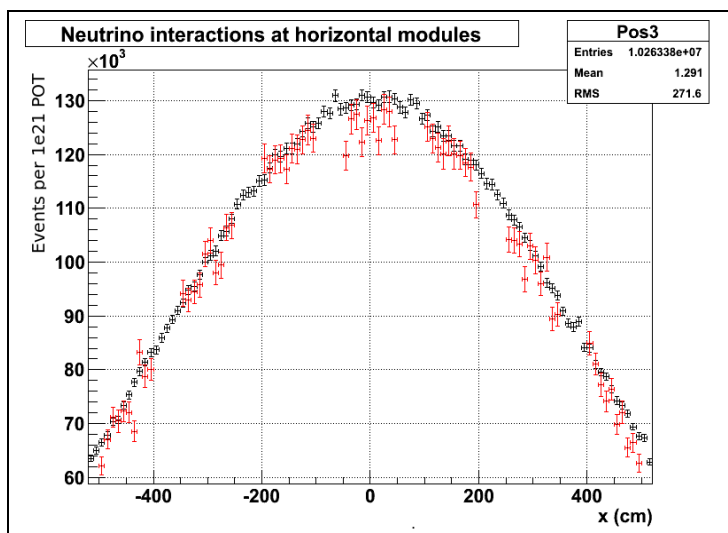


FIGURE 14.9 – Profil au niveau des modules horizontaux, obtenu avec le Monte Carlo complet (rouge), et la méthode utilisant les tables de sections efficaces (noir). Les barres d’erreur correspondent à l’erreur statistique.

l’aide du Monte Carlo complet. Le fait que l’on puisse générer un grand nombre d’évènements avec l’autre méthode est l’une des raisons pour lesquelles nous avons préféré utiliser cette méthode. Elle semble donner des résultats compatibles avec ceux obtenus en utilisant la simulation Monte Carlo complète.

La principale différence entre les deux profils est située au niveau du module central (zone de -50 à 50 cm), où le Monte Carlo complet est inférieur à l’autre méthode. Cela ne posera pas de problèmes au moment de la détermination du centre du faisceau, car pour l’interpolation par une fonction gaussienne la partie importante est constituée des modules périphériques, où la quantité d’évènements varie rapidement avec la position. Cela semble plus problématique pour le calcul du nombre total d’évènements, qui est l’intégrale de la distribution.

Le profil obtenu avec le Monte Carlo complet souffre d’erreurs statistiques importantes, qui le rendent moins régulier que le profil obtenu avec la méthode utilisant les tables de section efficace. Il semble donc préférable d’utiliser cette dernière méthode dans le cadre de cette thèse.

## Erreurs systématiques

Nous allons chercher dans cette partie à calculer les erreurs systématiques pour la comparaison du taux d’évènements entre les données et la simulation Monte Carlo.

### Courant des cornes

Les cornes servent à focaliser les particules produites (pions, kaons) par collisions de protons sur la cible de graphite. Elles permettent de sélectionner les neutrinos par rapport aux anti-neutrinos, et leur utilisation augmente le flux de neutrinos qui traversent le détecteur INGRID. Comme expliqué au moment de la présentation de la ligne de faisceau neutrino, l’effet de focalisation du faisceau dépend du courant qui traverse les cornes. La valeur nominale de ce courant était de 250 kA pour les runs 29 à 34. Il y a eu cependant des variations pendant la prise de données, qui sont visibles sur la figure 14.10.

Le courant de la première corne varie sur une plage d’environ 2 kA. Pour reproduire cet effet dans la distribution officielle le courant des cornes est fixé à sa valeur moyenne mesurée pendant les runs 29 à 34. Cette méthode sera valable si le flux de neutrinos dépend linéairement du courant des cornes, au moins dans le domaine de variation de courant considéré.

Nous allons chercher à mesurer l’effet d’une variation du courant traversant la première corne sur le taux d’évènements dans INGRID. Pour cela les flux de neutrinos pour différentes valeurs de ce courant

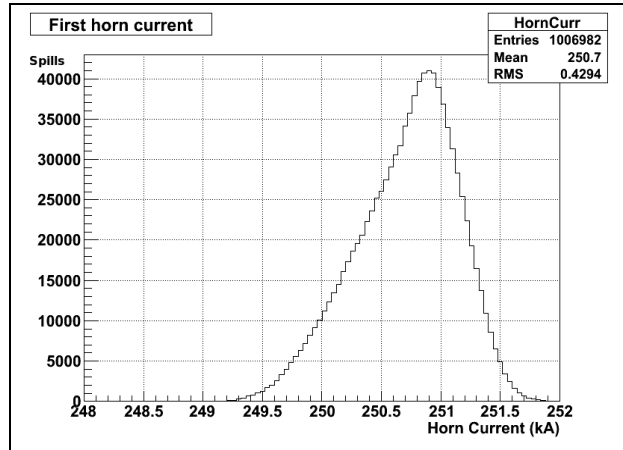


FIGURE 14.10 – Distribution du courant alimentant la première corne pour les tirs de faisceau des runs 29 à 34.

sont simulés à l’aide de JNUBEAM, puis la méthode utilisant les tables de sections efficaces est utilisée pour calculer le taux d’évènements. Le résultat est présenté en figure 14.11.

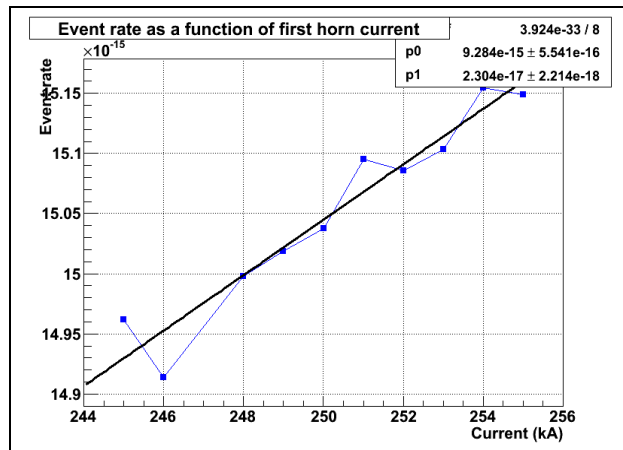


FIGURE 14.11 – Taux d’évènement dans le détecteur INGRID en fonction du courant alimentant la première corne. En noir la droite obtenue par interpolation linéaire.

Le taux d’évènements semble bien varier linéairement avec le courant alimentant la première corne, ce qui valide la méthode consistant à prendre la valeur moyenne de ce courant pour les simulations. La variation obtenue par interpolation linéaire est de  $2.3 \times 10^{-17}$  évènements par POT et par kA. Une variation de l’ordre de 2 kA comme observée sur la figure 14.10 pour les runs 29 à 34 produirait alors une variation du taux d’évènement de l’ordre de 0.3% du taux nominal à 250 kA.

Nous pouvons donc considérer que la simulation reproduit correctement les effets dus aux variations de courant dans les cornes en prenant la valeur moyenne des courants pendant la période de prise de données, et nous ne conserverons pas d’erreur systématique due à ces variations.

### Volume fiduciel d’un module

Nous allons à présent étudier les effets de la coupure fiducielle dans la reconstruction : les évènements dont l’origine de la trace reconstruite est située à moins de 10 cm du bord du module ne sont pas conservés. Nous voulons vérifier que la simulation reproduit correctement les variations observées dans les données

lors d'un changement de ce volume fiduciel. Nous allons considérer de petites variations, proches du volume fiduciel nominal.

L'algorithme de reconstruction donne la position du vertex avec une précision de la dimension d'un scintillateur (il indique le scintillateur dans lequel est situé ce vertex). En conséquence, les variations de la taille du volume fiduciel ne pourront pas être plus petites que la dimension d'un scintillateur. La stratégie employée est illustrée sur la figure 14.12.

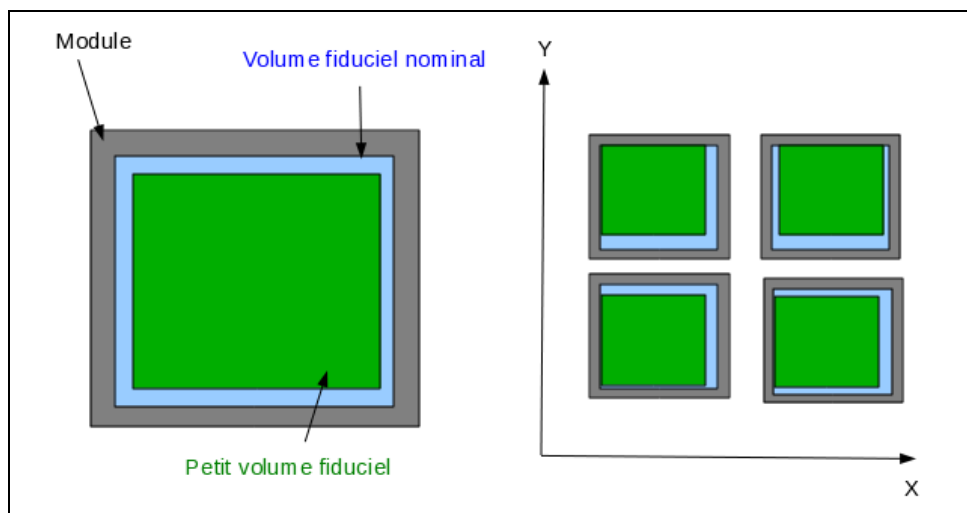


FIGURE 14.12 – Figure de gauche : définition des volumes fiduciels. Figure de droite : 4 des 9 positions possibles pour le nouveau volume fiduciel à l'intérieur du volume fiduciel standard.

Un nouveau volume fiduciel, plus petit que le volume nominal, est défini en enlevant un scintillateur supplémentaire sur chaque bord du module. Ce nouveau volume fiduciel est ensuite placé à différentes positions à l'intérieur de l'ancien. Pour chacune des neuf positions possibles les variations du nombre d'évènements reconstruits dans les données et dans le Monte Carlo sont mesurées. Les résultats sont présentés dans la table 14.3, où la référence est le nombre d'évènements observés avec le volume fiduciel standard, fixé à 100. Les volumes 1 à 9 correspondent aux différentes positions du petit volume fiduciel dans le volume nominal.

Volume Fiduciel	Données	Simulation
Nominal	100	100
1	81.8	81.7
2	82.1	81.9
3	82.1	81.9
4	81.9	81.8
5	82.2	82.0
6	82.2	82.0
7	81.7	81.7
8	82.0	81.9
9	82.1	81.8

TABLE 14.3 – Nombre d'évènements reconstruits en fonction du volume fiduciel

Dans l'ensemble, les variations observées dans la simulation reproduisent bien celles qui sont observées dans les données. La différence la plus importante observée est de 0.3, ce qui correspond à une différence

d'environ 0.4%. Cette valeur sera prise comme erreur systématique provenant de la coupure fiducielle.

Un point à remarquer est que le nombre d'évènements n'évolue pas linéairement avec le volume fiduciel : le petit volume fiducielle représente 81% du volume nominal, et le nombre d'évènements reconstruits dans ce volume correspond à 82% de celui du volume nominal. Il est donc important de prendre des variations de volume aussi petites que possible pour calculer cette erreur systématique.

### Efficacité des scintillateurs

Comme expliqué dans le chapitre consacré à l'étude de l'efficacité des scintillateurs, la forme des scintillateurs utilisés dans le Monte Carlo a été ajustée par le groupe de l'université de Kyoto pour reproduire les courbes d'efficacité mesurées dans les données. L'erreur sur cet ajustement est d'environ 1%.

Cet ajustement est également fait à partir des mesures d'efficacité présentées au chapitre précédent. Nous avons alors conclu que l'erreur sur ces mesures était de 0.70%. En considérant ces deux sources d'erreur comme non corrélées, l'erreur sur l'efficacité des scintillateurs dans le Monte Carlo est de 1.22%.

Par une étude sur cette simulation, M. Otani de l'université de Kyoto a montré qu'une augmentation de 1% de l'inefficacité des scintillateurs entraînait une diminution de 1.6% du nombre d'évènements reconstruits. L'erreur systématique due à l'inefficacité des scintillateurs obtenue est alors de l'ordre de 2%.

### Appariement des traces

Les traces sont reconstruites séparément dans les plans (x,z) et (y,z), puis ensuite combinées pour fournir une unique trace en trois dimensions. Comme expliqué en début de partie, les traces ne sont appariées que si les points de départ des traces dans les deux projections ne sont pas distants de plus d'un plan de tracking, pour s'assurer qu'il s'agit bien des deux projections de la trace réelle d'une particule.

Nous souhaitons ici évaluer l'effet de cette coupure. Nous allons pour cela procéder de la même façon que pour la coupure fiducielle, en regardant si des variations sur cette coupure produisent les mêmes effets dans les données et la simulation. Définissons tout d'abord la différence D comme le plan de départ de la trace dans les scintillateurs verticaux (coordonnée x) moins le plan de départ de la trace dans les scintillateurs horizontaux (coordonnée y). La coupure standard est alors  $-1 \leq D \leq 1$ . L'évolution du nombre d'évènements reconstruits dans les données et la simulation lorsque cette coupure varie est présentée dans la table 14.4.

Coupure	Données run 33	Simulation sans bruit	Simulation bruit défaut	Simulation bruit run 33
Nominal	100	100	100	100
$-1 \leq D \leq 0$	90.0	92.5	91.9	91.8
$0 \leq D \leq 1$	92.6	91.4	91.5	90.9
$-2 \leq D \leq 1$	102	102.1	102.2	102.9
$-1 \leq D \leq 2$	102.3	101.4	101.7	102.3
$-2 \leq D \leq 2$	104.3	103.5	103.9	105.2

TABLE 14.4 – Nombre d'évènements reconstruits en fonction de la coupure d'appariement.

Comme dans le cas de la coupure fiducielle, le nombre d'évènements reconstruits a été normalisé par rapport au cas de la coupure standard, pour lequel ce nombre est fixé à 100. Trois versions différentes de la simulation sont ici utilisées. Il s'agit en fait des mêmes évènements, auxquels un bruit électronique différent dans chaque cas a été ajouté, pour vérifier l'influence du bruit sur cette coupure. Dans un premier cas, aucun bruit n'est ajouté, l'évènement est utilisé tel qu'il sort de la simulation Geant4. Dans un second cas, le bruit par défaut de la simulation Monte Carlo est utilisé. C'est un modèle de bruit développé par le groupe de Kyoto pour reproduire le bruit produit par un MPPC en modélisant son fonctionnement. Enfin, le dernier modèle utilisé est le générateur de bruit présenté dans cette thèse. Le générateur utilise les mesures de bruit effectuées sur les données du run 33 comme modèle, et les résultats sont comparés

aux données de ce même run. Il apparaît sur le tableau des résultats que le bruit a un véritable impact sur cette coupure. Elle est l’une des raisons pour lesquelles le nombre d’évènements reconstruits diminue lorsque le bruit électronique augmente.

Il semble également qu’aucun modèle de bruit ne reproduise les variations observées dans les données. En particulier, une asymétrie entre les cas  $D \leq 0$  et  $D \geq 0$  est observée. Cette asymétrie est observée dans des directions opposées entre les données et la simulation : dans le cas de la simulation, il y a un peu plus d’évènements  $D \leq 0$  que d’évènements  $D \geq 0$ , alors que dans le cas des données il y a nettement plus d’évènements  $D \geq 0$  que d’évènements  $D \leq 0$ . Ceci est confirmé par les distributions de  $D$  dans les deux cas (figure 14.13).

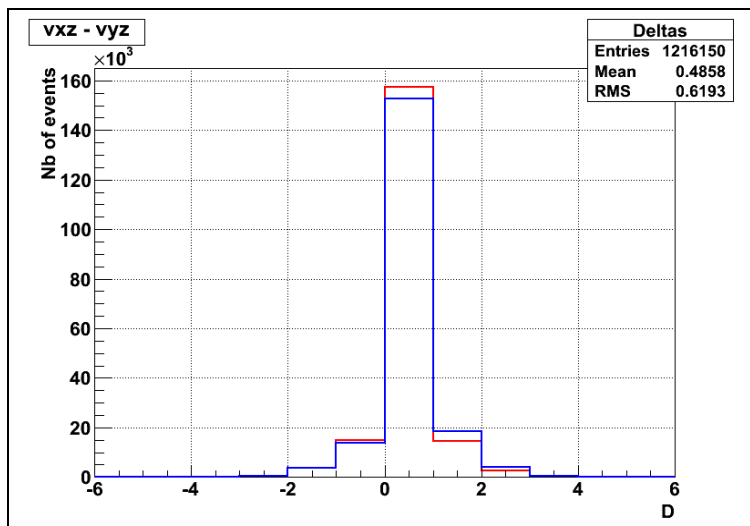


FIGURE 14.13 – Distribution de  $D$  pour les données (en bleu) et pour la simulation Monte Carlo (en rouge).

Il devrait y avoir plus d’évènements avec  $D \geq 0$  que d’évènements  $D \leq 0$ . En effet, un plan de tracking correspond à un plan de scintillateurs verticaux et un plan de scintillateurs horizontaux collés ensemble. Le faisceau de neutrino rencontre d’abord le plan de scintillateurs horizontaux, ce qui signifie que dans le cas où l’interaction a lieu dans le plan vertical, ce qui se produit dans 1.85% des cas d’après le calcul présenté en début de chapitre, il y aura un hit dans le plan de scintillateurs verticaux, mais pas dans le plan de scintillateurs horizontaux, et donc  $D=1$ . Ceci expliquerait ce qui est observé dans les données, même si l’effet visible dans la table 14.4 est plus important que cette valeur de 1.85%.

Après vérification, il s’avère que les plans verticaux et horizontaux sont placés dans le bon ordre dans la simulation. Nous observons donc ici une véritable différence entre la simulation et les données, pour laquelle il faut ajouter une erreur systématique. Cette erreur correspond à la plus grande différence observée entre données et simulation, pour la simulation utilisée (avec le générateur de bruit), soit 1.96% que nous arrondirons à 2% pour la suite.

Cette différence entre simulation et données pose la question des corrections dues au bruit électronique dans le détecteur. En effet, la variation du nombre d’évènements imputable au bruit a été calculée en mesurant dans la simulation les effets du bruit. Une des raisons pour lesquelles ce nombre d’évènements varie avec le bruit est la coupure d’appariement, et ces résultats montrent que pour cette coupure la simulation ne reproduit pas les données. Il a donc été décidé de ne pas utiliser ces corrections tant que la différence observée dans le Monte Carlo n’aurait pas été comprise.

### Autres erreurs systématiques

Nous avons étudié les sources principales d’erreurs systématiques. D’autres sources d’erreurs, donnant de faibles erreurs, ont été étudiées dans le groupe de travail INGRID pour l’analyse 2010a. Il s’agit

en particulier des erreurs liées à la sélection temporelle des évènements, ainsi que par la méthode des plans actifs présentée précédemment. Une autre source d'erreur est la contamination des données par des évènements de bruit de fond (autres particules, muons provenant d'interactions à l'extérieur des modules), qui a été étudiée par simulation Monte Carlo. Ces sources d'erreur seront ajoutées aux erreurs présentées ici pour obtenir l'erreur systématique totale.

### Bilan des erreurs systématiques

Les différentes sources d'erreur systématique sont résumées dans la table 14.5. Elles sont considérées non corrélées, et donc ajoutées en quadrature pour obtenir l'erreur systématique finale.

Objet	Erreur (%)
Volume fiduciel	0.4
Efficacité des scintillateurs	2.0
Appariement	2.0
Sélection	0.1
Bruit de fond	0.2
Masse des plaques de fer	0.1
<b>TOTAL</b>	<b>2.8</b>

TABLE 14.5 – Bilan des erreurs systématiques sur le nombre d'évènements reconstruits dans le détecteur INGRID.

Il faut noter que ces erreurs correspondent uniquement à la partie détecteur. Il y aurait également une erreur au niveau du Monte Carlo, sur le flux de neutrinos et sur les sections efficaces d'interaction, ce qui entraîne une erreur sur la prédiction du nombre d'interactions se produisant dans le détecteur. Ces erreurs sont étudiées par d'autres groupes de travail de l'expérience. En particulier, le groupe de travail faisceau qui développe la simulation du faisceau de neutrinos peut utiliser les résultats d'INGRID utilisant les erreurs systématiques du tableau 14.5 pour améliorer cette simulation.

### Comparaison avec les données

Nous pouvons désormais calculer par simulation le taux d'évènements attendu. Ce taux va être comparé au taux mesuré dans les données, en prenant en compte les erreurs systématiques calculées précédemment. Le résultat est présenté en figure 14.14.

Cette figure est similaire à la figure 14.4 à laquelle les prédictions de la simulation ont été ajoutées. Chaque intervalle correspond à une période de  $10^5$  secondes. Pour la plupart de ces intervalles, les données sont situées au dessus de la valeur prédite par la simulation, mais restent dans le domaine permis par l'erreur systématique. Sur l'ensemble de la période, le taux d'évènements mesuré dans les données est de  $1.52 \times 10^{-14}$  POT<sup>-1</sup>, alors que la simulation prédit  $1.45 \times 10^{-14}$  POT<sup>-1</sup> avec une erreur systématique de  $0.04 \times 10^{-14}$ . Les deux valeurs ne sont donc pas compatibles dans la limite des erreurs systématiques.

Il semble que le taux d'évènements mesuré avec les données soit systématiquement supérieur à celui prédit par simulation. La simulation du faisceau de neutrinos est une opération complexe. Les différents ajustements dus au modèle hadronique, et aux comparaisons avec les résultats de l'expérience NA61 ont permis de réduire les différences entre données et simulation, mais l'accord n'est pas encore parfait. Une nouvelle série de résultats de l'expérience NA61, notamment obtenus en utilisant une réplique de la cible utilisée dans T2K devrait permettre de réduire la différence.

Au niveau d'INGRID, il semble qu'il faille faire un effort supplémentaire pour réduire les erreurs systématiques, et ainsi pouvoir mesurer plus précisément les différences entre les prédictions et les données. Dans la table 14.14, deux erreurs importantes apparaissent : l'appariement des traces et l'efficacité des scintillateurs. Une meilleure compréhension de la simulation Geant4 devrait permettre de réduire la première. Le groupe de travail INGRID envisage de changer de simulation pour la prochaine période d'analyse, en

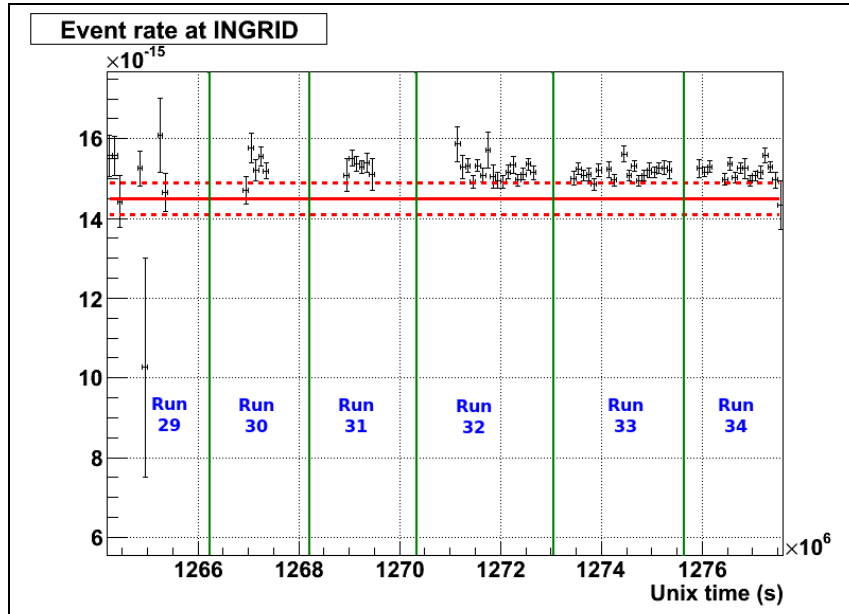


FIGURE 14.14 – Comparaison entre les données et la simulation pour le taux d'évènement. La ligne rouge donne la valeur obtenue par simulation, et les lignes pointillées les bornes provenant de l'erreur systématique.

migrant vers le logiciel développé par les groupes des détecteurs hors-axe. Cela permettra peut-être de réduire ces erreurs.

Pour l'étude du profil, les différences observées vont se traduire par une différence dans l'intégrale des profils mesurés entre les données et la simulation. La forme attendue du profil suit une distribution gaussienne, ces différences vont alors se retrouver dans le paramètre donnant l'amplitude de la gaussienne, mais ne devrait pas affecter les deux autres paramètres, position du centre et écart type, qui seront étudiés dans la partie suivante.

## 14.4 Profil du faisceau dans le plan transverse

Après avoir étudié le nombre total d'évènements observés par INGRID, nous allons maintenant nous intéresser à leur répartition dans le plan transverse. Il nous faut en particulier mesurer la position du centre du faisceau de neutrinos qui est l'un des objectifs principaux d'INGRID car cette mesure permet de fixer l'angle hors-axe.

### Tracé du profil

Des études préliminaires prédisent à 280 mètres de la cible une forme gaussienne pour le faisceau de neutrinos. Ses caractéristiques seront donc étudiées en réalisant une interpolation gaussienne sur la distribution des évènements. Les profils horizontaux et verticaux sont tracés et étudiés séparément. Dans cette partie l'exemple du profil horizontal est présenté, mais les résultats sont directement transposables au profil vertical. Le profil peut être tracé de différentes façons, en fonction du nombre de points de mesure que l'on prend pour chaque module.

### Un intervalle de mesure par module

Cette méthode de tracé a été employée pour une première analyse 2010a des données d'INGRID. Elle consiste à placer un point par module sur l'histogramme du profil. La position de ce point correspond au centre du module, et sa valeur au nombre d'évènements reconstruits dans ce module. L'avantage de cette



méthode est qu'elle ne nécessite pas de corrections dues à d'éventuelles inhomogénéités à l'intérieur d'un module. Elle ne dépend pas non plus de la précision de la reconstruction du vertex en (x,y). Un exemple de profil obtenu avec cette méthode est présenté sur la figure 14.15.

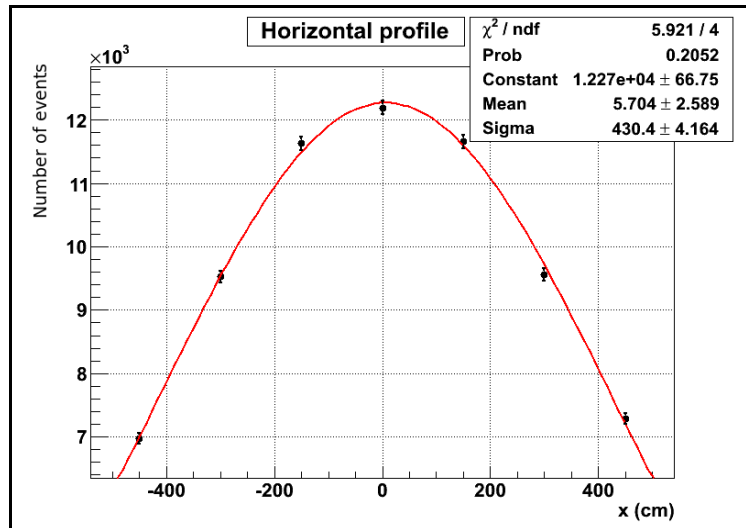


FIGURE 14.15 – Profil horizontal avec un intervalle par module, run 34. Erreur statistique uniquement.

### Plusieurs intervalles de mesure par module

Pour mesurer plus en détail la forme du profil, notamment au niveau des modules périphériques où la pente est la plus forte, il est également possible de réaliser ce profil en prenant plusieurs points par module. Cela permettrait surtout de détecter d'éventuelles irrégularités dans ce profil.

Le nombre d'intervalles par module ne peut cependant pas être choisi arbitrairement, pour deux raisons. Premièrement, la reconstruction ne donne pas la position absolue du vertex, mais le scintillateur dans lequel il est situé. Il faut donc que chaque intervalle de mesure contienne un nombre entier de scintillateurs, en sachant qu'il y a un total de 20 scintillateurs dans le volume fiduciel. Deuxièmement, une étude Monte Carlo montre que l'erreur quadratique moyenne sur la position du vertex reconstruit est de 4.6 cm, il n'y aurait donc pas beaucoup de sens à choisir des intervalles plus petits. Nous allons ici étudier les cas des profils obtenus avec 5 et 10 intervalles de mesure par module. Un tracé direct de ces profils donne le résultat présenté sur la figure 14.16.

Nous pouvons constater que dans l'ensemble, les différents points des modules suivent la distribution gaussienne. Néanmoins il semble y avoir une structure à l'intérieur de chaque module, où plus d'événements sont reconstruits au centre que sur les bords. Il nous faut donc étudier l'efficacité de reconstruction en fonction de la position de l'interaction dans le module. Cette étude sera faite à l'aide de la simulation Monte Carlo complète.

Il faut dans un premier temps veiller à décorréler cet effet de la variation d'efficacité en fonction de l'énergie des neutrinos. En effet l'énergie des neutrinos décroît lorsque l'on s'éloigne du centre du faisceau (ce phénomène sera étudié plus tard). Il est prévisible que pour le module central, l'efficacité de reconstruction soit meilleure au centre que sur les bords où l'énergie moyenne des neutrinos est plus faible. Pour cela, on utilisera les corrections de l'efficacité en fonction de l'énergie du neutrino incident présentées précédemment. Le résultat de cette étude est présentée en figure 14.17.

La figure de gauche montre l'efficacité en fonction de la position de l'interaction, en unité de scintillateurs (soit 5 cm), pour les scintillateurs horizontaux. L'efficacité mesurée est effectivement supérieur au centre du module que sur les bords. L'efficacité est proche de l'unité au centre car les corrections d'efficacité en fonction de l'énergie sont appliquées. Elle peut dépasser un par endroit car l'efficacité est calculée en faisant le rapport du nombre d'interactions reconstruites à un endroit, qui n'ont pas forcément eu lieu à cet endroit, sur le nombre d'interactions ayant réellement eu lieu à cet endroit.

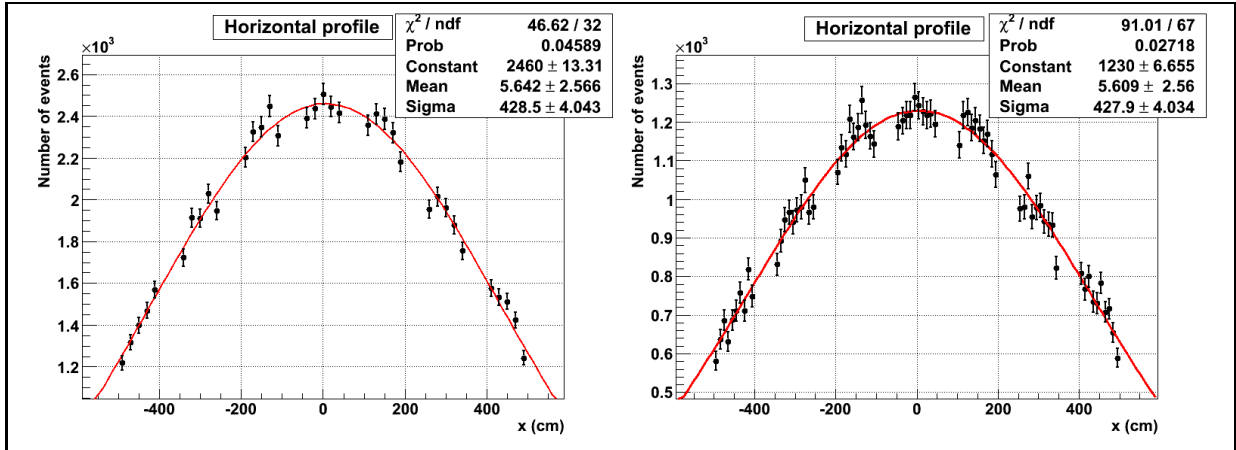


FIGURE 14.16 – Profil horizontal pour le run 34 avec cinq (à gauche) et dix (à droite) intervalles de mesure par module. Erreur statistique uniquement.

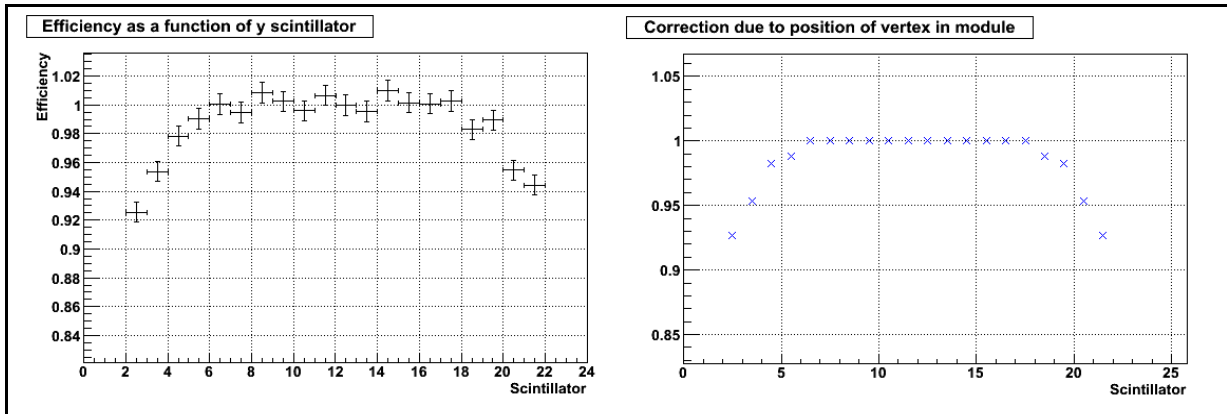


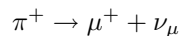
FIGURE 14.17 – Figure de gauche : efficacité de reconstruction en fonction de la position de l'interaction. Figure de droite : modèle utilisé pour reproduire cet effet

Cette variation de l'efficacité en fonction de la position dans le module sera reproduite à l'aide du modèle présenté sur la figure de droite. Ce modèle considère simplement que l'efficacité diminue progressivement vers les bords du module, car la particule a plus de chances de quitter le module avant d'avoir traversé trois plans de tracking, ce qui est la condition pour que sa trace puisse être reconstruite. Cet effet est considéré comme symétrique, et les coefficients de correction sont obtenus en moyennant les valeurs obtenues pour les différents scintillateurs situés à une même distance du centre du module. Le profil obtenu en utilisant ces corrections est présenté sur la figure 14.18.

Nous constatons que ce profil corrigé est désormais plus proche d'une distribution gaussienne. L'interpolation gaussienne fonctionne bien, avec un  $\chi^2$  par degré de liberté inférieur à 1. Pour la suite, ces corrections d'efficacité seront toujours utilisées pour tracer un profil avec plusieurs intervalles par module.

## Energie des neutrinos

Nous allons étudier dans cette partie l'énergie des neutrinos en fonction de leur position, et les conséquences pour le profil des événements dans INGRID. Pour cela nous allons considérer la réaction principale de production des neutrinos muons dans l'expérience :



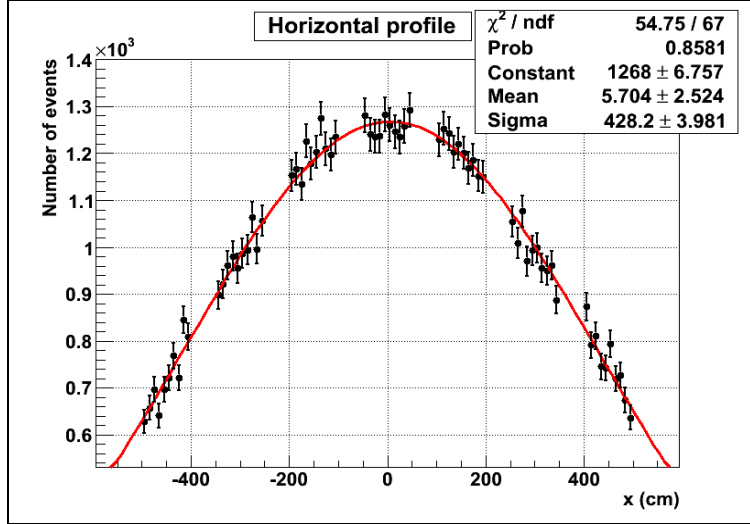


FIGURE 14.18 – Profil horizontal pour le run 34, obtenu en corrigeant les variations d’efficacité en fonction de la position de l’interaction dans le module.

L’énergie du neutrino produit dans cette désintégration est donnée par la formule :

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)}$$

L’angle  $\theta$  est petit pour des neutrinos arrivant dans le détecteur INGRID, ce qui permet de faire un développement limité :

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi)} \times \left( 1 - \frac{p_\pi \theta^2}{2(E_\pi - p_\pi)} \right)$$

L’approximation des petits angles donne :

$$\theta \approx \tan \theta = \frac{r}{280}$$

Où  $r$  est la distance dans le plan transverse entre le point de passage du neutrino et le centre d’INGRID. Nous allons également considérer que dans le domaine considéré,  $E_\pi$  et  $p_\pi$  peuvent être pris constants, ce qui permet d’obtenir une expression à deux paramètres pour l’énergie des neutrinos en fonction de  $r$  :

$$E_\nu \approx \alpha(1 - \beta r^2)$$

Cette formule va maintenant être comparée au flux obtenu à l’aide de la simulation JNUBEAM. Nous pouvons tracer l’énergie moyenne des neutrinos en fonction de leur distance au centre de la croix, et interpoler cette distribution par la formule précédente. L’accord obtenu est bon (figure 14.19). Cela nous permet de comprendre comment évolue l’énergie des neutrinos en fonction de l’éloignement du centre d’INGRID. Cependant cette formule n’est qu’une approximation valable aux environs du centre du faisceau : en utilisant les paramètres déduits de l’interpolation précédente, l’énergie des neutrinos situés à l’angle hors-axe nominal de l’expérience ( $2.5^\circ$ ) serait négative.

Cette variation d’énergie en fonction de la distance aura des conséquences sur le profil des événements : en effet les sections efficaces d’interaction des neutrinos dépendent de l’énergie. Il est donc prévisible que le nombre d’interactions pour un flux de neutrinos donné va varier lorsque l’on s’éloigne du centre du détecteur. C’est ce qui est observé sur la figure 14.20, où sont tracées les distributions normalisées du flux de neutrinos et des interactions (obtenues par la méthode des sections efficaces) pour les modules horizontaux.

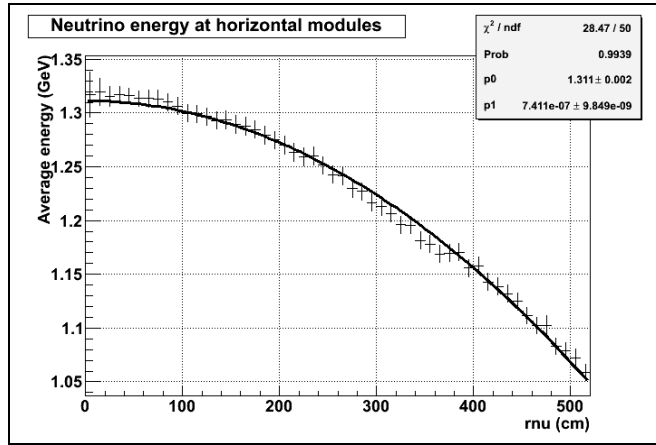


FIGURE 14.19 – Simulation de l’énergie moyenne des neutrinos muons en fonction de leur distance “rnu” au centre du faisceau, au niveau du détecteur INGRID.

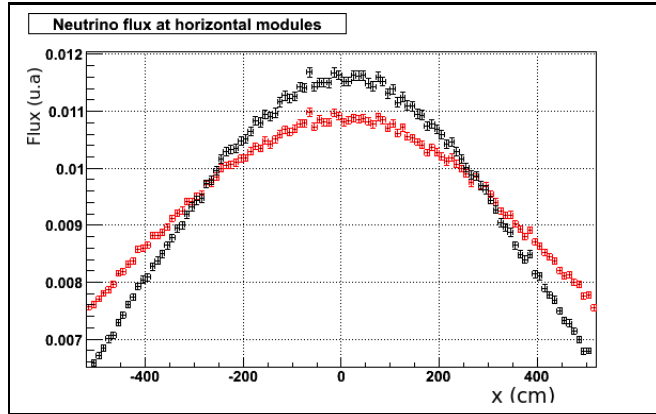


FIGURE 14.20 – Distributions normalisées du flux incident de neutrinos (en rouge) et de leurs interactions (en noir) dans les modules horizontaux.

Nous pouvons constater que le flux de neutrinos possède une largeur supérieure à celle de la distribution des interactions, ce qui montre que le facteur de conversion du flux de neutrinos vers les interactions diminue lorsque la distance au centre du faisceau augmente. Cela était attendu, car en première approximation et dans le domaine d’énergie qui nous intéresse (environ 1 GeV), le rapport section efficace d’interaction sur l’énergie des neutrinos est considéré comme constant.

Cela signifie que pour remonter au profil du faisceau de neutrinos à partir des mesures faites dans INGRID, il faudrait prendre en compte ces variations d’énergie. Or l’énergie des neutrinos n’est pas mesurée à l’aide du détecteur INGRID, seule est connue leur position.

## Comparaison entre données et simulations

Nous allons procéder pour ces comparaisons de la même façon que pour le taux d’évènements : le profil simulé est obtenu à l’aide de la méthode utilisant les tables de section efficaces. Nous allons nous intéresser ici à l’écart type de la distribution gaussienne, qui mesure sa largeur. Le dernier paramètre, le centre de cette distribution, sera étudié dans la section suivante. Une comparaison des profils verticaux et horizontaux pour le run 34 est présentée en figures 14.21 et 14.22.

Comme attendu, les données sont supérieures à la simulation, ce qui s’explique par la différence du nombre d’évènements reconstruits étudiée précédemment. Cependant, au niveau de la forme, et en par-

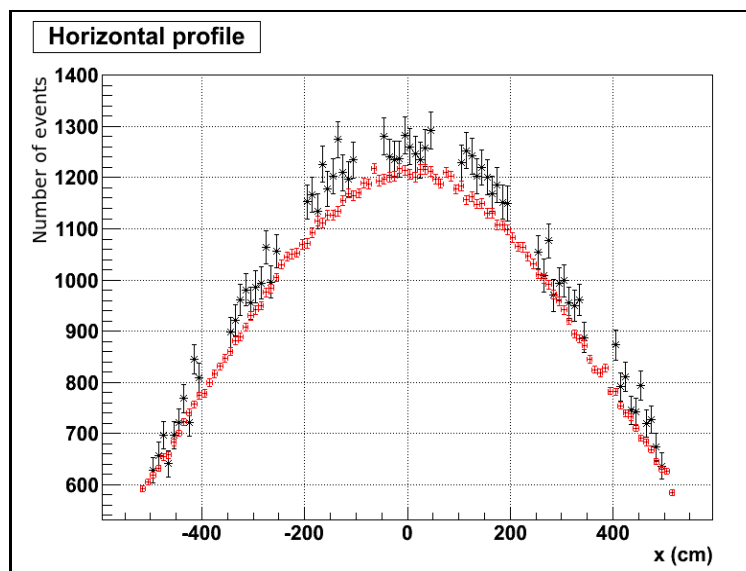


FIGURE 14.21 – Comparaison entre données du run 34 (en noir) et simulation (en rouge) pour le profil horizontal.

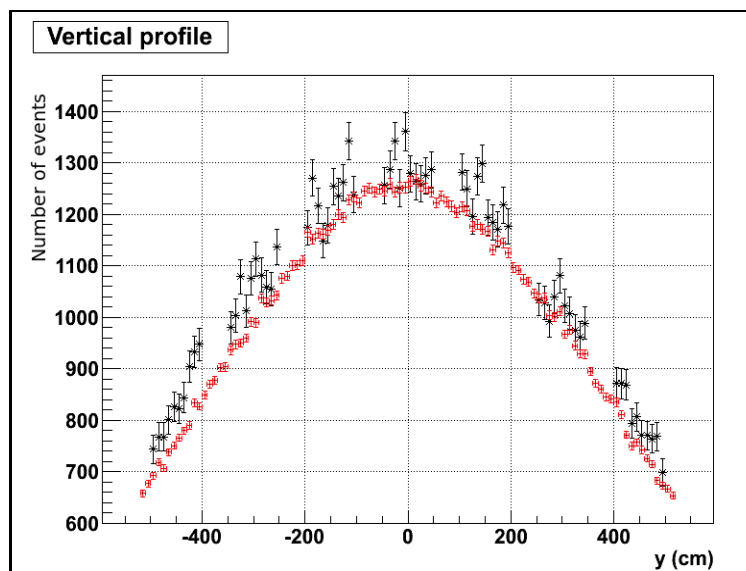


FIGURE 14.22 – Comparaison entre données du run 34 (en noir) et simulation (en rouge) pour le profil vertical.

ticulier de la largeur de la distribution, données et simulation semblent assez proches. Une comparaison détaillée est effectuée dans la table 14.6.

Dans ce tableau, les runs 29 à 31 ne sont pas représentés, car ils comportent trop peu d'évènements pour pouvoir faire une interpolation gaussienne correcte. Le run 33 est séparé en deux sous ensembles. Les erreurs indiquées sont les erreurs données par le logiciel ROOT sur les paramètres de l'interpolation.

Au niveau des résultats les écarts types pour les profils verticaux sont plus grands que ceux des profils horizontaux. Cela s'explique par des raisons géométriques au niveau du tunnel de désintégration. Ce tunnel est en effet plus haut que large, et ces dimensions ont un impact direct sur l'écart type du profil [27]. Au niveau des données, les écarts types mesurés entre les différents runs sont compatibles aux erreurs près

	Ecart type horizontal (cm)	Ecart type vertical (cm)
Run 32	$431.4 \pm 4.5$	$462.6 \pm 5.4$
Run 33-1	$446.7 \pm 6$	$467.6 \pm 6.7$
Run 33-2	$438.5 \pm 4.9$	$461.5 \pm 5.6$
Run 34	$428.2 \pm 4$	$468.5 \pm 5.0$
Simulation	$428.9 \pm 0.9$	$448.4 \pm 1.0$

TABLE 14.6 – Ecart type des profils mesurés et simulés dans le détecteur INGRID.

pour les profils verticaux, mais ce n'est pas le cas des profils horizontaux. Dans les deux cas, les erreurs sont bien plus importantes que dans la simulation, ce qui provient sûrement de la statistique limitée. Pour les runs des années suivantes, l'augmentation de l'intensité du faisceau devrait réduire ces erreurs et permettre de meilleures comparaisons entre données et simulation. A l'heure actuelle, les largeurs mesurées et simulées ne sont pas compatibles pour les profils verticaux, et compatibles pour certains runs au niveau des profils horizontaux.

## Centre du faisceau

Nous allons finalement nous intéresser à la détermination de la position du centre du faisceau à l'aide d'INGRID. Nous allons commencer par étudier la précision de cette détermination, en regardant l'impact des erreurs statistiques et systématiques sur la position du centre mesurée. Pour respecter les erreurs systématiques de l'expérience, cette position doit être mesurée avec une précision permettant de déterminer l'angle hors-axe à un milliradian près, soit 28 cm dans le plan transverse du faisceau. Cette précision correspond à la position à deux dimensions, et non pas à la précision sur les mesures séparées des centres des profils horizontaux et verticaux.

## Erreur statistique

Le nombre d'évènements reconstruits dans le profil influe fortement sur la précision de cette mesure. Nous allons évaluer son impact à l'aide d'une simulation de type Monte Carlo. Nous souhaitons mesurer uniquement l'effet de la statistique sur la précision de l'interpolation, et allons donc utiliser un modèle donnant des profils parfaitement gaussien. Pour cela, un générateur qui crée une distribution gaussienne d'évènements dans les modules INGRID est construit. Il permet de choisir le nombre total d'évènements et la position du centre. L'écart type de la distribution est fixé à 430 cm pour reproduire ce qui est observé au niveau des modules horizontaux. Un exemple est présenté en figure 14.23.

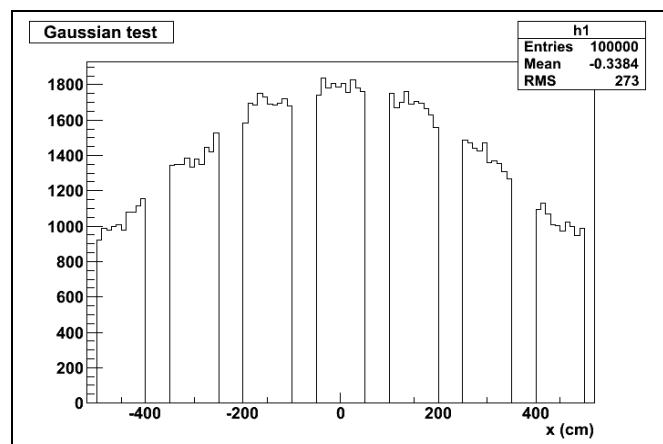


FIGURE 14.23 – Exemple de distribution gaussienne simulée avec 10000 entrées et centrée en 0.

La procédure utilisée pour cette étude est la suivante : tout d'abord, un nombre d'évènements est fixé pour la distribution. Ensuite une distribution gaussienne est simulée avec ce nombre d'entrées, et un centre situé aléatoirement entre -20 et 20 cm, puis le centre de la distribution est mesuré par interpolation gaussienne. L'opération est répétée 150 000 fois en relevant à chaque fois la différence entre les positions mesurées et simulées. Ces erreurs forment des distributions gaussiennes (voir les exemples en figure 14.24), l'erreur statistique sera prise comme égale à l'écart type de ces distributions.

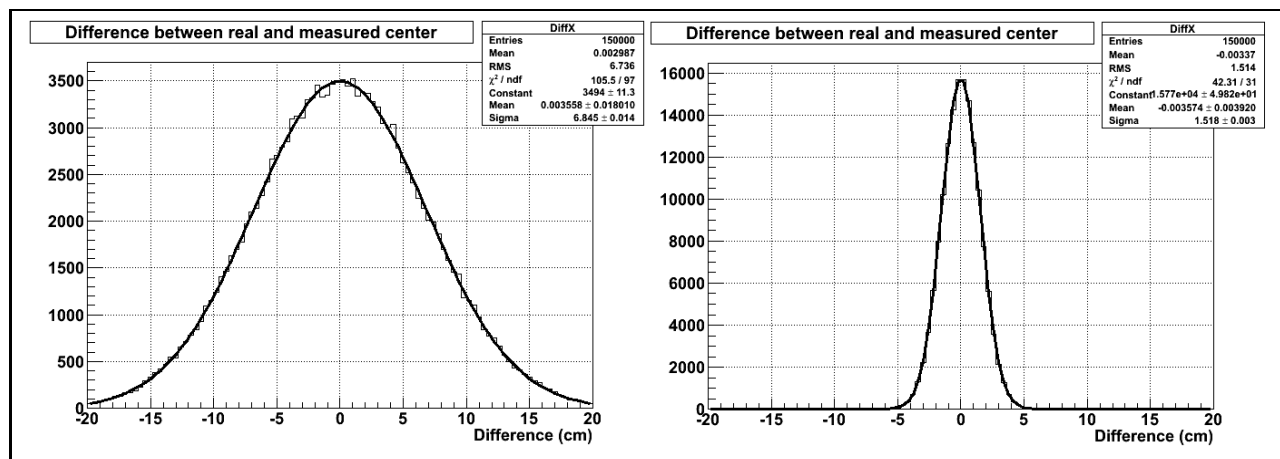


FIGURE 14.24 – Distributions des erreurs sur la position du centre, avec respectivement 10000 (figure de gauche) et 200000 (figure de droite) entrées par profil.

Nous allons maintenant étudier l'évolution de cette erreur en fonction du nombre d'entrées par profil. Trois méthodes différentes pour déterminer la position du centre vont être comparées : le fit gaussien avec respectivement dix et un intervalles par module, ainsi qu'une méthode utilisant la valeur moyenne de l'histogramme pour en déduire la position du centre. A cause des espaces entre les modules, la valeur moyenne de l'histogramme n'est pas directement égale au centre de la gaussienne, mais il existe une relation linéaire entre les deux visible sur la figure 14.25. Cette relation peut être utilisée pour mesurer la position du centre à partir de la valeur moyenne de la distribution.

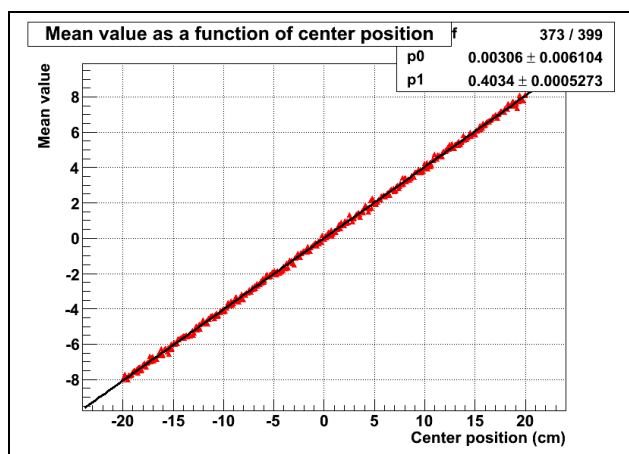


FIGURE 14.25 – Relation entre la valeur moyenne de la distribution et la position du centre de la gaussienne.

L'erreur obtenue en fonction de la statistique pour ces trois méthodes est tracée sur la figure 14.26. L'erreur donnée par le logiciel ROOT sur le paramètre représentant le centre de la gaussienne dans l'interpolation gaussienne est également représentée.

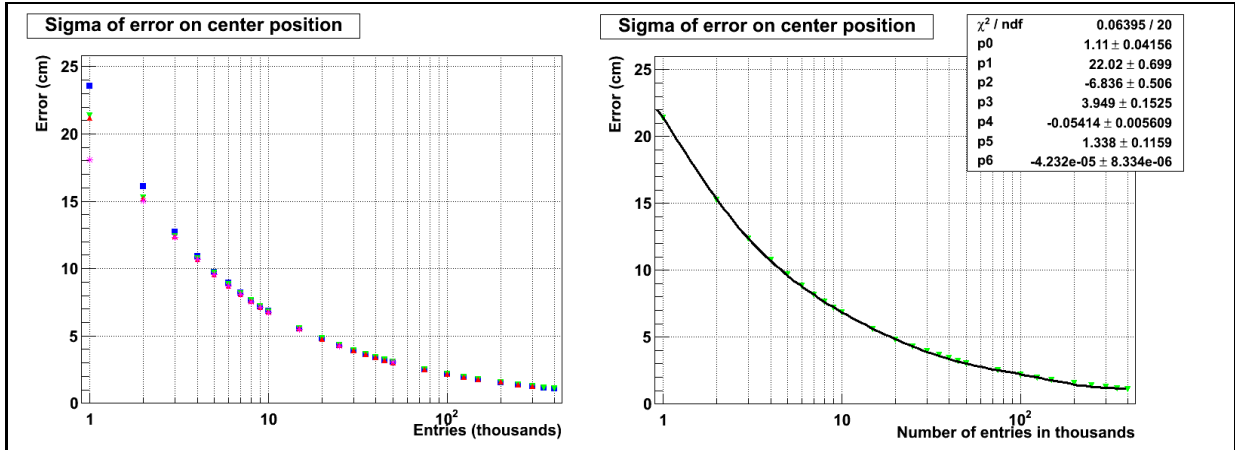


FIGURE 14.26 – Erreur sur la position du centre en fonction de la statistique pour les méthodes d’interpolation gaussiennes avec 10 (bleu) et un (vert) intervalles par module, la méthode utilisant la valeur moyenne (rouge) et l’erreur sur l’interpolation donnée par ROOT (fushia). Figure de droite : interpolation de l’erreur pour la méthode gaussienne à un intervalle par module.

La figure de gauche montre que les trois méthodes deviennent équivalentes lorsque le nombre d’entrées par profil atteint 5000. En dessous la méthode utilisant la valeur moyenne est plus précise que les interpolations gaussiennes. L’erreur moyenne donnée par ROOT est sous estimée à très basse statistique, puis devient rapidement égale à la véritable erreur. Il semblerait donc que l’on puisse utiliser cette erreur pour mesurer l’erreur statistique lors de la mesure du centre du faisceau. Ce n’est en fait pas le cas, car ce qui est représenté sur la figure de gauche représente l’erreur moyenne sur 150000 essais. La moyenne correspond à la véritable erreur, mais la dispersion pour les mesures prises individuellement est assez forte tant que le nombre d’entrées est inférieure à 75000, il est préférable d’utiliser les courbes d’erreur moyenne pour calculer l’erreur statistique. Cela est fait à l’aide d’une interpolation de l’erreur obtenue avec la méthode d’interpolation gaussienne à un intervalle par module en fonction de la statistique (figure de droite). La fonction utilisée pour l’interpolation est :

$$f(x) = [0] + \frac{[1]}{x} + \frac{[2]}{x^2} + [3] \times e^{[4] \times x} + [5] \times e^{[6] \times x^2}$$

et l’interpolation est valable pour un nombre d’entrées compris entre 1000 et 400000, ce qui couvre l’ensemble des profils étudiés ici. Cette interpolation sera utilisée par la suite pour donner l’erreur statistique sur la position du centre du faisceau en fonction du nombre d’entrées.

### Erreur systématique

Nous avons obtenu précédemment une erreur systématique de 2.8% sur le nombre d’évènements reconstitués dans les modules d’INGRID. Il nous faut maintenant déterminer comment cette erreur se traduit en termes d’erreur sur la position du centre du faisceau. Nous allons pour cela utiliser encore une fois une simulation de type Monte Carlo, qui part d’un profil mesuré dans les données, en utilisant dix intervalles par module. Nous faisons ensuite varier le nombre d’évènements dans chacun des intervalles dans la zone permise par l’erreur systématique : chaque intervalle a alors une valeur située à  $\pm 2.8\%$  de sa valeur d’origine. Le centre est alors mesuré par interpolation gaussienne. L’opération est effectuée un grand nombre de fois (250000) pour tracer la distribution des centres mesurés. Les résultats pour le run 34 sont présentés sur la figure 14.27.

Ces distributions suivent une loi normale, nous pouvons donc utiliser l’écart type de ces distributions comme erreur. La figure 14.27 correspondait au run 34, les résultats pour les autres périodes de prise de données sont présentés dans la table 14.7. De façon conservatrice, la valeur la plus haute de ce tableau, 1.42 cm est prise comme erreur systématique.



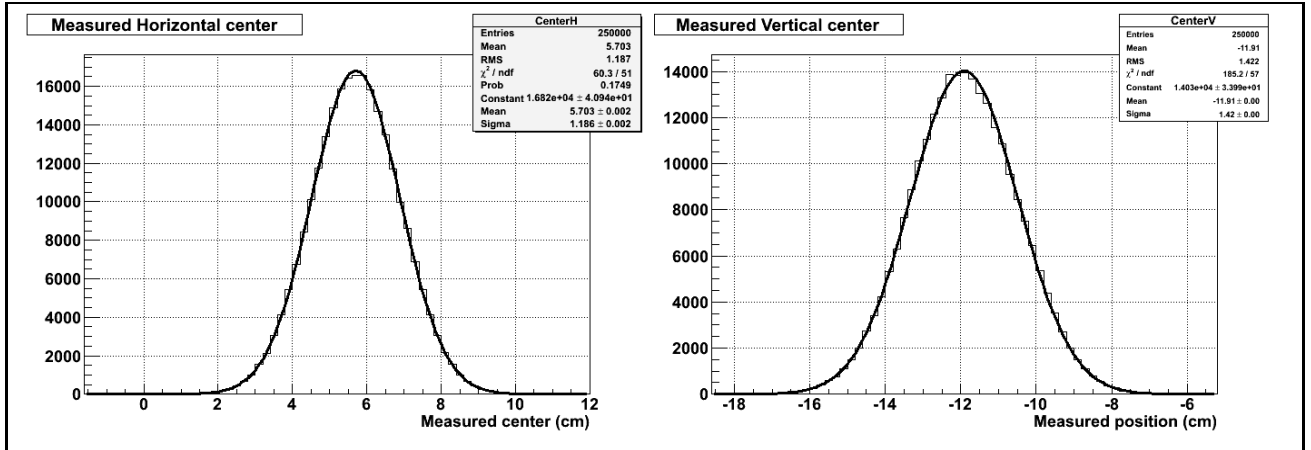


FIGURE 14.27 – Distribution des centres mesurés pour les profils horizontaux (à gauche) et verticaux (à droite) lorsque l'on fait varier le nombre d'évènements reconstruits dans le domaine permis par les erreurs systématiques.

Run	Profil horizontal (cm)	Profil vertical (cm)
Run 33-1	1.29	1.42
Run 33-2	1.24	1.37
Run 34	1.19	1.42

TABLE 14.7 – Erreur systématique sur la position du centre du faisceau, obtenue en faisant varier le nombre d'évènements reconstruits dans les différents runs.

Dans l'étude précédente, nous avons fait varier le nombre d'évènements dans chaque intervalle indépendamment les uns des autres. Cela revient à faire l'hypothèse que les erreurs systématiques ne sont pas corrélées entre les différents intervalles d'un même module. Il est néanmoins possible que les effets dus à l'appariement des traces soient similaires en différents endroits d'un même module.

Cette étude peut être reprise en faisant varier de la même façon tous les intervalles correspondant à un même module. L'erreur systématique obtenue sur la position du centre est alors de 3.74 cm et 4.68 cm pour les profils horizontaux et verticaux. Cette erreur est plus importante, ce qui n'est pas surprenant car faire varier ensemble tous les intervalles d'un module produit une plus grande distorsion dans la distribution que de les faire varier séparément.

Il est probable qu'une partie des erreurs systématiques soient corrélées entre les différentes parties d'un même module, mais cette corrélation n'est sans doute pas totale. Nous prendrons finalement la valeur moyenne des erreurs systématiques obtenues avec les deux méthodes, soit 3.05 cm, arrondie à 3 cm.

Pour les données étudiées ici, l'intensité du faisceau était encore faible, ce qui entraîne un faible nombre d'évènements dans les profils. La précision est donc limitée par les erreurs statistiques plus que par les erreurs systématiques. L'erreur systématique actuelle, 3 cm, est bien inférieure à la précision demandée pour INGRID, soit un mrad sur l'angle hors-axe qui correspond à 28 cm de précision sur la position du centre du faisceau.

## Position du centre mesurée dans les différentes périodes de prise de données

Le détecteur INGRID est prévu pour mesurer la position du centre du faisceau toutes les 24 heures, nous allons nous intéresser au résultat des mesures sur des période de temps de cet ordre. Comme dans le cas du taux d'évènements, la période correspondant aux runs 29 à 34 est découpée en intervalles de  $10^5$  secondes. Le centre du faisceau est mesuré par interpolation gaussienne, en utilisant dix intervalles par modules. L'erreur statistique est calculée à l'aide de la fonction interpolée de la figure 14.26, et l'erreur

systématique calculée au paragraphe précédent est prise en compte. Le résultat est présenté sur la figure 14.28.

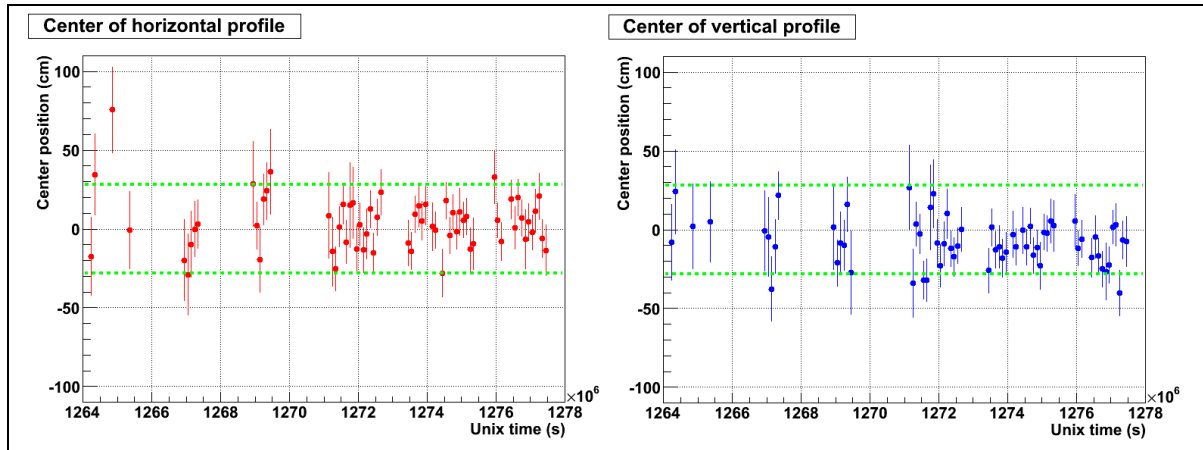


FIGURE 14.28 – Positions mesurées pour le centre du faisceau sur la période correspondant aux runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Les lignes pointillées vertes correspondent à  $\pm 1$  mrad.

Chaque intervalle correspond à un peu plus d’une journée, qui est la durée de prise de donnée nominale pour réaliser un profil. Nous pouvons remarquer que les erreurs sont significatives, et principalement dominées par les erreurs statistiques. A l’exception d’un point, toutes les mesures sont compatibles avec un centre de faisceau situé à moins de 28 cm du centre d’INGRID, ce qui correspond à une différence avec l’angle hors-axe nominal inférieur à 1 mrad, comme demandé pour respecter les erreurs systématiques de l’expérience. Les données peuvent également être regroupées sur des périodes plus longues, pour essayer de réduire les erreurs statistiques et voir si certains effets plus notables apparaissent. C’est ce qui est fait sur la figure 14.29, où les intervalles correspondent désormais à une durée de  $4 \times 10^5$  secondes, soit quatre fois la taille des intervalles précédents (ou 4.6 jours).

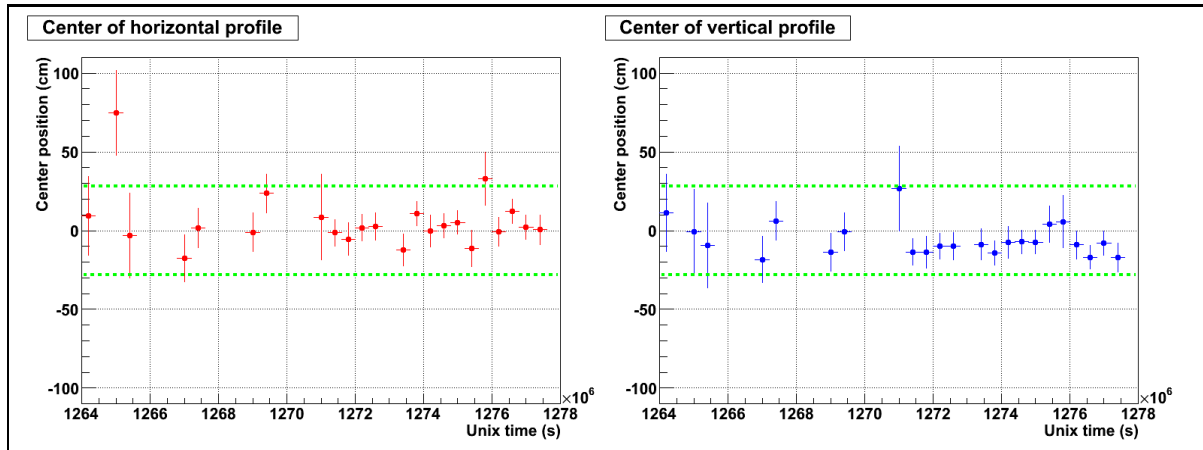


FIGURE 14.29 – Positions mesurées pour le centre du faisceau sur la période correspondant aux runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Intervalles de  $4 \times 10^5$  secondes. Les lignes pointillées vertes correspondent à  $\pm 1$  mrad.

Les erreurs deviennent plus petites avec ces nouveaux intervalles. Il est donc probable que la mesure du centre du faisceau avec une période d’un jour fonctionnera beaucoup mieux avec les données correspondant aux années suivantes de prise de mesures, où l’intensité du faisceau sera supérieure. Dans ce cas également,

tous les centres mesurés sauf un sont situés à moins de 28 cm du centre d'INGRID. Ce point correspond à une période du run 29, où l'expérience démarrait et la statistique était très faible.

### Comparaison avec les mesures du MUMON

Comme expliqué dans la partie présentant l'expérience T2K, une autre mesure (indirecte contrairement à celle réalisée par INGRID) de la direction du faisceau de neutrinos muons est effectuée par le Muon Monitor. Cette mesure est précise (0.25 mrad) et nécessite moins de temps de prise de donnée (une mesure pour chaque tir de faisceau), mais elle n'est pas faite sur le faisceau de neutrinos lui-même, mais sur les muons de hautes énergies à la fin du tunnel de désintégration. Il pourrait cependant y avoir une certaine corrélation entre les mesures effectuées par INGRID et par le MUMON.

Pour étudier cette corrélation, la période de prises de données est de nouveau divisée en intervalles de  $4 \times 10^5$  secondes (4.6 jours), où la position du centre du faisceau est mesuré par INGRID et par le MUMON. Nous pouvons alors tracer l'un en fonction de l'autre pour les profils horizontaux et verticaux (figure 14.30).

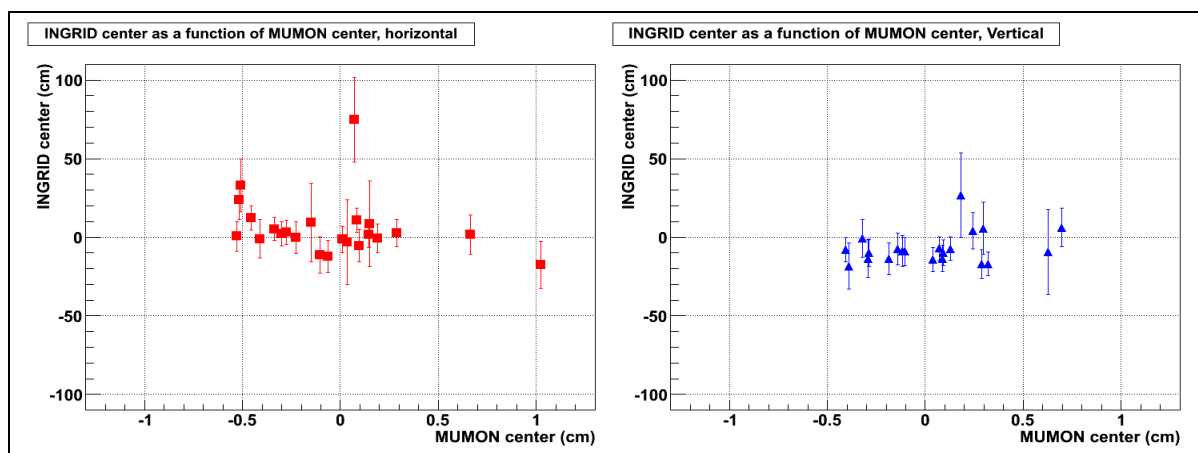


FIGURE 14.30 – Comparaison entre les positions du centre du faisceau mesurées par INGRID et par le MUMON, pour les runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Intervalles de  $4 \times 10^5$  secondes.

Il ne semble pas y avoir de corrélation entre les deux mesures sur cette figure. Ceci est essentiellement dû à la taille des erreurs sur les mesures d'INGRID. En effet, un déplacement par exemple de 1.2 cm au niveau du MUMON correspond à 2.8 cm au niveau d'INGRID. Les variations observées ici sur le MUMON sont de l'ordre du centimètre, ce qui donne des variations bien inférieures aux erreurs au niveau d'INGRID. Il faudra donc à la fois plus de statistiques et réduire les erreurs systématiques au niveau d'INGRID pour pouvoir étudier d'éventuelles corrélations entre ces deux détecteurs.

## 14.5 Conclusion

L'étude du profil du faisceau neutrino dans le plan transverse grâce au détecteur INGRID nous a permis d'obtenir de premières comparaisons entre les données et la simulation. Une première estimation conservative des erreurs systématiques a été effectuée, et leur valeur pour l'instant significative ne permet pas encore de comparaisons très précises avec la simulation. Plusieurs pistes sont envisagées pour les réduire, mais nous pouvons déjà voir que le nombre d'évènements reconstruits dans le détecteur est légèrement supérieur, de l'ordre de 5%, à ce que prédit la simulation.

Un autre objectif d'INGRID était de mesurer la position du centre du faisceau pour en déduire l'angle hors-axe entre la direction du faisceau et celle du détecteur lointain avec une précision d'un milliradian. Les systématiques calculées pour cette mesure donne une bien meilleure précision. Pour les données considérées

ici, l'erreur statistique est importante, mais l'angle hors-axe est mesuré comme étant situé à moins d'un milliradian de sa valeur nominale.

Ces études sont limitées par les erreurs statistiques. L'augmentation de l'intensité du faisceau, la faiblesse des erreurs systématiques ainsi que leur probable réduction permettent d'espérer des résultats encore plus précis pour les années suivantes. Cela permettra notamment une meilleure connaissance du faisceau de neutrinos, et donc d'améliorer sa simulation. L'angle hors-axe pourra également être mesuré avec une meilleure précision, pour limiter les erreurs au niveau du détecteur lointain.

A titre d'information, la table 14.8 donne le nombre d'évènements  $\nu_\mu$  observés par le détecteur lointain Super Kamiokande pour le run 2010a, soit  $3.53 \times 10^{19}$ POT. Concernant l'apparition des  $\nu_e$  dans le faisceau de  $\nu_\mu$ , un évènement  $\nu_e$  a été observé après sélection, pour un bruit de fond attendu de  $0.30 \pm 0.07$  si  $\theta_{13}$  est nul.

	Données	Attendus par simulation	
		Sans oscillations	Avec oscillation
Evènements complètement contenus	33	54.5	24.6
Après sélection	8	$22.8 \pm 3.2$	$6.3 \pm 1.0$

TABLE 14.8 – Nombres d'évènements  $\nu_\mu$  attendus et observés par Super Kamiokande pour le run 2010a [28].

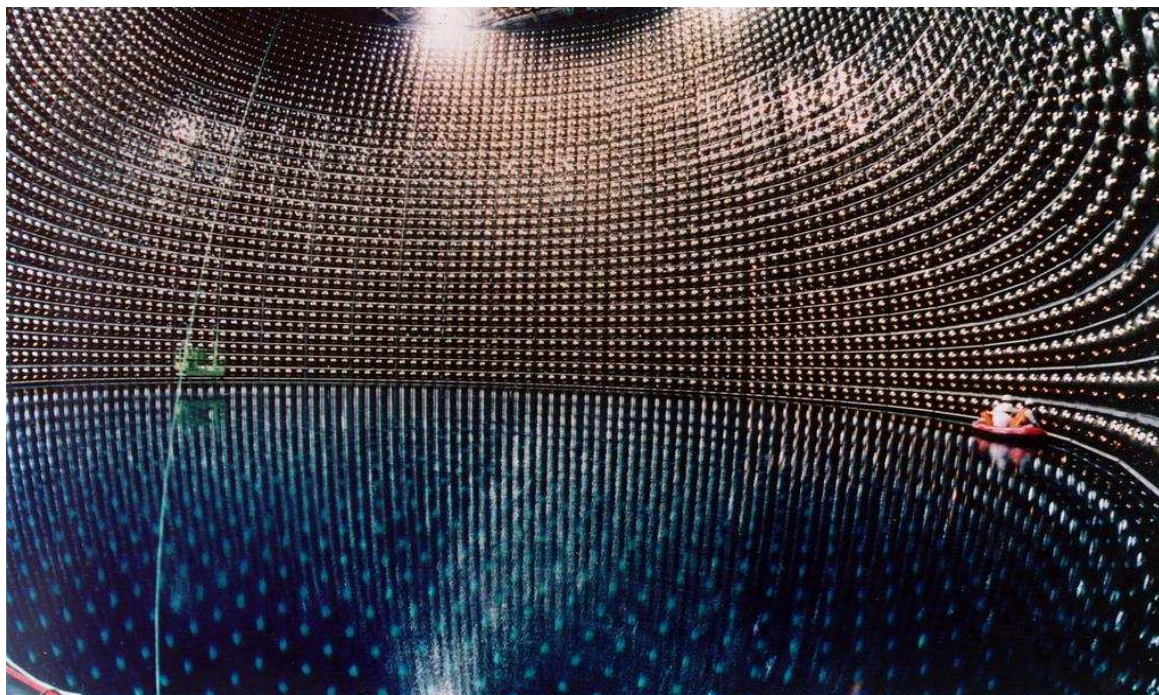


FIGURE 14.31 – Vue de l'intérieur de Super Kamiokande pendant une opération de maintenance.



## Cinquième partie

# Etudes à l'aide du Module Proton

## Chapitre 15

# Nouvelle méthode de reconstruction des événements

### 15.1 Introduction

Cette dernière partie présente les premiers résultats obtenus à l'aide du Module Proton après son installation pour la deuxième période de prise de données de l'expérience T2K (novembre 2010). L'objectif de cette étude est, comme dans la deuxième partie de cette thèse, de mesurer le nombre d'événements quasi élastiques à courant chargé (notés CCQEL par la suite). Les analyses présentées en partie 2 visaient à démontrer la possibilité de réaliser cette mesure à l'aide du Module Proton, à l'aide d'études préliminaires. Ces études comportaient certaines faiblesses, comme expliqué ci-dessous, que nous allons chercher à corriger.

Les faiblesses principales tenaient à la simulation Monte Carlo utilisée pour évaluer les performances de la reconstruction, et de la sélection des différents types d'interactions, et à la stratégie utilisée pour reconstruire les événements. Le problème de la simulation Monte Carlo est résolu en utilisant désormais une nouvelle simulation développée par le groupe de l'Université de Kyoto, utilisée pour la partie précédente, à laquelle a été ajouté le Module Proton.

Lors de l'étude de la séparation des types d'interactions dans la partie 2, nous nous sommes restreints pour les bruits de fonds aux interactions notées 12 et 13. En effet, ce sont les bruits de fond principaux pour les CCQEL car ces interactions produisent comme le signal deux et seulement deux particules chargées, susceptibles de laisser une trace dans le détecteur. Cela suppose néanmoins qu'il est possible d'éliminer les autres interactions produisant un nombre supérieur de particules chargées. Or comme nous nous limitons précédemment à la reconstruction de deux traces, cela réduisait notre capacité à caractériser les événements produisant plus de particules chargées, comme par exemple les interactions "multi-pi", produisant plusieurs pions chargés. Nous allons donc changer de stratégie pour la reconstruction des événements.

### 15.2 Reconstruction des événements

Nous allons présenter la nouvelle façon de reconstruire les événements dans le Module Proton. L'algorithme central permettant de reconstruire des traces demeure inchangé, reposant toujours sur la transformation de Hough présentée dans la partie 2. Néanmoins la structure générale de la reconstruction change. Elle est maintenant composée de plusieurs étapes, comportant chacune des tests pour déterminer si l'on passe à l'étape suivante.

La première étape est une sélection des événements, où nous cherchons à savoir si l'événement correspond bien à une véritable interaction, et non pas à un ensemble de hits de bruit ayant déclenché l'acquisition des données. Nous reconstruisons ensuite des traces indépendamment sur chaque projection à l'aide de la méthode de Hough. Nous cherchons dans l'étape suivante, lors de l'appariement des traces, à rassembler ces traces deux à deux pour construire des traces en trois dimensions. Finalement, nous essayons de reconstruire pour ces traces appariées des vertex d'interaction. Nous allons passer en revue

ces différentes étapes.

## Sélection des évènements

La sélection des évènements est faite en trois étapes : tout d'abord la lecture des évènements puis le regroupement temporel des hits et enfin la véritable sélection des évènements. La lecture des évènements est faite en rassemblant les données du Module Proton et des modules standards d'INGRID. Un évènement passera cette étape si il comporte au moins un hit dans le Module Proton, et un total de six hits après que les informations des modules standards aient été ajoutées. Cette étape préliminaire sert simplement à vérifier que l'acquisition des données a correctement fonctionné.

Les hits sont ensuite regroupés par coïncidence temporelle. Nous construisons des ensembles de hits repartis dans une fenêtre de temps de 50 ns. Cette étape permet d'éliminer une partie du bruit électronique du détecteur qui produit des hits non corrélés en temps avec les hits provenant de l'interaction. Nous appellerons par la suite un tel regroupement de hits *cluster*. Pour être conservé, un cluster doit comporter au moins 9 hits dans le Module Proton, car nous voulons reconstruire uniquement des évènements de ce module.

La sélection des évènements repose comme dans le cas des modules standards sur le principe des plans activés. Un plan est considéré comme activé si il possède des hits sur les deux projections. Pour conserver un cluster, le nombre de plans activés doit être au moins égal à 4. Il faut également que le dépôt moyen d'énergie sur les plans activés soit supérieur à 8 p.e. Cette sélection permet de s'assurer que le cluster correspond bien à un évènement.

## Reconstruction de traces

Nous allons reconstruire des traces dans chaque cluster. Comme expliqué précédemment, les traces sont reconstruites indépendamment sur chaque projection à l'aide de la méthode de Hough. Contrairement à ce qui était fait au moment des études pour la conception du module, où nous nous limitions à deux traces par projection, nous allons reconstruire ici autant de traces que possible sur chaque projection.

### Construction d'une trace sur une projection

La méthode de Hough fournit à partir d'un ensemble de hits des traces candidates. Ces candidates doivent vérifier certaines conditions :

- être constituées d'un nombre minimum de hits
- traverser un nombre minimum de plans de tracking
- ne pas contenir de discontinuités, c'est à dire de ne pas traverser plusieurs plans succesifs sans laisser de hits.

Le nombre de hits minimum est de 3 pour la première trace reconstruite. Dans un évènement de type CCQEL, l'une des traces provient du proton, qui est parfois arrêté rapidement dans le détecteur. Nous allons donc accepter que les traces suivantes ne comportent que deux hits, si l'une de leurs extrémités est située à moins de 8 cm de l'extrémité d'une autre trace, ce qui doit être le cas si les deux traces proviennent d'une même interaction ayant eu lieu dans le Module Proton.

Le nombre de plans minimum à traverser est de 3 pour la première trace, et de 2 pour les traces suivantes, pour les mêmes raisons que précédemment.

Ces choix sont justifiés par l'étude par simulation Monte Carlo de l'acceptance géométrique du détecteur. Dans cette étude, nous mesurons la proportion d'évènements qui sont reconstructibles en fonction du nombre minimum de hits demandé pour chaque trace. Un évènement est ici considéré comme reconstructible si au moins deux traces satisfont le critère du nombre minimum de hits. Les résultats de cette étude sont présentés dans la table 15.1.

Nous pouvons remarquer sur ce tableau que le paramètre qui influe le plus sur la proportion d'évènement reconstructible est le nombre de hits minimum pour la seconde trace. Nous voyons également que la proportion d'évènements CCQEL reconstructibles dépasse celle d'évènements non CCQEL si nous ne demandons que 2 hits pour la seconde trace. Comme l'objectif de cette étude est de reconstruire les évènements CCQEL, ce dernier paramètre sera conservé pour la reconstruction des évènements.



Nombre de hits demandés pour la première trace	5	5	4	4	3	<b>3</b>
Nombre de hits demandés pour la deuxième trace	5	4	4	3	3	<b>2</b>
Evènements CCQEL restructibles (%)	14.3	19.3	19.8	27.4	27.9	<b>42.6</b>
Evènements non CCQEL restructibles (%)	21.4	26.1	26.7	32.1	32.7	<b>39.6</b>

TABLE 15.1 – Acceptance du Module Proton en fonction du nombre de hits minimum demandé par trace

Nous devons maintenant choisir parmi les candidats restants la trace reconstruite. Le paramètre privilégié est la longueur de la trace reconstruite, en choisissant la trace qui traverse le plus de plans du détecteur. En cas d'égalité entre plusieurs candidats, nous conserverons la trace la mieux reconstruite géométriquement, c'est à dire celle qui donne la meilleure interpolation linéaire (plus petit  $\chi^2$  obtenu lors de l'interpolation par méthode des moindres carrés).

### Gestion des discontinuités dans les traces reconstruites

Nous demandons qu'une trace ne comporte pas de zones sans hits. Pour cela il faut identifier de telles zones dans les traces candidates, et modifier la trace pour éliminer cette discontinuité. L'algorithme utilisé repose sur la notion de numéro de plans généralisé, qui sera également utilisée dans les étapes suivantes.

Nous allons définir pour un hit son numéro de plan généralisé. Chaque module comporte un certain nombre de plans de tracking (11 pour un module standard et 18 pour le Module Proton). Le faisceau de neutrinos traverse successivement les modules verticaux, puis le Module Proton et enfin les modules horizontaux. Les plans de chacun de ces modules peuvent donc être ordonnés selon cet axe, en leur donnant un numéro compris entre 0 et 39. Les plans des modules verticaux auront un numéro compris entre 0 et 10, ceux du module proton entre 11 et 28 et ceux des modules horizontaux entre 29 et 39.

Nous pouvons ensuite pour une trace construire une table d'occupation de ces plans généralisés, en rentrant pour chaque numéro de plan généralisé 1 si elle possède un hit dans un plan ayant ce numéro généralisé, et 0 sinon. Un trou dans la trace apparaîtra alors comme un 0 au milieu d'une suite de 1 dans cette table.

Nous savons cependant que les scintillateurs n'ont pas une efficacité de 100%. Un unique plan traversé par la trace sans laisser de hits ne signifie donc pas nécessairement qu'il y ait un problème au niveau de la reconstruction. Pour cette raison nous considérerons qu'il y a une discontinuité si deux plans successifs sont traversés par la trace sans laisser de hits. Une deuxième difficulté est que la trace ne traverse pas forcément tout le module : elle peut également sortir par un côté, et rentrer ultérieurement dans un autre module. Cela apparaîtra comme un trou dans la table d'occupation des plans généralisés, alors qu'il n'y a pas d'erreurs au niveau de la reconstruction. Pour résoudre ce problème, nous utiliserons l'équation de la trace reconstruite pour déterminer quels plans la trace traverse véritablement.

Lorsqu'une discontinuité est identifiée, la trace est modifiée en la scindant en deux parties au niveau de cette discontinuité. La sous trace comportant le plus de hits est celle qui sera conservée pour la suite de la reconstruction.

### Opérations sur une trace reconstruite

Comme expliqué dans la partie 2, la reconstruction de la trace par la méthode de Hough n'est pas parfaite : la trace reconstruite comporte parfois des hits ne faisant pas partie de la trace, alors que d'autres hits pourtant proches de la trace reconstruite n'en font pas partie. Pour résoudre ces problèmes, les hits de la trace reconstruite situés à plus d'une certaine distance de cette trace sont retirés, et les hits extérieurs situés à moins de cette même distance de la trace sont ajoutés à cette trace.

Les scintillateurs de type INGRID et Scibar qui composent le Module Proton ont une largeur différente, la précision sur la position d'un hit varie donc pour ces deux types de scintillateurs. En conséquence, cette

distance est différente pour ces deux sortes de scintillateurs : elle est de 3.5 cm pour les scintillateurs de type INGRID, et de seulement 2 cm pour les scintillateurs de type SciBar.

## Appariement des traces

Nous disposons désormais d'un ensemble de traces reconstruites sur chaque projection, en deux dimensions. Nous devons maintenant appairer chaque trace reconstruite sur une projection avec une trace de l'autre projection pour former une trace en trois dimensions. C'est une étape essentielle : tout d'abord elle permet de vérifier la validité des traces reconstruites, car une véritable particule laisse des traces compatibles sur chaque projection. Comme nous avons imposé des conditions assez faibles sur les traces en deux dimensions, notamment de ne demander que 2 hits pour certaines traces, il est possible que nous ayons reconstruit de fausses traces, non physiques. Il est ensuite important de bien associer les bonnes traces à deux dimensions : dans le cas où plusieurs particules ont traversé le détecteur, il faut absolument éviter d'appairer la trace verticale d'une particule avec la trace horizontale d'une autre. En effet, cela provoquerait des erreurs sur la topologie reconstruite de l'évènement, essentielle pour différencier les différents types d'interaction.

Cette opération commence par une sélection : seuls sont conservés les évènements pour lesquels nous avons pu reconstruire au moins deux traces sur chaque projection. En effet, nous voulons reconstruire des évènements de type CCQEL qui produisent deux particules chargées.

L'algorithme d'appariement fonctionne ensuite en deux étapes. Tout d'abord, la trace horizontale la plus longue est sélectionnée, et l'on cherche à l'appairer avec une trace verticale. Pour cela, des candidats sont sélectionnés parmi les traces verticales en demandant que les deux traces aient une origine et une fin situées à un plan de distance maximum en terme de plans généralisés. Si nous obtenons plusieurs traces candidates de cette manière, la trace verticale ayant la table d'occupation des plans généralisés la plus proche de celle de la trace horizontale est conservée.

La deuxième étape est effectuée sur les traces qui n'ont pas pu être appariées lors de la première étape. Elle se déroule de la même façon, mais la comparaison est limitée au niveau du Module Proton, sans utiliser l'ensemble des plans généralisés.

## Reconstruction du vertex de l'interaction du neutrino incident

La dernière étape de la reconstruction consiste à reconstruire le vertex, c'est à dire le point où a eu lieu l'interaction. Seuls les évènements comportant au moins deux traces appariées sont conservés. Nous essayons de reconstruire un vertex pour chaque paire de traces appariées. Le vertex est tout d'abord reconstruit indépendamment dans chaque projection. Pour cela, nous déterminons le point d'intersection des traces en deux dimensions à l'aide des équations des traces reconstruites. Ce vertex est conservé si le point d'intersection est situé à moins de 12 cm d'une extrémité de chacune des deux traces. Nous vérifions ensuite la compatibilité des vertex reconstruits dans les deux projection, en demandant que leurs coordonnées sur l'axe définit par la direction du faisceau ( $z$ ) soient distantes de moins de 15 cm.

Si cette condition est vérifiée, le vertex est conservé et nous cherchons ensuite à ajouter d'autres traces à ce vertex. Ces traces sont ajoutées si dans chaque projection leur extrémité est situé à moins de 12 cm de la position du vertex.

Une coupure fiducielle est finalement appliquée, comme dans le cas des évènements reconstruits dans les modules standards, pour s'assurer que le vertex reconstruit correspond bien à une interaction ayant eu lieu dans le module. Pour que l'évènement passe cette coupure, il faut que l'un au moins des vertex reconstruits soit situé à plus de 10 cm des bords du module dans les plans horizontaux et verticaux, et que sa dernière coordonnée soit située entre les plans 2 et 15 du Module Proton.

## 15.3 Performances de la reconstruction

Des exemples d'évènements reconstruits dans les données sont présentés sur les figures 15.1 et 15.2 où les traces appariées sont représentées par la même couleur sur les deux projections, et le vertex reconstruit est représenté par un carré en pointillé rouge. Les carrés noirs correspondent aux modules.

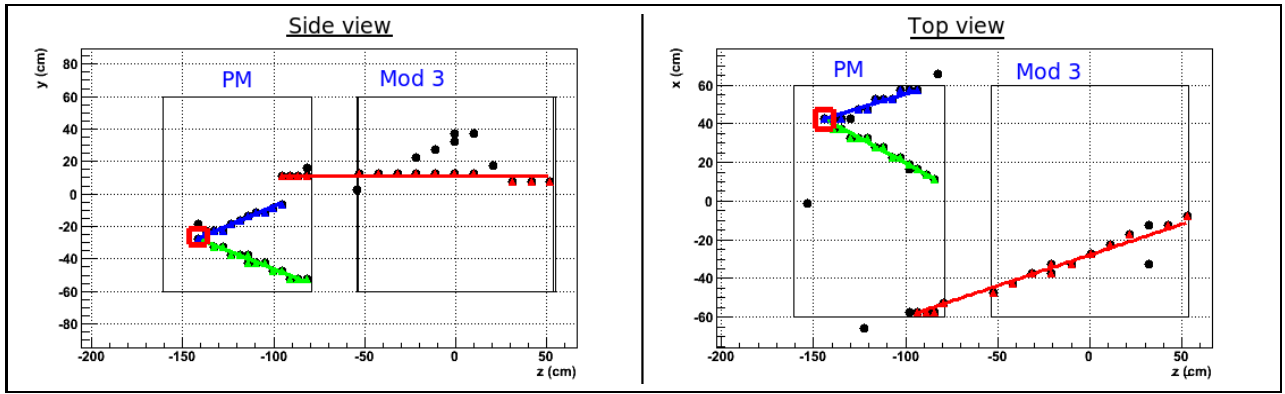


FIGURE 15.1 – Evènement reconstruit dans le Module Proton (et un module standard), comportant une interaction produisant deux particules chargées (en vert et bleu) et une particule produite à l'extérieur du module (en rouge).

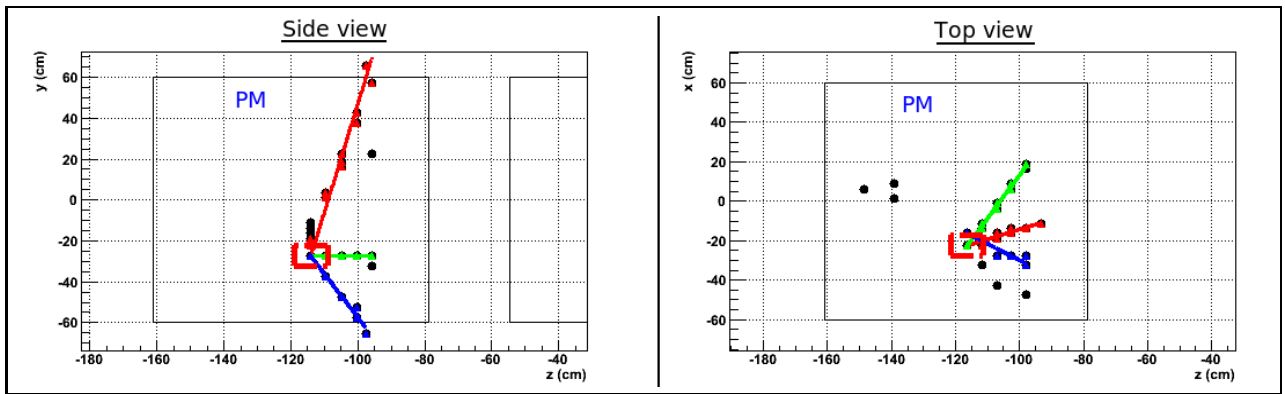


FIGURE 15.2 – Evènement reconstruit dans le Module Proton, comportant une interaction produisant trois particules chargées.

## Précision de la reconstruction

Pour l'évaluer, nous allons regarder la précision avec laquelle sont reconstruits la position du vertex et l'angle d'ouverture (angle entre la trajectoire du muon et celle du proton). Comme dans la partie 2, seuls les évènements de type CCQEL sont considérés, et nous sélectionnons les évènements qui ont passé toutes les étapes de la reconstruction, pour lesquels un vertex a été reconstruit à l'intérieur du volume fiduciel. Nous allons tout d'abord nous intéresser à la position du vertex, en étudiant la différence entre la position reconstruite de ce vertex et sa position réelle (connue pour les évènements simulés). Les résultats pour les coordonnées  $x$  et  $y$  du vertex sont présentées sur la figure 15.3.

Ces distributions montrent que pour la grande majorité des évènements, les erreurs sont inférieures à 3 cm. La largeur d'un scintillateur de type INGRID est de 5 cm, ce qui donne une précision sur la position des hits de 2.5 cm, soit du même ordre. Pour les scintillateurs de type SciBar la précision serait de 1.25 cm. Or, il semble que le centre de ces distributions comportent un nombre important d'évènements ayant une erreur inférieure à 1.5 cm. Nous pouvons penser que ces distributions d'erreur sont en fait la somme de deux distributions, l'une pour laquelle le vertex serait reconstruit à l'aide des scintillateurs de type INGRID, et l'autre pour laquelle les traces des particules passent par un certain nombre de scintillateurs de type SciBar, donnant une meilleure précision pour la reconstruction. Cela expliquerait la forme de ces distributions, en particulier leur forme non gaussienne.

La précision de notre reconstruction est importante, car pour la coupure fiducielle, les évènements pour

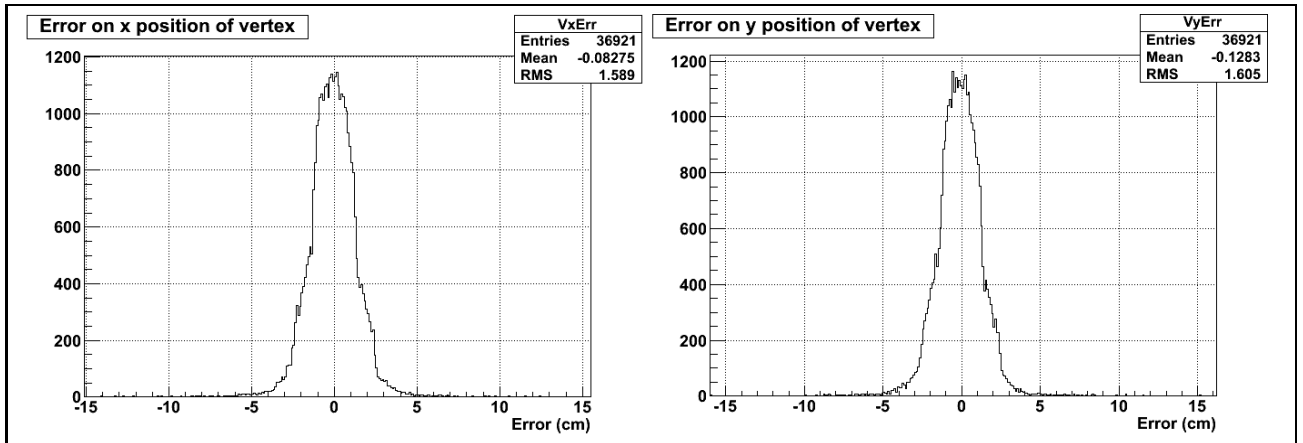


FIGURE 15.3 – Distribution des erreurs sur la position du vertex reconstruit, coordonnée x (à gauche) et y (à droite).

lesquels l'une de ces deux coordonnées est située à moins de 10 cm du bord du module sont retirés. Une erreur trop importante sur ces coordonnées pourraient donc entraîner une erreur au niveau de la coupure fiducielle.

Nous allons maintenant nous intéresser à la précision de la reconstruction de l'angle d'ouverture, en regardant la distribution de la différence entre la valeur reconstruite et la valeur véritable de cet angle pour les événements CCQEL (figure 15.4).

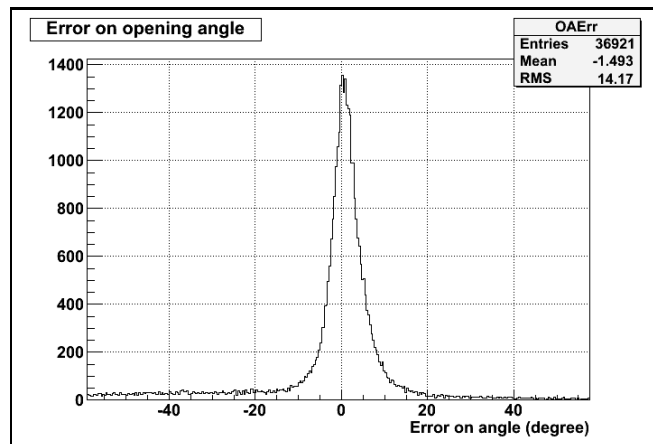


FIGURE 15.4 – Erreur sur la reconstruction de l'angle d'ouverture pour les événements CCQEL

Pour la majorité des événements, cet angle semble bien reconstruit, la distribution de l'erreur n'est cependant pas totalement symétrique. Nous pouvons en particulier remarquer une queue de distribution élevée dans la zone d'erreur négative, c'est à dire pour laquelle la valeur de l'angle reconstruit est supérieure à la valeur du véritable angle. En interpolant le centre de la distribution par une fonction gaussienne, nous obtenons néanmoins un écart type très raisonnable de  $3.24^\circ$ .

## Efficacité de la reconstruction

Nous pouvons maintenant mesurer le pourcentage d'événements CCQEL reconstruits avec cette méthode. Nous allons pour cela utiliser deux grandeurs : tout d'abord l'acceptance, c'est à dire le pourcentage

d'évènements potentiellement reconstituables étudié précédemment. Au vu des critères de sélection des traces utilisés pendant la reconstruction, nous allons considérer qu'un évènement est reconstituable si il possède une trace qui a laissé au moins 3 hits sur chaque projection, et une seconde trace qui a laissé au moins 2 hits sur chaque projection. La deuxième grandeur est l'efficacité de tracking, c'est à dire le pourcentage d'évènements ayant passé le test d'acceptance qui sont effectivement reconstruits. Les résultats pour l'échantillon d'évènements CCQEL simulés pour cette étude sont présentés en table 15.2.

Nombre d'évènements simulés	91291
Acceptance (%)	44.8
<b>Efficacité de tracking (%)</b>	<b>60.0</b>
Fraction totale reconstruite (%)	26.9

TABLE 15.2 – Efficacité de reconstruction du Module Proton.

Nous pouvons remarquer que la fraction totale d'évènements reconstruits est plus faible que ce que ce qui était obtenu dans la partie 2. Néanmoins les efficacités de tracking sont très proches : elle est ici de 60.0%, contre 63.7% obtenu avec l'ancienne méthode de reconstruction (après sélection des évènements bien reconstruits). La différence vient donc de l'acceptance : elle était de 63.78% dans les études menées au moment de la conception du module, et elle n'est ici que de 44.8%. Cette différence provient du changement de simulation Monte Carlo utilisée. Nous avons mentionné en conclusion de la partie 2 certaines faiblesses de la simulation, en particulier l'absence de simulation électronique. Cela avait pour conséquence de produire un hit dans un scintillateur avec une énergie fixe dès qu'une particule parcourait une distance infime dans ce scintillateur. Ce n'est plus le cas ici, où l'énergie déposée dépend notamment de la distance parcourue dans le scintillateur. Le nombre de hits produit par une particule dans la simulation a donc diminué, notamment pour les particules qui parcourt une faible distance dans le détecteur.

Cette efficacité de reconstruction est valable pour les évènements Monte Carlo utilisés ici. Cependant, cette efficacité dépend de l'énergie du neutrino incident, comme montré en figure 15.5. Pour obtenir l'efficacité de tracking, il faut multiplier cette distribution par la distribution en énergie des neutrinos du faisceau ayant interagi dans le détecteur, que l'on obtient à l'aide de la simulation JNUBEAM et de la méthode des tables de section efficace employée dans la partie précédente. Nous obtenons alors une fraction totale reconstruite de 35.4% pour les évènements CCQEL du faisceau. Cela confirme notamment que la distribution en énergie des neutrinos de l'échantillon simulé ne correspond pas à la distribution en énergie des neutrinos du faisceau.

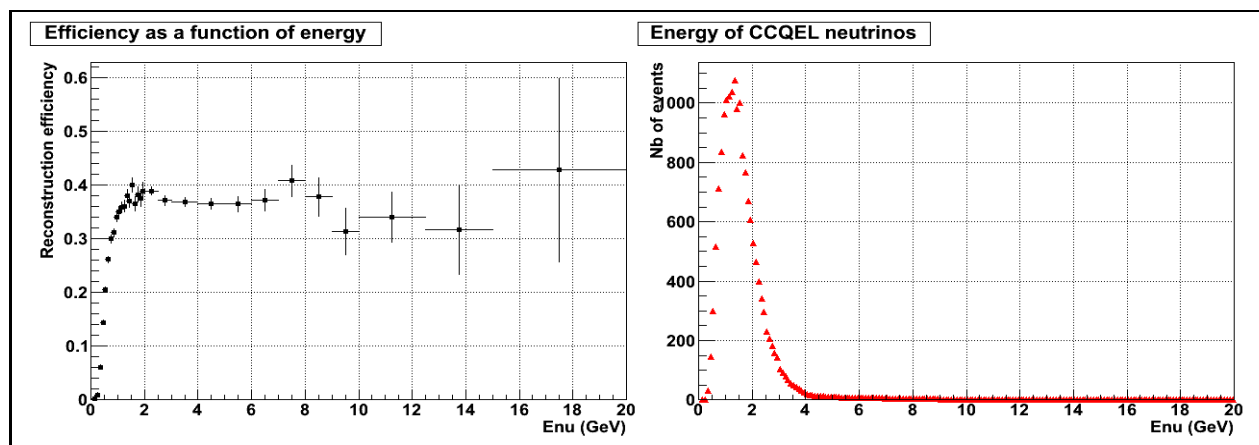


FIGURE 15.5 – Figure de gauche : efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie pour les évènements CCQEL. Figure de droite : distribution de l'énergie des neutrinos interagissant dans le Module Proton pour les interactions CCQEL.

La figure 15.5 semble contredire certains résultats dans la partie 2 : nous avons en effet étudié à ce moment l'impact de la reconstruction sur le plan de phase. Nous n'avons alors pas trouvé de différences entre les distributions en énergie de l'ensemble des événements, et des événements reconstruits. Or ici l'efficacité varie avec l'énergie du neutrino incident, ces deux distributions vont donc être différentes. Le changement de méthode de reconstruction n'est probablement pas la source de cette différence de résultats. Elle vient probablement de la simulation. Le fait que nous disposions maintenant d'une simulation complète des scintillateurs et MPPC associés, comme expliquée précédemment, a probablement joué un rôle. Une seconde modification est le changement de "physics list" dans Geant4. Cette liste décrit l'ensemble des processus physiques pris en compte, et leur paramétrisation en fonction de l'énergie des particules. Nous avons utilisé dans cette partie une liste bien plus précise que celle employée au moment des études de conception du module.

## Chapitre 16

# Analyse des premières données du Module Proton

Nous allons présenter dans ce chapitre une analyse préliminaire des premières données du Module Proton. Le calendrier de son installation et sa mise en route n'ont pas permis d'effectuer une analyse plus complète et plus rigoureuse.

### 16.1 Prise des données

Le Module Proton fut construit et installé dans le puit 280m pendant l'été 2010. Il n'était pas encore présent pour le run 2010a dont les données ont été étudiées dans la partie précédente. Nous allons ici utiliser les données correspondant à la période suivante, baptisée 2010b, pour présenter les premiers résultats obtenus à l'aide de ce module.

Les problèmes au niveau des aimants "kicker" qui limitaient l'intensité du faisceau ont pu être résolus dans la période séparant les runs 2010a et 2010b, ce qui a permis une montée en intensité du faisceau lors de cette deuxième période de prise de données. Cette augmentation de l'intensité est visible sur la figure 16.1.

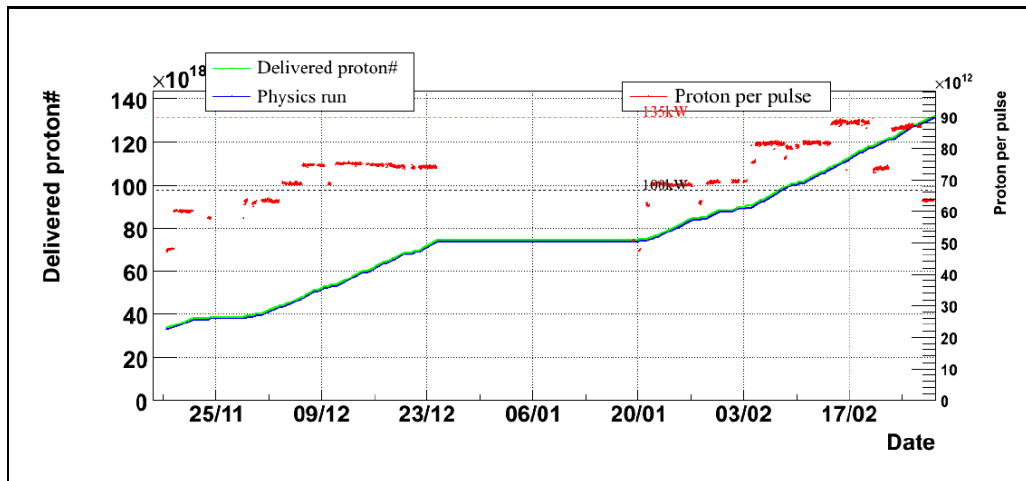


FIGURE 16.1 – Intensité du faisceau pour les runs 36 et 37.

L'objectif initial pour le run 2010b était de poursuivre l'augmentation de l'intensité jusqu'à une puissance de faisceau de 150kW, et de poursuivre la prise de données jusqu'à la fin juin 2010. Ce run fut malheureusement stoppé par le tremblement de terre ayant frappé l'est du Japon le 11 mars 2011, pendant

le run faisceau 38. Nous disposons donc des trois runs 36, 37 et 38 pour le Module Proton. Devant les difficultés pour obtenir les dernières données suite à l'arrêt des centres de calcul japonais ayant suivi le tremblement de terre, il a été décidé de se concentrer pour ces premières analyses sur les données des runs 36 et 37. Les caractéristiques de ces deux runs sont résumées dans la table 16.1, où l'on peut voir qu'ils totalisent l'équivalent de trois fois la période 2010a en termes de POT.

Runs	Protons sur cible	Nombre de tirs du faisceau utilisables
36	$4.19 \times 10^{19}$	601344
37	$5.75 \times 10^{19}$	747993
Total	$1.06 \times 10^{20}$	1349337

TABLE 16.1 – Runs faisceau lors de la seconde période de prise de données.

Le détecteur INGRID a fonctionné avec les mêmes réglages que pour le run 2010a, la différence principale étant la présence de trois modules supplémentaires : deux modules hors croix et le Module Proton. Le détecteur a fonctionné de façon très stable durant cette période. Le seul problème notable fut un problème de corruption de fichier pendant le run 37 qui a entraîné la perte des données correspondant à un sous-run de ce run. La proportion de temps où le détecteur était opérationnel pour enregistrer les données du faisceau reste cependant élevée, avec 99.99% pour le run 36 et 99.3% pour le run 37.

## 16.2 Alignement des modules

Comme expliqué dans le chapitre précédent, la reconstruction des événements est ici faite en utilisant toutes les informations de tous les modules à la fois pour reconstruire des traces passant par plusieurs modules. Cela n'est possible que si les positions relatives des modules sont connues précisément. Dans le cas contraire, certaines traces pourraient être scindées en deux à cause d'un problème d'alignement. Un exemple d'un tel cas est présenté en figure 16.2. Dans cet événement, une particule traverse les module 3, 10 et le Module Proton. La trace est correctement reconstruite dans les scintillateurs verticaux, mais elle est par contre reconstruite sous forme de deux traces différentes dans les scintillateurs horizontaux.

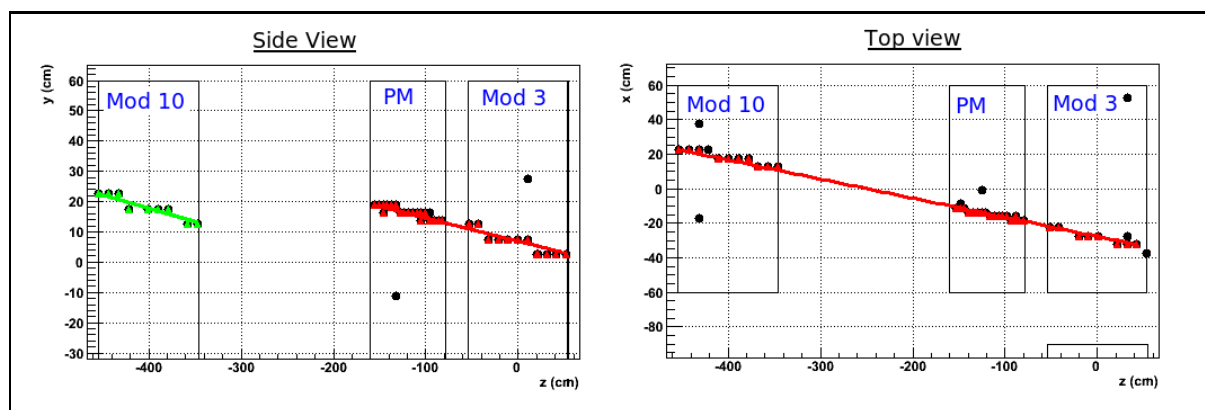


FIGURE 16.2 – Evènement mal reconstruit à cause d'un problème d'alignement des modules.

Ce problème d'alignement provient d'un mauvais positionnement relatif des modules horizontaux et verticaux dans le programme de reconstruction. Nous disposons cependant de mesures précises sur les positions des modules, faites après leur installation. Ces mesures permettent de connaître précisément la différence de position entre les centres des module 10 (module vertical central) et 3 (module horizontal central) :

- coordonnée x : -3.8 cm



- coordonnée y : +17.3 cm
- coordonnée z : -400.9 cm

Ces corrections permettent de résoudre le problème, comme le montre un autre évènement présenté sur la figure 16.3.

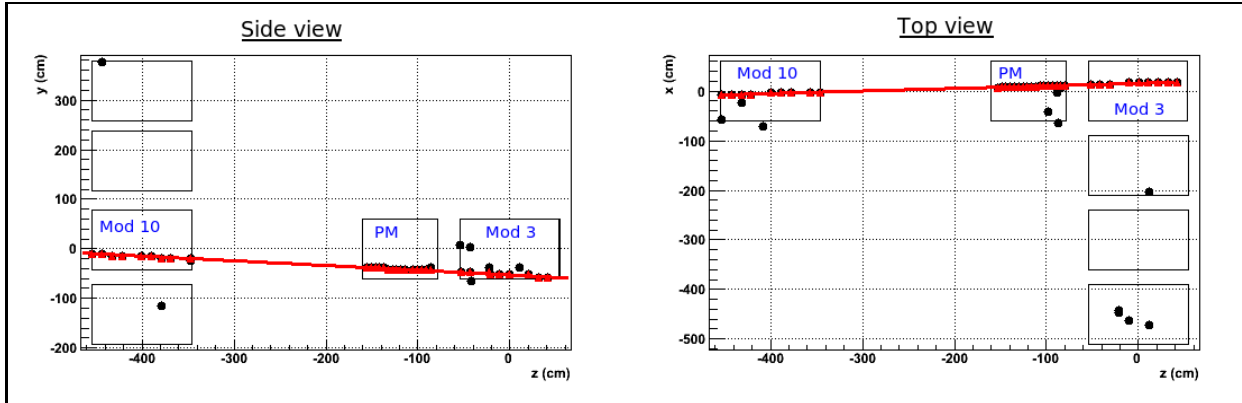


FIGURE 16.3 – Evènement traversant trois modules et correctement reconstruit.

Une étude systématique de l'ensemble de ce type d'évènements montre que l'alignement des 15 modules (les modules hors croix n'ont pas été étudiés) est correct dans les incertitudes du programme de reconstruction.

### 16.3 Séparation des interactions

Nous allons maintenant chercher à sélectionner les évènements de type CCQEL parmi les évènements reconstruits. Cette sélection est faite en utilisant une méthode de vraisemblance, comme celle exposée dans la partie 2. Le nombre de variables employées est plus réduit qu'au moment des études de conception du module, car une comparaison entre les distributions attendues par simulation et mesurées dans les données étaient différentes pour certaines variables de sélection. Dans le cadre de cette étude préliminaire, il a été décidé de faire une première sélection plus simple, en n'utilisant que quatre variables de sélection :

- le nombre de vertex reconstruits
- le nombre de traces reconstruites et appariées
- le nombre de traces reconstruites mais non appariées
- l'angle d'ouverture entre les deux traces

Nous allons considérer toutes les interactions se produisant pour des neutrinos muons. Les évènements seront répartis en trois catégories pour ces études : CCQEL, interactions 12 et 13 (les bruits de fond principaux, étudiés au moment de la conception du module), et toutes les interactions restantes. Nous pouvons construire à partir de ces catégories les distributions de la variable de vraisemblance pour le signal et pour le bruit de fond. Le signal est constitué uniquement des évènements CCQEL, le bruit de fond est construit à partir des deux catégories interactions 12 et 13 et autres interactions, affectées chacune d'un poids correspondant au nombre d'évènements attendus pour chacune de ces catégories. Enfin, les évènements simulés sont affectés de poids pour obtenir une distribution en énergie conforme à celle prévue pour les évènements du faisceau. Les distributions finales pour le signal et le bruit de fond sont présentées en figure 16.4.

Nous pouvons voir pour le signal un pic pour les hautes probabilités, et pour le bruit de fond un pic au niveau des basses probabilités. Cette méthode permet donc bien de séparer le signal du bruit de fond. Cette variable de probabilité semble néanmoins moins discriminante que celle présentée en partie 2 : cela provient de la diminution du nombre de variables utilisées pour cette probabilité. Le rapport signal sur bruit sera calculé à partir du nombre d'évènements attendus. Au vu de ces distributions, il a été décidé pour cette première étude d'effectuer la coupure pour une valeur de la probabilité de 0.6. Il pourrait sembler préférable de choisir 0.8, car le rapport signal sur bruit semble constant sur le domaine

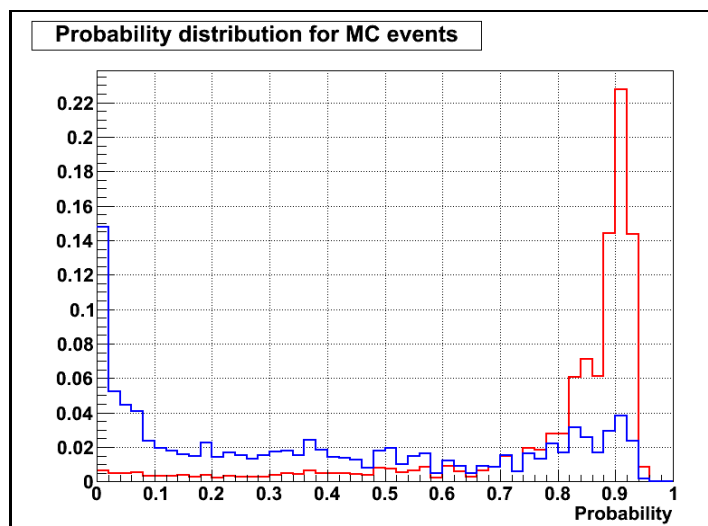


FIGURE 16.4 – Distribution de la variable de vraisemblance pour le signal (en rouge) et le bruit de fond (en bleu).

[0.6, 0.8] sur ces distributions normalisées. Comme le nombre d'évènements attendus est supérieur pour le bruit de fond cela améliorerait le rapport signal sur bruit. Cependant, comme nous le verrons plus tard, il existe des différences entre les distributions des probabilités attendues par simulation et mesurées dans les données pour les hautes probabilités. Il a donc été décidé de prendre de façon conservatrice une coupure plus modeste à 0.6 pour cette première analyse.

## 16.4 Nombre d'évènements attendus

Nous allons calculer le nombre d'évènements attendus pour un nombre de POT donné dans deux cas : tout d'abord le nombre d'évènements reconstruits dans le volume fiduciel, puis le nombre d'évènements attendus après sélection par la méthode de vraisemblance. Ces nombres seront calculés pour chacune des trois catégories d'évènements présentées dans la section précédente.

La méthode employé pour ce calcul est la méthode utilisant les tables de sections efficaces utilisée au moment de l'étude des données d'INGRID dans la partie 4. La première étape consiste à calculer le nombre d'interactions se produisant dans le volume fiduciel à partir des tables de sections efficaces. Ces tables sont présentées sur la figure 16.5.

La seconde calcule la proportion d'évènements qui sont ensuite reconstruits par l'algorithme : il s'agit de l'efficacité de tracking. Cette efficacité dépend entre autres de l'énergie du neutrino incident, comme le montre la figure 16.6 qui présente l'efficacité de tracking après sélection des évènements par la méthode de vraisemblance.

Nous sommes désormais en mesure de calculer les nombres d'évènements attendus et le rapport signal sur bruit. Ces nombres sont présentés dans la table 16.2, pour  $10^{21}$  POT, ce qui correspond à une année de prise de données avec l'intensité nominale de l'expérience T2K.

Le nombre d'évènements est suffisamment important pour obtenir des résultats valides statistiquement sur une année de prise de données à l'intensité nominale. Nous voyons également que la sélection des évènements améliore le rapport signal sur bruit d'un facteur 3. La valeur finale de ce rapport est cependant nettement inférieure à celle que l'on obtenait dans la partie 2. Il y a deux raisons principales à cela : tout d'abord nous n'avions considéré dans la partie 2 que les interactions 12 et 13 comme bruit de fond. Or il semble ici que les trois quarts du bruit de fond proviennent en fait des autres interactions. Cela peut sembler surprenant, car ces interactions produisent plus que 2 particules chargées, ce qui devraient se traduire par plus de 2 traces reconstruites pour l'évènement. Ce n'est en fait pas toujours le cas : il se peut que dans une projection, deux traces fassent un angle très faible. Alors dans cette projection une

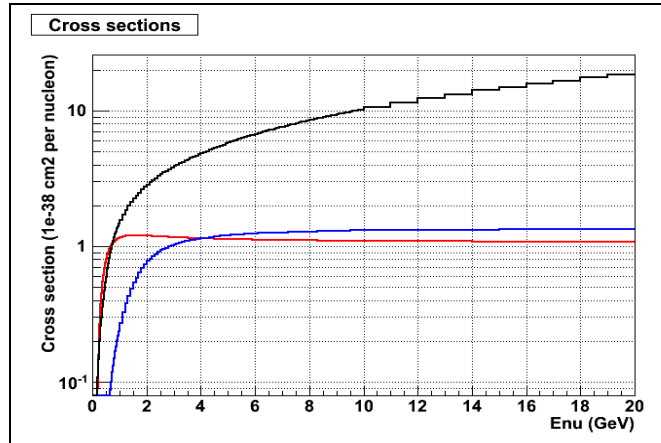


FIGURE 16.5 – Section efficaces pour les interactions CCQE (en rouge), les interactions 12 et 13 (en bleu) et les autres interactions (en noir) en fonction de l'énergie du neutrino.

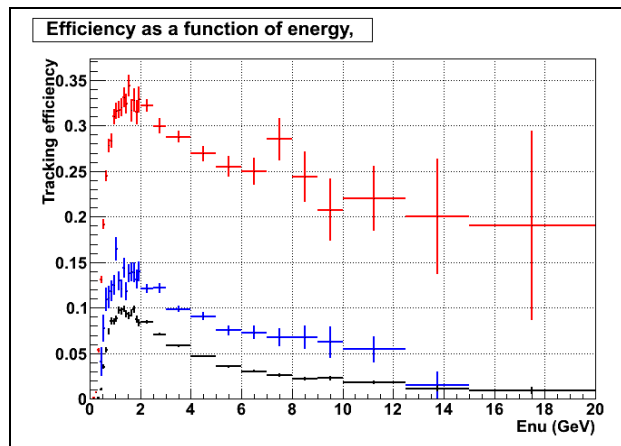


FIGURE 16.6 – Efficacité de tracking après sélection des interactions pour les interactions CCQE (en rouge), les interactions 12 et 13 (en bleu) et les autres interactions (en noir) en fonction de l'énergie du neutrino.

seule trace est reconstruite à la place des deux attendues. Ce problème devrait pouvoir être réglé par une amélioration de l'algorithme de reconstruction, ce qui permettrait une forte réduction du bruit de fond dans les analyses ultérieures. Il faut également noter que le nombre de variables utilisées a diminué, ce qui donne une sélection moins efficace des interactions. Enfin, il s'agit d'une étude préliminaire qui reste à améliorer.

## 16.5 Comparaison avec les données

Nous allons nous intéresser aux résultats mesurés avec les données des runs 36 et 37. Nous allons tout d'abord comparer les nombres d'évènements reconstruits dans le volume fiduciel et sélectionnés par la méthode de vraisemblance (table 16.3). Nous pouvons remarquer que les nombres de POT diffèrent de ceux présentés dans le chapitre précédent. Il s'agit ici des nombres de POT pour lesquels nous avons effectivement des données enregistrées par le Module Proton. Le problème de corruption d'un sous run entre autres explique les différences avec le nombre de POT pour lesquels l'accélérateur fonctionnait correctement.

Interactions	Evènements reconstruits dans le volume fiduciel	Evènements sélectionnés par vraisemblance
CCQEL	32858±181	28374±168
12 et 13	12419±111	4825±69
Autres	49391±222	14083±119
Total	94668±308	47282±217
<b>Signal sur bruit</b>	<b>0.53</b>	<b>1.5</b>

TABLE 16.2 – Nombres d’évènements attendus dans le Module Proton pour  $10^{21}$  POT. Erreur statistique uniquement.

Run	36		37	
Protons sur cible	$3.53 \times 10^{19}$		$4.99 \times 10^{19}$	
Type d’évènements	Reconstruits	Sélectionnés	Reconstruits	Sélectionnés
Attendus par simulation	3342±58	1669±41	4723±69	2359±49
Mesuré	3241±57	1262±36	4333±66	1679±41
<b>Mesuré sur attendu</b>	<b>0.97</b>	<b>0.76</b>	<b>0.92</b>	<b>0.71</b>

TABLE 16.3 – Comparaison des nombres d’évènements mesurés et attendus pour les runs 36 et 37.

Au niveau du nombre d’évènements reconstruits dans le volume fiduciel, l’accord est bon entre les nombres d’évènements attendus et mesurés. Pour le run 36, les deux valeurs sont même compatibles lorsque l’erreur statistique est prise en compte. Cependant, la méthode employée pour calculer le nombre d’évènements attendus est la même que celle employée pour l’analyse des données des modules standards d’INGRID, pour lesquelles le nombre d’évènements mesuré était supérieur d’environ 5% à la valeur attendue par simulation. La différence est ici du même ordre, mais dans le sens opposé. Il y a plusieurs explications possibles à cela : tout d’abord le nombre d’évènements attendus est calculé ici en séparant les interactions en trois catégories, et non plus en utilisant les résultats intégrés sur toutes les interactions. Sachant que l’efficacité de tracking est différente pour ces trois catégories d’interactions, le résultat sera différent si la proportion de ces trois catégories est incorrecte. Ensuite, un autre effet possible vient de l’appariement des traces. Nous avons vu pour le calcul des erreurs systématiques pour les modules standards que les effets d’une variation de cette coupure n’étaient pas correctement reproduits par les données. Or la méthode d’appariement des traces utilisées ici est plus contraignante que dans le cas des modules standards. L’efficacité de tracking étant calculée par simulation, ceci introduit sans doutes une erreur supplémentaire.

L’accord est moins bon au niveau du nombre d’interactions sélectionnées, avec un déficit du nombre d’évènements mesurés allant jusqu’à 30%. Il y a deux interprétations possibles à cela : soit la méthode de séparation ne fonctionne pas correctement, soit la proportion d’évènements CCQEL dans les évènements reconstruits est inférieure à celle prévue. Cela pourrait par exemple être le cas si parmi ces évènements il n’y avait pas uniquement des évènements du Module Proton, mais également des traces provenant d’interactions extérieures reconstruites par erreur à l’intérieur du module.

Nous pouvons calculer une distribution attendue de la variable de probabilité à partir de la simulation, et la comparer à celle des évènements provenant des données, le résultat est présenté en figure 16.7.

Nous pouvons voir que dans l’ensemble les deux distributions sont proches, sauf au niveau des extrêmes, c’est à dire aux endroits où les distributions du signal et du bruit de fond ont leur pic. Nous pouvons mesurer la proportion d’évènements qui passe la coupure de sélection des interactions dans les différents cas :

- simulation : 49.9%

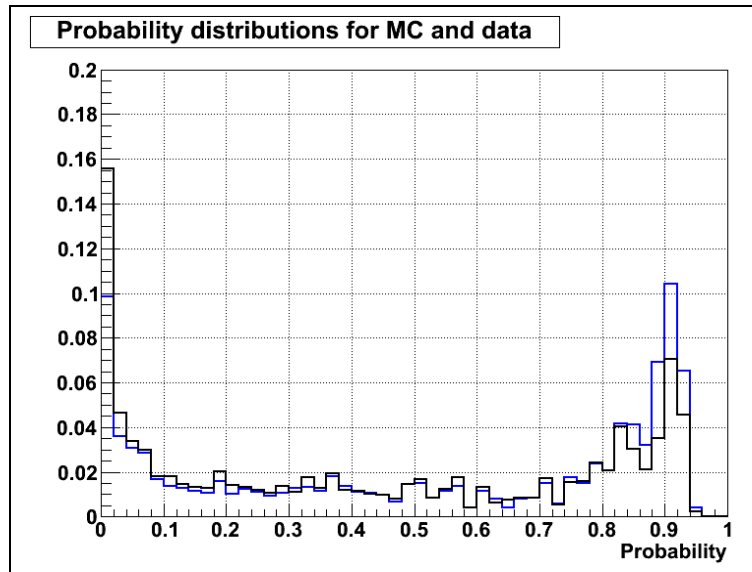


FIGURE 16.7 – Distributions de la variable de vraisemblance attendue par simulation (en bleu) et mesuré pour les évènements du run 37 (en noir).

- run 36 : 38.9%
- run 37 : 38.7%

Les résultats sont homogènes pour les données, mais la différence relative entre les données et la simulation est de -22%. Comme mentionné précédemment, ces différences pourraient avoir une origine théorique : les proportions d'évènements CCQEL et des autres interactions sont calculées à partir des tables de section efficace du logiciel NEUT. Or ces sections efficaces ne sont pas parfaitement connues aux énergies considérées ici. Cependant, la méthode de séparation ne paraît pas suffisamment fiable pour conclure sur ce point pour l'instant. Nous allons étudier certaines causes d'erreur dans cette sélection, dont la correction permettrait d'améliorer cette sélection et éventuellement d'obtenir ultérieurement un résultat à ce sujet.

## 16.6 Sources d'erreur et possibilités d'amélioration de la sélection des interactions

### Topologie des évènements

Comme expliqué précédemment, nous avons dû réduire dans cette étude préliminaire du Module Proton le nombre de variables utilisées dans la méthode de sélection. L'une des variables éliminées décrit la topologie de l'évènement : il s'agit du nombre de hits non utilisés dans les traces. C'est une variable a priori utile, car les évènements de type profondément inélastique produisent un grand nombre de particules, ce qui se traduit par un cluster de hits autour du vertex. Cependant, cette variable n'est utilisable que si la simulation Monte Carlo reproduit correctement la topologie des évènements. Nous pouvons pour cette variable calculer sa distribution attendue d'après la simulation, et la comparer aux données (figure 16.8).

Les distributions simulées et mesurées ne sont clairement pas compatibles : il y a beaucoup plus de hits inutilisés dans les données que ce qui était attendu. Une cause possible pour cet effet serait le bruit électronique du détecteur. En effet, les hits de bruit apparaissent à des endroits aléatoires et seront donc probablement des hits inutilisés dans les traces. Cependant, ce bruit a été mesuré dans les données et ajouté aux évènements simulés, à l'aide du générateur présenté au moment de l'étude de l'effet du bruit sur le nombre d'évènements reconstruits dans les modules standards. De plus, nous mesurons en moyenne dix hits de bruit par cycle dans le Module Proton, ces hits étant répartis avec la même distribution temporelle

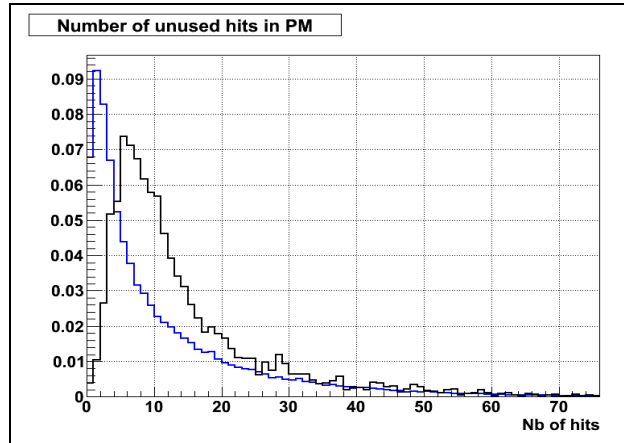


FIGURE 16.8 – Distributions du nombres de hits inutilisés attendue par simulation (en bleu) et mesuré pour les évènements du run 37 (en noir).

que les pour les modules standards (voir figure 12.26). Nous pouvons calculer le nombre de hits de bruits se produisant en coïncidence avec la fenêtre de temps correspondant à un évènement du faisceau : nous obtenons alors 1.4 hits de bruits par évènement, ce qui est insuffisant pour expliquer la différence entre les données et la simulation.

L’autre explication possible tient à la simulation électronique du détecteur, c’est à dire la modélisation de l’énergie recueillie par un scintillateur lorsqu’il est traversé par une particule, ce qui détermine si un hit est produit ou non. Il est possible que la simulation actuelle ne produise pas suffisamment de hits. La simulation d’INGRID va prochainement “migrer” vers la simulation globale des détecteurs proches développée par les groupes du ND280. Cette simulation possède une simulation électronique détaillée, qui permettra éventuellement de résoudre ce problème. Cela permettrait d’utiliser la variable du nombre de hits inutilisés, et donc d’améliorer la sélection des interactions. Cela pourrait également avoir un impact au niveau de la reconstruction des évènements, au niveau de l’étape d’appariement des traces qui peut échouer en cas de hits manquants, ou de hits supplémentaires. Il serait donc utile de refaire cette étude avec la nouvelle simulation Monte Carlo, pour tester ces hypothèses et éventuellement améliorer les résultats.

Une autre explication provenant de la simulation tient à la “physics list” employée pour cette simulation, QGSP. Comme nous l’avons dit précédemment, elle est beaucoup plus précise que celle employée pour les études de conception du Module Proton. Elle est cependant optimisée pour des énergies supérieures à celle des particules détectées ici, et elle ne modélise pas parfaitement les interactions des neutrons. Elle possède de plus un paramètre ajustable, la longueur minimum que la particule doit parcourir dans un matériau pour être créée par la simulation. Ce paramètre a pour l’instant été laissé à sa valeur par défaut, mais il influe sur le nombre de particules créées, et donc le nombre de hits présents dans un évènement simulé. Il est donc envisagé de refaire cette étude après avoir étudié en détails le choix de la “physics list”.

## Interactions à l’extérieur du Module Proton

Nous avons, pour calculer le nombre d’évènements attendus, uniquement considéré les évènements dont le vertex d’interaction produit par un  $\nu_\mu$  incident était situé à l’intérieur du Module Proton. Il se peut cependant que certains évènements provenant de l’extérieur du module soient reconstruits par erreur à l’intérieur du module. Nous allons étudier ici cette contamination, en considérant quatre types d’interactions extérieures :

- les interactions ayant lieu dans les modules verticaux standards
- les interactions ayant lieu dans les modules horizontaux standards
- les muons “de la roche”
- les rayons cosmiques.

Nous allons mesurer pour chaque type la proportion d'évènements qui est reconstruite et celle qui passe la coupure de sélection des interactions. Les interactions ayant lieu dans les modules horizontaux et verticaux ainsi que les muons de la roche sont simulés par Monte Carlo, alors que les rayons cosmiques sont issus des prises de données d'évènements cosmiques. Les résultats sont résumés dans la table 16.4.

Type d'évènements	Modules horizontaux	Modules verticaux	Muons de la roche	Cosmiques
Reconstruits (%)	0.003	0.04	0.14	0.9
Sélectionnés (%)	0.0001	0.01	0.03	0.07

TABLE 16.4 – Efficacité de tracking pour les interactions ayant lieu à l'extérieur du Module Proton

A l'aide de cette efficacité de tracking, nous pouvons calculer le nombre d'évènements attendus pour chacune de ces catégories pour  $10^{21}$  POT, les résultats sont présentés dans la table 16.5.

Type d'évènements	Modules horizontaux	Modules verticaux	Muons de la roche	Cosmiques	Total
Nombre d'interactions	$7.25 \times 10^6$	$7.62 \times 10^6$	$3.36 \times 10^6$	648	$1.82 \times 10^7$
Reconstruits	218	3048	4704	58	8028
Sélectionnés	7.2	762	1008	0.45	1778

TABLE 16.5 – Nombres d'évènements attendus pour  $10^{21}$  POT pour les interactions ayant lieu à l'extérieur du Module Proton

Les nombres d'interactions pour les modules horizontaux et verticaux sont calculés de la même façon qu'au moment de l'analyse des données d'INGRID. Pour les muons de la roche, nous avons considéré que le nombre de muons de la roche traversant le Module Proton était identique à celui du module horizontal central, car il sont situés à la même distance du centre du faisceau, et à une faible distance l'un de l'autre. Enfin, le chiffre fourni pour les évènements cosmiques est sujet à caution : en l'absence d'une méthode fiable pour évaluer le taux d'évènements cosmiques, nous avons utilisé le taux de contamination des données calculé au moment de la calibration d'INGRID dans la partie 4. Il s'agit d'un choix par défaut, et il faudra chercher une meilleure méthode d'estimation de ce taux pour les analyses finales. Avec cette méthode, la contamination obtenue est très faible pour les évènements cosmiques. Ce n'est pas surprenant car la méthode de coïncidence temporelle avec un faisceau pulsé permet normalement de réduire très fortement la contamination par les rayons cosmiques.

Au niveau des résultats, il semble y avoir deux sources de contamination majeures : les interactions ayant lieu dans les modules verticaux, et les muons de la roche. Il faut cependant noter que la statistique de l'échantillon utilisé pour les muons de la roche était assez limitée, il pourrait se révéler utile de refaire l'étude avec plus d'évènements simulés. Nous pouvons désormais comparer ces résultats aux nombres d'évènements attendus dans le Module Proton. Nous obtenons alors une contamination significative des évènements mesurés dans les données, de respectivement 7.8% et 3.6% pour les évènements reconstruits et les évènements sélectionnés.

Nous pouvons alors recalculer le pourcentage d'évènements reconstruits qui passent la coupure de sélection pour la simulation, en intégrant les évènements provenant de l'extérieur du module. Nous obtenons 47.8% au lieu de 49.9% obtenu précédemment, ce qui réduit la différence relative avec les données à -19%. L'évolution va dans le bon sens mais ne suffit pas à expliquer les différences observées.

Il semble néanmoins que la contamination des évènements mesurés par des évènements provenant de l'extérieur du module soit bien réelle. Ceci impliquerait notamment que l'accord entre les données et la simulation soit moins bon que ce que les premiers résultats indiquaient. Il pourra donc être utile pour les analyses finales d'étudier des méthodes permettant de couper ces évènements extérieurs. Cela pourrait par exemple être fait en utilisant les plans véto qui entourent le Module Proton.

## Problèmes liés aux traces courtes

Nous avons, pour obtenir une acceptation plus importante du module due à une statistique faible au niveau des données, fixé un nombre de hits minimum assez faible pour les traces. C'est particulièrement le cas pour la deuxième trace, pour laquelle seuls deux hits sont exigés si cette trace est située près de l'extrémité d'une autre trace. Il se peut alors que l'algorithme de reconstruction reconstruise mal certaines traces ou même de fausses traces. Cela serait le cas par exemple si il y avait un hit de bruit proche de l'extrémité d'une trace reconstruite.

Pour estimer l'impact de ces erreurs potentielles, nous allons comparer les résultats avec les paramètres par défaut à ceux obtenus en demandant au moins 4 hits dans la seconde trace. Nous allons tracer dans les deux cas les distributions attendues d'après la simulation et mesurées dans les données du run 37 pour deux variables : l'angle d'ouverture et le produit mixte. Le produit mixte est une variable utilisée dans la partie deux pour la sélection des interactions, et qui a été retirée dans cette partie à cause d'un désaccord entre les données et la simulation. Elle mesure la coplanarité des particules : dans le cas d'une interaction CCQEL, si l'on néglige le recul du neutron et le mouvement de Fermi, les trajectoires du neutrino, du muon et du proton doivent être dans un même plan, ce n'est par contre pas le cas pour les interactions produisant plus de deux particules. Les résultats sont présentés sur la figure 16.9 pour le produit mixte et 16.10 pour l'angle d'ouverture.

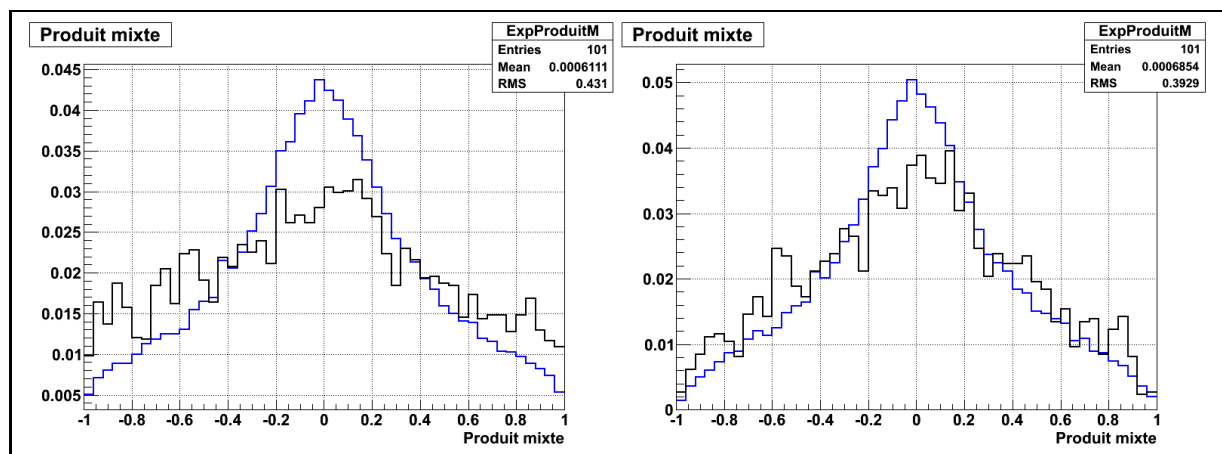


FIGURE 16.9 – Comparaison des distributions attendues (en bleu) et mesurées dans les données (en noir) pour le produit mixte. Le nombre de hits minimum par trace est de 2 pour la figure de gauche, et de 4 pour celle de droite.

L'accord entre les données et la simulation est meilleure lorsque l'on demande un minimum de 4 hits pour la seconde trace. C'est particulièrement le cas pour le produit mixte, qui semble de nouveau pouvoir être utilisé pour la sélection des événements si la seconde trace contient au moins 4 hits. Nous avons constaté lors de l'étude de l'acceptance que demander 4 hits réduisait fortement le nombre d'événements reconstruits. Nous ne disposons pas actuellement de suffisamment de données pour utiliser ce critère de sélection. Cependant, si l'intensité du faisceau continue à augmenter, il deviendra possible d'être plus sélectif, et d'utiliser cette variable supplémentaire pour la sélection des interactions, ce qui améliorerait son efficacité.

Concernant l'angle d'ouverture, l'accord est également meilleur si nous demandons un minimum de quatre hits pour la seconde trace. Il ne subsiste alors plus qu'un excès d'événements à fort angle dans les données. Ces événements sont peut-être ceux pour lesquels l'angle était mal reconstruit, qui constituait la queue de la distribution dans la figure 15.4.



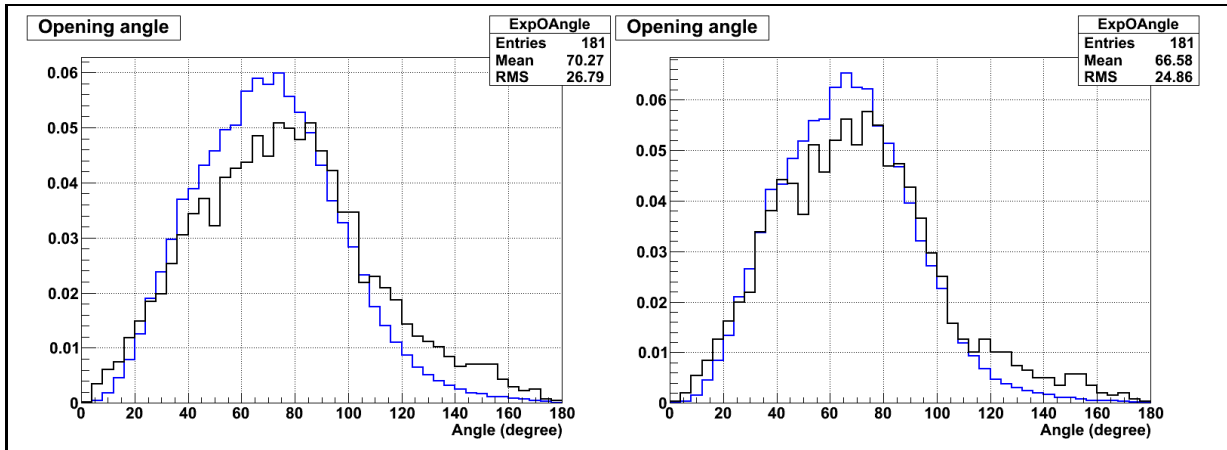


FIGURE 16.10 – Comparaison des distributions attendues (en bleu) et mesurées dans les données (en noir) pour l'angle d'ouverture. Le nombre de hits minimum par trace est de 2 pour la figure de gauche, et de 4 pour celle de droite.

## 16.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats préliminaires obtenus à partir des premières données du Module Proton. Ces résultats confirment le très bon fonctionnement du détecteur, et la possibilité de mesurer les interactions CCQEL. Ces résultats ne sont que préliminaires, et il subsiste un certain nombre de désaccords entre les données et la simulation. Plusieurs axes de travail sont envisagés pour améliorer les résultats :

- un travail sur la simulation, et notamment la simulation électronique du détecteur
- une meilleure étude des interactions se produisant à l'extérieur du module, pour réduire la contamination des données
- une coupure plus importante sur le nombre de hits minimum par trace qui sera possible lorsque nous disposerons de plus de données
- une amélioration de la reconstruction en elle-même

Une fois ces solutions mises en oeuvre, le Module Proton devrait permettre de mesurer le nombre d'interactions CCQEL sur l'axe du faisceau, en complément des détecteurs hors-axe du ND280 qui mesurent ce nombre dans la direction du détecteur lointain. Le module sera ensuite déplacé devant les autres modules horizontaux d'INGRID, ce qui permettra de mesurer comment ce nombre d'interactions varie lorsque l'on s'éloigne du centre du faisceau. Enfin d'autres études sont prévues à l'aide de ce module : il pourrait être utilisé pour calibrer les modules standards, et pour améliorer la détermination de la position du centre du faisceau.

# Conclusion

Le phénomène d'oscillation quantique des neutrinos a permis de démontrer expérimentalement que les neutrinos possédaient une masse non nulle. Ce phénomène est décrit par une matrice de mélange dont tous les paramètres sauf un, l'angle de mélange  $\theta_{13}$  ont pu être mesurés. Déterminer la valeur de ce dernier paramètre est l'objectif principal de l'expérience T2K, construite au Japon. Cette expérience utilise un faisceau de neutrinos muoniques produits par accélérateur, et cherche à détecter des neutrinos électroniques, apparus par oscillation, dans un détecteur lointain situé à 295 km du point de production des neutrinos à  $2.5^\circ$  de l'axe du faisceau.

L'expérience a commencé à fonctionner et à prendre des données en novembre 2009. Nous avons dans cette thèse étudié les premiers résultats au niveau du détecteur proche sur axe INGRID. Ce détecteur, constitué de plusieurs modules contenant du fer et des scintillateurs, permet d'étudier le faisceau de neutrinos sur l'axe, et notamment de mesurer la position de son centre. Nous avons vu au cours d'études sur la calibration de ce détecteur qu'il fonctionnait correctement et de manière stable dans le temps. Nous avons également pu mesurer un certain nombre de ses caractéristiques qui permettent un calcul des erreurs systématiques.

Nous avons étudié les caractéristiques du faisceau de neutrinos sur la première période de prise de données, le run 2010a. Nous avons ainsi pu vérifier que ce faisceau avait bien le profil attendu dans le plan transverse, et que le détecteur INGRID pouvait remplir son rôle principal pour les analyses d'oscillation : la détermination de l'angle hors-axe, avec une précision d'un milliradian. Les études sur le profil (x,y) du faisceau et le nombre d'événements attendus permettront ultérieurement d'améliorer la simulation JNU-BEAM du faisceau de neutrinos développée par le groupe de travail "faisceau". De ce point de vue, un léger excès d'événements, de l'ordre de 5%, est observé dans les données par rapport aux simulations, de façon stable dans le temps. Cet excès pourrait diminuer au fur et à mesure que la simulation du faisceau s'améliore grâce à nos résultats et à ceux de l'expérience NA61 qui mesure les particules produites par collisions de protons sur une cible de carbone identique à celle utilisée dans T2K.

Le second sujet de cette thèse concerne un nouveau détecteur : le Module Proton. Nous avons décrit la conception, l'installation et les premiers résultats de ce module, première amélioration de l'expérience T2K, placé entre les modules standards du détecteur INGRID. Il a pour vocation de mesurer les interactions CCQEL se produisant sur l'axe du faisceau, en détectant aussi le proton de recul : cette particule est rapidement arrêtée dans les modules standards d'INGRID à cause de la présence du fer. Le Module Proton n'est lui composé que de scintillateurs, ce qui permet au proton de parcourir une distance suffisante pour être détecté.

L'étude de ce module est séparée en deux parties : tout d'abord sa conception, avec une optimisation de la géométrie et le développement d'une méthode de reconstruction des événements, utilisant la transformation de Hough, pour détecter les événements CCQEL. Nous avons ensuite montré que ce module pouvait être utilisé pour mesurer spécifiquement le nombre d'interactions CCQEL à l'aide d'une méthode de vraisemblance. Sur la base de ces études, le Module Proton fut accepté par la collaboration. Sa construction et son installation eurent lieu à la fin du run 2010a, pendant l'été 2010. Il put ensuite être utilisé pour la seconde période de prise de données, le run 2010b.

L'étude de ces données constitue la deuxième partie consacrée au Module Proton. Nous avons développé un nouvel algorithme de reconstruction des événements pour combler les lacunes de l'algorithme utilisé pour les études de conception du module, et cherché à comparer les résultats mesurés avec les données à ce qui était attendu par simulation. Nous avons constaté que le module pouvait séparer les interactions

CCQEL des autres à l'aide de la méthode de vraisemblance. Cependant, certaines différences entre les données et la simulation subsistent. Plusieurs axes de travail sont suggérés pour corriger ces problèmes dus au caractère préliminaire de notre étude. Il ne fait aucun doute que le Module Proton doit pouvoir fournir un résultat précis concernant le nombre d'interactions CCQEL se produisant sur l'axe du faisceau pour une période de prise de données.

L'expérience T2K a suivi au cours des deux dernières années une montée en puissance, notamment au niveau de l'intensité du faisceau. Les opérations ont malheureusement dû être interrompues à cause du tremblement de terre ayant frappé le Japon le 11 mars 2011, mais devraient reprendre à la fin de cette année. La luminosité totale intégrée enregistrée au 11 mars correspond à  $1.46 \times 10^{20}$  POT. Le bon fonctionnement des différentes parties de l'expérience observé pendant les premières prises de données permet d'espérer des résultats sur la mesure de  $\theta_{13}$  prochainement. Ensuite, l'expérience pourra dans une deuxième phase étudier l'autre question ouverte concernant le phénomène d'oscillation quantique des neutrinos : une éventuelle asymétrie entre matière et antimatière qui traduirait une violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique du modèle standard. Cette étude pourra être réalisée en transformant le faisceau de neutrinos en faisceau d'antineutrinos et en comparant les résultats obtenus.

# Table des figures

1.1	Le mécanisme le plus simple postulé pour la double désintégration bêta sans neutrinos. Le ‘neutrino’ est produit comme un anti-neutrino et réabsorbé comme un neutrino. . . . .	11
2.1	Nombre d’évènements observés par Super-Kamiokande pour les neutrinos atmosphériques. A gauche les évènements de type neutrino électronique, et de type muonique à droite. La ligne rouge représente les prédictions du Monte Carlo sans oscillations, la ligne verte celles avec oscillations (paramètres donnant les meilleurs résultats). . . . .	22
3.1	Potentiel de découverte à $3\sigma$ des principales expériences mesurant $\theta_{13}$ , dans le cas d’une hiérarchie de masse normale. La largeur de la bande dans les cas de T2K et NO $\nu$ A provient de l’influence de $\delta$ . . . . .	27
3.2	Sensibilité de T2K pour $\theta_{13}$ après 5 ans de fonctionnement [15]. . . . .	28
3.3	Sensibilité de T2K pour les paramètres atmosphériques après 5 ans de fonctionnement, et comparaison avec les résultats des expériences MINOS et Super Kamiokande [16]. . . . .	29
4.1	Energie du neutrino produit en fonction de l’impulsion du pion pour différents angles hors-axe. En jaune la gamme d’énergie sélectionnée pour un angle hors axe compris entre 2 et 3°. . . . .	32
4.2	Spectre en énergie pour différents angles hors axe. Comparaison avec la probabilité d’oscillations . . . . .	32
4.3	Vue d’ensemble de l’expérience T2K [19] . . . . .	33
5.1	Schéma des différentes structures de J-PARC. . . . .	35
5.2	La cible de T2K sur son support permettant l’insertion dans la première corne. . . . .	38
5.3	Effet des cornes sur le flux de neutrino dans le détecteur proche INGRID. En rouge, sans aucune corne ; en vert en utilisant seulement la première corne et en noir lorsque toutes les cornes fonctionnent. . . . .	38
5.4	Vue d’ensemble de la zone contenant la cible et les cornes. Encadrée en jaune, la première corne contenant la cible. . . . .	39
5.5	Structure temporelle du faisceau. Chaque pic bleu correspond à une bouffée du faisceau. . . . .	41
5.6	Vue aérienne de J-PARC. . . . .	41
6.1	Vue d’ensemble des détecteurs proches. En bas le détecteur sur axe INGRID, et dans la partie du haut l’ensemble des détecteurs hors-axe. . . . .	42
6.2	L’aimant UA1, en position ouverte. En rouge et bleu la structure externe pour contrôler le flux, et en jaune et vert les bobines produisant le champ magnétique. . . . .	44
6.3	Vue d’ensemble des détecteurs proches hors-axe . . . . .	44
6.4	Un évènement neutrino détecté par les détecteurs proches hors-axe. . . . .	46
6.5	Agencement des modules du détecteur INGRID, vus dans la direction du faisceau. . . . .	48
6.6	Position des modules par rapport au centre théorique du faisceau. . . . .	48
6.7	Schéma d’un module d’INGRID . . . . .	49
6.8	Schéma éclaté d’un plan de tracking d’INGRID. . . . .	50

6.9	Un évènement cosmique dans un module INGRID. Les barres colorées montrent les scintillateurs activés : horizontaux en rouge, verticaux en bleu et véto en jaune. La trace reconstruite correspond au tube gris. . . . .	52
6.10	Le premier évènement neutrino de l'expérience T2K, détecté par INGRID. . . . .	53
6.11	Vue du détecteur INGRID dans le puit du ND280. . . . .	53
7.1	Organisation du détecteur Super-Kamiokande . . . . .	55
8.1	Vue éclatée du Module Proton. . . . .	59
8.2	Place disponible pour le module (vue de dessus). . . . .	60
8.3	Efficacité de reconstruction dans un module standard d'INGRID en fonction de la position du vertex dans un plan de tracking . . . . .	61
8.4	Vue de face d'un plan de tracking vertical . . . . .	62
8.5	Configuration décalée . . . . .	65
8.6	Organisation schématique du module (vue de dessus) . . . . .	66
8.7	Structure des scintillateurs dans le Module Proton (vue de profil). . . . .	68
8.8	Un plan véto du Module Proton assemblé, avec sa carte électronique. . . . .	70
9.1	Distribution de l'angle d'ouverture pour les évènements CCQEL . . . . .	74
9.2	Distribution de la variable de probabilité, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	76
9.3	Energie du neutrino incident, pour tous les évènements (rouge), les évènements reconstruits (bleu) et les évènements reconstruits ayant passé la sélection(vert) . . . . .	77
9.4	Interaction CCQEL pour le calcul de $Q^2$ . . . . .	78
9.5	Moment transféré pour tous les évènements (rouge), les évènements reconstruits (bleu) et les évènements reconstruits ayant passé la sélection(vert) . . . . .	78
9.6	Moment transverse du neutrino incident, pour tous les évènements (rouge), les évènements reconstruits (bleu) et les évènements reconstruits ayant passé la sélection(vert) . . . . .	79
10.1	Valeur de la variable de probabilité pour les évènements CCQEL(rouge), l'interaction 12 (bleu) et l'interaction 13(vert) . . . . .	83
10.2	Energie du neutrino incident, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d'interaction (bleu) . . . . .	84
10.3	Moment transféré, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d'interaction (bleu) . . . . .	84
10.4	Moment transverse du neutrino incident, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d'interaction (bleu) . . . . .	85
10.5	Position du Module Proton dans le détecteur INGRID. . . . .	86
11.1	Nombre de protons délivrés sur la cible et intensité du faisceau pendant la première période de prises de données de T2K. . . . .	89
12.1	Structure temporelle de l'acquisition des données. Les données ne sont effectivement enregistrées que dans les zones vertes, et l'ensemble de l'acquisition comporte 23 cycle. . . . .	94
12.2	Distribution de $\theta_y$ pour les évènements neutrinos (à gauche) et pour les évènements cosmiques (à droite). . . . .	94
12.3	Distribution de $\theta_y$ pour les évènements parasites des runs faisceau. On retrouve la même structure que pour les données cosmiques. . . . .	94
12.4	Distribution du tdc relatif pour les différentes voies (à gauche) et les différents plans (à droite). . . . .	96
12.5	Valeur moyenne du tdc relatif pour les différents plans, données du run faisceau 34. . . . .	96
12.6	Valeur moyenne du tdc relatif après corrections plan par plan, pour les différentes voies (à gauche) et pour les différents plans (à droite), données des runs faisceau 29 à 34. . . . .	97
12.7	Tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur, pour les données faisceau (à gauche), et pour les données cosmiques (à droite). . . . .	97

12.8	Tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur, données cosmiques, projection verticale à gauche et horizontale à droite. . . . .	98
12.9	Tdc relatif moyen par voie après corrections, données faisceau à gauche et données cosmiques à droite. . . . .	99
12.10	Tdc relatif moyen par voie après corrections, données faisceau, scintillateurs horizontaux en rouge et scintillateurs verticaux en bleu. . . . .	99
12.11	Stabilité dans le temps du tdc relatif. A gauche la valeur moyenne et à droite la moyenne quadratique. La coupure fiducielle n'est pas utilisée ici. . . . .	100
12.12	Différence avec le temps attendu pour les hits des traces reconstruites du run faisceau 32. Ici les corrections et la coupure fiducielle sont appliquées. . . . .	101
12.13	Stabilité dans le temps des paramètres du fit pour la différence du temps d'arrivée attendu. A gauche l'écart type et à droite la valeur moyenne. En vert, la séparation entre les différents runs. . . . .	102
12.14	Distribution de l'énergie déposée par scintillateur pour les hits des traces reconstruites. Cette distribution comprend tous les scintillateurs du détecteur. . . . .	103
12.15	Distribution de l'énergie déposée pour les hits des traces reconstruites avec (rouge) et sans (noir) coupure de tdc relatif. . . . .	103
12.16	Distribution de l'énergie déposée pour le canal à faible gain (rouge) et le canal à fort gain (noir). . . . .	104
12.17	Distance parcourue (en rouge) dans le scintillateur en fonction de l'angle fait par la trajectoire de la particule et l'axe z. . . . .	105
12.18	Energie moyenne des hits en fonction de leur position dans le scintillateur, pour les canaux à fort gain (noir) et à faible gain (rouge). . . . .	105
12.19	Interpolation de l'énergie déposée dans le détecteur pour les canaux à fort (gauche) et faible (droite) gain pour les scintillateurs du module 3. . . . .	106
12.20	Evolution dans le temps de la valeur moyenne (à droite) et de la position du pic (à gauche) de l'énergie déposée dans le détecteur. . . . .	106
12.21	Température moyenne pour le run 33. A gauche capteurs situés en haut des modules, à droite ceux du bas. . . . .	107
12.22	Différence de température entre les capteurs du haut et du bas pour le run 33. . . . .	108
12.23	Evolution de la température du module 7 (en rouge, axe de gauche) et de la différence entre les températures mesurées par les deux capteurs (en bleu, axe de droite). . . . .	108
12.24	Taux de bruit mesuré (par voie) sur le run 33 pour les voies des modules horizontaux (rouge) et verticaux (bleu). . . . .	109
12.25	Taux de bruit par module mesuré sur le run 33 pour les différents modules. . . . .	110
12.26	Nombre de hits de bruits se produisant à un temps donné au cours du premier cycle d'intégration, pour toutes les voies du détecteur. . . . .	110
12.27	Evolution de la température moyenne (bleu, axe de droite) et du bruit moyen (noir, axe de gauche) en fonction du temps pendant les runs 32 à 34. . . . .	111
12.28	Lien entre les variations de température et de taux de bruit pour le module 3 durant le run 33. . . . .	111
12.29	Paramètre du fit obtenu pour les différents modules et les différents runs. . . . .	112
13.1	Exemple d'évènement où un plan est inefficace. Entouré en bleu, l'endroit où la particule traverse un plan sans laisser de hits. . . . .	113
13.2	Principe du test d'efficacité. Ici le troisième plan est testé. . . . .	114
13.3	Exemple d'un cas problématique pour l'algorithme d'efficacité. . . . .	115
13.4	Efficacité moyenne en fonction du numéro de plan, moyennée sur tous les modules. Des variations d'efficacité de $\pm 0.25\%$ sont observées entre les différents plans . . . . .	116
13.5	Inefficacité en fonction de l'angle de la trace pour des overvoltages de 1.1V (bleu) et 1.3V (rouge). . . . .	117
13.6	Coupe d'un scintillateur. La partie jaune pâle correspond à la zone active, et la couche blanche à l'enduit. . . . .	118

13.7	Modèle de scintillateur utilisé dans la simulation. La zone active est en vert, l'enduit en blanc. Les dimensions sont en mm. Les particules entrent généralement dans le scintillateur par le côté le plus large. . . . .	118
13.8	Résultat de la simulation de l'inefficacité en fonction de l'angle. . . . .	119
13.9	Comparaison entre les données et la simulation, avec (à droite) et sans (à gauche) ajout de terme constant à la simulation. La simulation est en bleu, les données en vert pour un overvoltage de 1.1V et en rouge pour 1.3V. . . . .	119
13.10	Figure de gauche : distribution angulaire des traces reconstruites pour les données faisceau. Figure de droite : Efficacité des scintillateurs pour les données cosmiques en fonction de l'angle. . . . .	121
14.1	Distribution du nombre de hits de bruit par cycle. . . . .	125
14.2	Variation du nombre d'événements reconstruits en fonction du taux de bruit. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. . . . .	127
14.3	Coefficient de proportionnalité entre le taux de bruit et la variation du nombre d'événements reconstruits, en utilisant pour la simulation du bruit les mesures faites lors de différents runs. . . . .	127
14.4	Taux d'événements en fonction du temps pour les runs faisceau 29 à 34. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. . . . .	129
14.5	Rapport des flux de neutrinos obtenu avec gFluka et fluka2008 en fonction de la position en X dans le plan transverse et de l'énergie des neutrinos. . . . .	130
14.6	Flux de neutrinos au niveau des modules horizontaux donné par la distribution officielle (en rouge) et obtenu avec JNUBEAM (en noir). La figure de droite montre le résultat obtenu après rééquilibrage. . . . .	130
14.7	Section efficace d'interaction des neutrinos muons dans le fer. . . . .	131
14.8	Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie du neutrino. . . . .	132
14.9	Profil au niveau des modules horizontaux, obtenus avec le Monte Carlo complet (rouge), et la méthode utilisant les tables de sections efficaces (noir). Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. . . . .	133
14.10	Distribution du courant alimentant la première corne pour les tirs de faisceau des runs 29 à 34. . . . .	134
14.11	Taux d'événement dans le détecteur INGRID en fonction du courant alimentant la première corne. En noir la droite obtenue par interpolation linéaire. . . . .	134
14.12	Figure de gauche : définition des volumes fiduciels. Figure de droite : 4 des 9 positions possibles pour le nouveau volume fiduciel à l'intérieur du volume fiduciel standard. . . . .	135
14.13	Distribution de D pour les données (en bleue) et pour la simulation Monte Carlo (en rouge). . . . .	137
14.14	Comparaison entre les données et la simulation pour le taux d'évènement. La ligne rouge donne la valeur obtenue par simulation, et les lignes pointillées les bornes provenant de l'erreur systématique. . . . .	139
14.15	Profil horizontal avec un intervalle par module, run 34. Erreur statistique uniquement. . . . .	140
14.16	Profil horizontal pour le run 34 avec cinq (à gauche) et dix (à droite) intervalles de mesure par module. Erreur statistique uniquement. . . . .	141
14.17	Figure de gauche : efficacité de reconstruction en fonction de la position de l'interaction. Figure de droite : modèle utilisé pour reproduire cet effet . . . . .	141
14.18	Profil horizontal pour le run 34, obtenu en corrigeant les variations d'efficacité en fonction de la position de l'interaction dans le module. . . . .	142
14.19	Simulation de l'énergie moyenne des neutrinos muons en fonction de leur distance "rnu" au centre du faisceau, au niveau du détecteur INGRID. . . . .	143
14.20	Distributions normalisées du flux incident de neutrinos (en rouge) et de leurs interactions (en noir) dans les modules horizontaux. . . . .	143
14.21	Comparaison entre données du run 34 (en noir) et simulation (en rouge) pour le profil horizontal. . . . .	144
14.22	Comparaison entre données du run 34 (en noir) et simulation (en rouge) pour le profil vertical. . . . .	144
14.23	Exemple de distribution gaussienne simulée avec 10000 entrées et centrée en 0. . . . .	145

14.24	Distributions des erreurs sur la position du centre, avec respectivement 10000 (figure de gauche) et 200000 (figure de droite) entrées par profil. . . . .	146
14.25	Relation entre la valeur moyenne de la distribution et la position du centre de la gaussienne.	146
14.26	Erreur sur la position du centre en fonction de la statistique pour les méthodes d'interpolation gaussiennes avec 10 (bleu) et un (vert) intervalles par module, la méthode utilisant la valeur moyenne (rouge) et l'erreur sur l'interpolation donnée par ROOT (fushia). Figure de droite : interpolation de l'erreur pour la méthode gaussienne à un intervalle par module.	147
14.27	Distribution des centres mesurés pour les profils horizontaux (à gauche) et verticaux (à droite) lorsque l'on fait varier le nombre d'évènements reconstruits dans le domaine permis par les erreurs systématiques. . . . .	148
14.28	Positions mesurées pour le centre du faisceau sur la période correspondant aux runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Les lignes pointillés verts correspondent à $\pm 1$ mrad. . . . .	149
14.29	Positions mesurées pour le centre du faisceau sur la période correspondant aux runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Intervalles de $4 \times 10^5$ secondes. Les lignes pointillés verts correspondent à $\pm 1$ mrad. . . . .	149
14.30	Comparaison entre les positions du centre du faisceau mesurées par INGRID et par le MUMON, pour les runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Intervalles de $4 \times 10^5$ secondes. . . . .	150
14.31	Vue de l'intérieur de Super Kamiokande pendant une opération de maintenance. . . . .	151
15.1	Evènement reconstruit dans le Module Proton (et un module standard), comportant une interaction produisant deux particules chargées (en vert et bleu) et une particule produite à l'extérieur du module (en rouge). . . . .	158
15.2	Evènement reconstruit dans le Module Proton, comportant une interaction produisant trois particules chargées. . . . .	158
15.3	Distribution des erreurs sur la position du vertex reconstruit, coordonnée x (à gauche) et y (à droite). . . . .	159
15.4	Erreur sur la reconstruction de l'angle d'ouverture pour les évènements CCQEL . . . . .	159
15.5	Figure de gauche : efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie pour les évènements CCQEL. Figure de droite : distribution de l'énergie des neutrinos interagissant dans le Module Proton pour les interactions CCQEL. . . . .	160
16.1	Intensité du faisceau pour les runs 36 et 37. . . . .	162
16.2	Evènement mal reconstruit à cause d'un problème d'alignement des modules. . . . .	163
16.3	Evènement traversant trois modules et correctement reconstruit. . . . .	164
16.4	Distribution de la variable de vraisemblance pour le signal (en rouge) et le bruit de fond (en bleu). . . . .	165
16.5	Section efficaces pour les interactions CCQEL (en rouge), les interactions 12 et 13 (en bleu) et les autres interactions (en noir) en fonction de l'énergie du neutrino. . . . .	166
16.6	Efficacité de tracking après sélection des interactions pour les interactions CCQEL (en rouge), les interactions 12 et 13 (en bleu) et les autres interactions (en noir) en fonction de l'énergie du neutrino. . . . .	166
16.7	Distributions de la variable de vraisemblance attendue par simulation (en bleu) et mesuré pour les évènements du run 37 (en noir). . . . .	168
16.8	Distributions du nombres de hits inutilisés attendue par simulation (en bleu) et mesuré pour les évènements du run 37 (en noir). . . . .	169
16.9	Comparaison des distributions attendues (en bleu) et mesurées dans les données (en noir) pour le produit mixte. Le nombre de hits minimum par trace est de 2 pour la figure de gauche, et de 4 pour celle de droite. . . . .	171
16.10	Comparaison des distributions attendues (en bleu) et mesurées dans les données (en noir) pour l'angle d'ouverture. Le nombre de hits minimum par trace est de 2 pour la figure de gauche, et de 4 pour celle de droite. . . . .	172



C.1	Distribution de l'angle d'ouverture reconstruit, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	XIV
C.2	Distribution de l'écart entre la coordonnée z des vertex reconstruits sur chaque plan, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	XV
C.3	Distribution de l'écart entre les pentes des traces reconstruites sur le plan vertical, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	XV
C.4	Distribution de l'écart entre les pentes des traces reconstruites sur le plan horizontal, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	XV
C.5	DirProb, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	XVI
C.6	SensProb, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	XVI
C.7	ImpProb, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits . . . . .	XVI
D.1	Angle d'ouverture. . . . .	XVII
D.2	PosProb : nombres de hits du mauvais côté du vertex reconstruit. . . . .	XVII
D.3	Produit mixte : variable permettant de déterminer si les traces du neutrino, du muon et du proton sont dans un même plan. . . . .	XVIII
D.4	Nombre de hits de haute densité . . . . .	XVIII
D.5	Fraction de hits non utilisés dans la reconstruction des traces. . . . .	XVIII
E.1	Assemblage des plans de tracking . . . . .	XIX
E.2	Assemblage d'un module horizontal . . . . .	XIX
E.3	Fin de l'assemblage des modules horizontaux . . . . .	XX
E.4	Assemblage des modules verticaux . . . . .	XX
E.5	Descente d'un module vertical dans le puit . . . . .	XX
F.1	Arrivée de la structure du module . . . . .	XXI
F.2	Fixation d'une carte électronique TFB à son support . . . . .	XXI
F.3	Un plan de tracking assemblé dans le module . . . . .	XXII
F.4	Insertion du plan de veto bas sous le module. . . . .	XXII
F.5	Le module assemblé. . . . .	XXIII

# Liste des tableaux

1.1	Les différentes expériences recherchant la double désintégration bêta sans neutrinos . . . . .	12
4.1	Erreurs systématiques pour l'apparition des neutrinos électroniques. . . . .	34
6.1	Masse totale (en kg) de fer présente dans chaque module. La valeur de conception est de 7065kg par module. . . . .	51
6.2	Nombres d'évènements $\nu_\mu$ attendu par module pour $10^{21}$ protons sur cible (un an de prise de données à pleine intensité), dans les conditions de la première période de prise de mesure (Courant des cornes de 250 kA). Le modèle utilisé est FLUKA2008 pour les interactions hadroniques dans la cible. . . . .	52
8.1	Matériels disponibles pour le Module Proton . . . . .	60
8.2	Influence du nombre de scintillateurs minces . . . . .	63
8.3	Comparaison entre des configurations ayant un nombre de plans différents . . . . .	63
8.4	Influence de l'espacement entre deux plans successifs sur les performances du module . . . . .	64
8.5	Comparaison configurations normale et décalée . . . . .	65
8.6	Pièces utilisées pour le Module Proton . . . . .	67
8.7	Acceptance par trace du Module Proton pour les évènements CCQEL . . . . .	67
8.8	Scintillateurs réellement disponibles pour le Module Proton . . . . .	68
9.1	Performance de l'algorithme de sélection des évènements bien reconstruits . . . . .	76
9.2	Efficacité de reconstruction des évènements CCQEL pour le Module Proton . . . . .	79
9.3	Proportion d'évènements CCQEL reconstruits dans le Module Proton . . . . .	80
10.1	Performance de l'algorithme de séparation des différents types d'interactions. . . . .	83
11.1	Voies défectueuses du détecteur INGRID . . . . .	90
11.2	Critères de déclenchement de l'acquisition des données cosmiques . . . . .	91
11.3	Runs 2010a du faisceau de neutrinos. . . . .	92
12.1	Fraction d'évènements cosmiques parasites dans les données, par cycle et par évènement où une trace au moins a été reconstruite . . . . .	95
12.2	Effet de la correction du temps de propagation dans la fibre sur la distribution du tdc de tous les hits présents dans des traces reconstruites. . . . .	98
12.3	Stabilité de la distribution du tdc relatif sur les différents runs faisceau . . . . .	100
12.4	Effet des corrections et de la coupure fiducielle sur le fit gaussien de la différence du temps d'arrivée. . . . .	101
12.5	Stabilité de la différence du temps d'arrivée des neutrinos sur les différents runs faisceau. . . . .	102
13.1	Nombre de triggers auxquels chaque plan participe . . . . .	116
13.2	Erreur systématique pour le test d'efficacité . . . . .	117
13.3	Angles donnant une progression régulière de la particule dans un module. . . . .	120
13.4	Efficacité mesurée pour les différents modules . . . . .	120
14.1	Variations dues à la masse de fer pour les différents modules. . . . .	124

14.2	Variations du nombre d'évènements reconstruit à cause du bruit. . . . .	126
14.3	Nombre d'évènements reconstruits en fonction du volume fiduciel . . . . .	135
14.4	Nombre d'évènements reconstruits en fonction de la coupure d'appariement. . . . .	136
14.5	Bilan des erreurs systématiques sur le nombre d'évènements reconstruits dans le détecteur INGRID. . . . .	138
14.6	Ecart type des profils mesurés et simulés dans le détecteur INGRID. . . . .	145
14.7	Erreur systématique sur la position du centre du faisceau, obtenue en faisant varier le nombre d'évènements reconstruits dans les différents runs. . . . .	148
14.8	Nombres d'évènements $\nu_\mu$ attendus et observés par Super Kamiokande pour le run 2010a [28].	151
15.1	Acceptance du Module Proton en fonction du nombre de hits minimum demandé par trace	156
15.2	Efficacité de reconstruction du Module Proton. . . . .	160
16.1	Runs faisceau lors de la seconde période de prise de données. . . . .	163
16.2	Nombres d'évènements attendus dans le Module Proton pour $10^{21}$ POT. Erreur statistique uniquement. . . . .	167
16.3	Comparaison des nombres d'évènements mesurés et attendus pour les runs 36 et 37. . . . .	167
16.4	Efficacité de tracking pour les interactions ayant lieu à l'extérieur du Module Proton . . . . .	170
16.5	Nombres d'évènements attendus pour $10^{21}$ POT pour les interactions ayant lieu à l'extérieur du Module Proton . . . . .	170

# Bibliographie

- [1] Cette partie a été réalisée à partir de mon mémoire de fin de maitrise, Neutrino Oscillations and the Seesaw Mechanism, réalisé dans le cadre du Master of Science in quantum fields and fundamental forces de l'Imperial College de Londres.
- [2] Boris Kayser, Neutrino Mass, Mixing, and Flavor Change, arXiv :hep-ph/0211134v1.
- [3] C. E. Aalseth et al, Comment on 'Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay' , Mod.Phys.Lett. A17 (2002) 1475-1478.
- [4] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al, Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay , Mod.Phys.Lett. A16 (2001) 2409-2420.
- [5] Petr Vogel, Neutrino Mass and Neutrinoless Double Beta Decay, arXiv :0807.1559v1.
- [6] R.N. Mohapatra et al, Theory of Neutrinos : A White Paper, arXiv :hep-ph/0510213v2.
- [7] Paul Langacker, Jens Erler, Eduardo Peinado, Neutrino Physics, J.Phys.Conf.Ser. 18 (2005) 154-187.
- [8] G.L Fogli, E. Lisi, G. Scioscia, Accelerator and reactor neutrino oscillation experiments in a simple three-generation framework ,Phys.Rev. D52 (1995) 5334-5351.
- [9] M.C Gonzalez-Garcia, M.Maltoni, Impact of two mass-scale oscillations on the analysis of atmospheric and reactor neutrino data, arXiv :hep-ph/0202218v3.
- [10] Mauro Mezzetto, Thomas Schwetz, Theta13 : phenomenology, present status and prospects, arXiv :1003.5800 [hep-ph].
- [11] A. Yu. Smirnov, The MSW effect and Matter Effects in Neutrino Oscillations, Phys.Scripta T121 (2005) 57-64.
- [12] Minako Honda, Yee Kao, Naotoshi Okamura, Tatsu Takeuchi, A Simple Parameterization of Matter Effects on Neutrino Oscillations, arXiv :hep-ph/0602115v1.
- [13] Super-Kamiokande collaboration, Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande, Phys.Rev. D74 (2006) 032002.
- [14] SNO Collaboration, Electron Energy Spectra, Fluxes, and Day-Night Asymmetries of 8B Solar Neutrinos from the 391-Day Salt Phase SNO Data Set, Phys.Rev. C72 (2005) 055502.
- [15] Figure officielle de la collaboration T2K.
- [16] A. Minamino, The T2K experiment : Status and future plans, présentation faite à La Thuile 2011.
- [17] Résultats présentés à la conférence Neutrino 2010 à Athènes.
- [18] N.C Hastings, The T2K Neutrino Oscillation Experiment and Possible Future Projects, arXiv :0905.1211v1 [hep-ex].
- [19] Alysia Marino, présentation à CIPANP '09.
- [20] M. Nomura et al., The origin of magnetic alloy core buckling in J-PARC 3 GeV RCS, Nucl. Instr. and Meth. A (2010).
- [21] M. Tomizawa, Machine Status of J-PARC, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 154 (2006) 123-128.
- [22] A. Murakami, présentation lors d'un meeting INGRID.
- [23] Hirokazu Maesaka, Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-based Experiment, PhD Thesis, Kyoto University, July 2005.

- [24] Technical design review du ND280.
- [25] A. Murakami, présentation lors du meeting de collaboration T2K d'août 2010.
- [26] P. Dinh Tran, Etude de la conception du détecteur INGRID et de ses performances dans l'expérience neutrino T2K, thèse.
- [27] M. Hemery et D. Suchet, étude réalisée lors de leur stage dans le groupe T2K au Laboratoire Leprince Ringuet.
- [28] A. Rubbia, First Neutrino Oscillation Results from the T2K experiment, présentation faite lors du XIV International Workshop on Neutrino Telescopes.
- [29] C.Amsler et al. Physics letters b667, 2008.
- [30] C. Giunti. Neutrino flavor states and the quantum theory of neutrino oscillations, arxiv :0801.0653v1 [hep-ph].

## Annexe A

# Calcul de la probabilité d'oscillation des neutrinos

On part de la formule précédemment trouvée :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L, E) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right)$$

On sait que cette probabilité est réelle, donc :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i,j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cos\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right) + \sum_{i,j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right) \quad (\text{A.1})$$

En utilisant la formule  $\cos(2x) = 1 - 2 \sin^2(x)$ , le premier terme devient :

$$\sum_{i,j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) - 2 \sum_{i,j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}\right)$$

De plus :

$$\sum_{i,j} \Re\left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*\right) = \Re\left(\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i}\right) \left(\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^*\right)$$

Comme U est une matrice unitaire :

$$\begin{aligned} \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* &= \sum_j U_{\alpha j} U_{j\beta}^\dagger = \delta_{\alpha\beta} \\ \Re\left(\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i}\right) &= \Re\left(\sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^*\right) = \Re\left(\sum_i U_{\alpha i} U_{i\beta}^\dagger\right) = \delta_{\alpha\beta} \end{aligned}$$

Finalement :

$$\sum_{i,j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) = \delta_{\alpha\beta}$$

Comme  $\Delta m_{ii}^2 = 0$ , on peut écrire pour le terme en  $\sin^2$  :

$$\sum_{i,j} = \sum_i \sum_{j,j>i} + \sum_i \sum_{j,j<i}$$

On renomme alors les indices dans la première somme :

$$\begin{aligned}
\sum_i \sum_{j,j>i} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) &= \sum_j \sum_{i,i>j} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^*) \sin^2 \left( \Delta m_{ji}^2 \frac{L}{4E} \right) \\
\sum_i \sum_{j,j>i} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) &= \sum_i \sum_{j,j<i} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^*) \sin^2 \left( -\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\
\sum_i \sum_{j,j>i} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) &= \sum_i \sum_{j,j<i} (U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\beta i}) \sin^2 \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right)
\end{aligned}$$

On trouve donc que le terme en  $\sin^2$  vaut :

$$-4 \sum_i \sum_{j,j<i} \Re (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right)$$

On arrive par le même genre de manipulations à l'expression suivante pour le terme en sinus :

$$\sum_{i,j} \Im (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) = 2 \sum_i \sum_{j,j<i} \Im (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right)$$

Si l'on repasse dans les unités du système international, le terme de phase vaut :

$$\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \rightarrow \Delta m_{ij}^2 \frac{c^3 L}{2\hbar E} = 2.54 \Delta m_{ij}^2 \frac{L[km]}{E[GeV]}$$

On a alors la formule standard pour la probabilité d'oscillation des neutrinos :

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_i \sum_{j,j<i} \Re (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right) \\
&+ 2 \sum_i \sum_{j,j<i} \Im (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left( 2.54 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right)
\end{aligned} \tag{A.2}$$

## Annexe B

# Calcul des probabilités d'oscillation dans le cadre des quasi oscillations à deux saveurs

On part de la formule standard calculée dans l'annexe précédente. La matrice  $U$  étant réelle, on pourrait remplacer  $U^*$  par  $U$ . Commençons par la probabilité de disparition :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= -4(U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^*) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) - 4(U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^*) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \\ P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= -4(U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} (U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^*)) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \\ P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= -4(U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} (U_{\alpha 1} U_{1\beta}^\dagger + U_{\alpha 2} U_{2\beta}^\dagger)) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \end{aligned}$$

$U$  étant une matrice unitaire, on a :

$$U_{\alpha 1} U_{1\beta}^\dagger + U_{\alpha 2} U_{2\beta}^\dagger = -U_{\alpha 3} U_{3\beta}^\dagger$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= 4(U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3})(U_{\alpha 3} U_{3\beta}^\dagger) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \\ P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= 4|U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \end{aligned}$$

On procède de la même façon pour la probabilité de survie :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - 4(U_{\alpha 3}^* U_{\alpha 3} U_{\alpha 1} U_{\alpha 1}^*) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) - 4(U_{\alpha 3}^* U_{\alpha 3} U_{\alpha 2} U_{\alpha 2}^*) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \\ P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - 4U_{\alpha 3}^* U_{\alpha 3} (U_{\alpha 1} U_{\alpha 1}^* + U_{\alpha 2} U_{\alpha 2}^*) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \end{aligned}$$

$U$  étant toujours une matrice unitaire :

$$U_{\alpha 1} U_{\alpha 1}^* + U_{\alpha 2} U_{\alpha 2}^* = 1 - U_{\alpha 3} U_{\alpha 3}^*$$

Finalement :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right)$$



## Annexe C

# Variables utilisées pour tester la bonne reconstruction d'un évènement dans le module proton

Dans les figures suivantes, la distribution correspondant aux évènements bien reconstruits (erreur sur l'angle d'ouverture inférieure à  $10^\circ$ ) est en rouge et la distribution pour les autres évènements est en bleu.

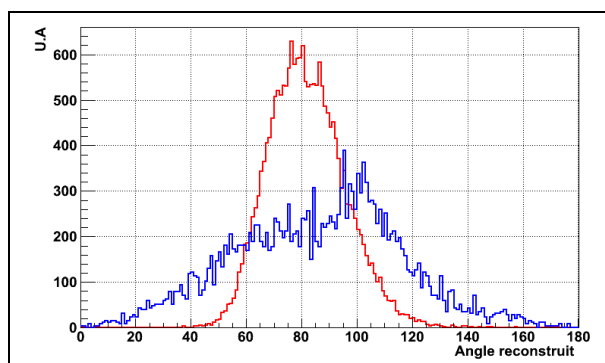


FIGURE C.1 – Distribution de l'angle d'ouverture reconstruit, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

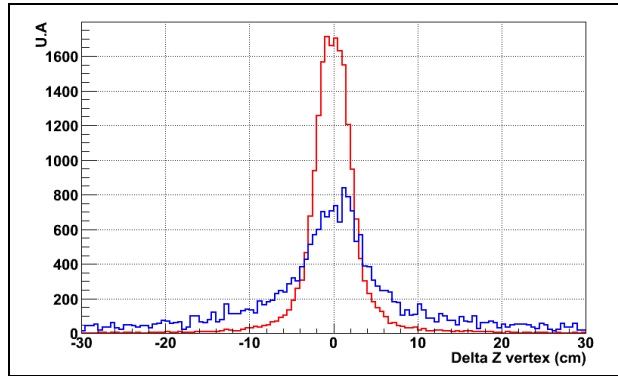


FIGURE C.2 – Distribution de l'écart entre la coordonnée  $z$  des vertex reconstruits sur chaque plan, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

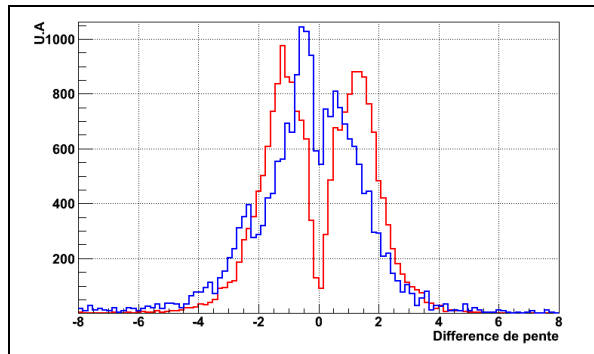


FIGURE C.3 – Distribution de l'écart entre les pentes des traces reconstruites sur le plan vertical, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

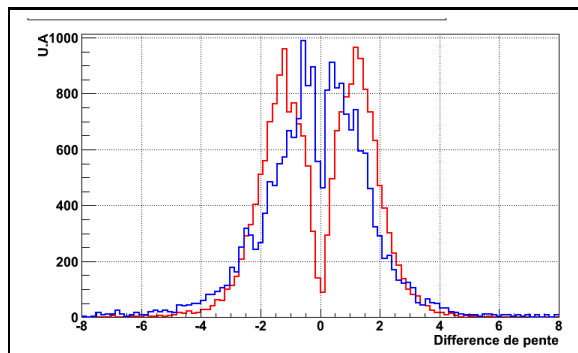


FIGURE C.4 – Distribution de l'écart entre les pentes des traces reconstruites sur le plan horizontal, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

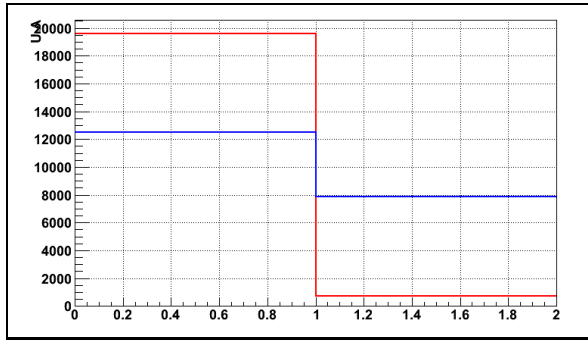


FIGURE C.5 – DirProb, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

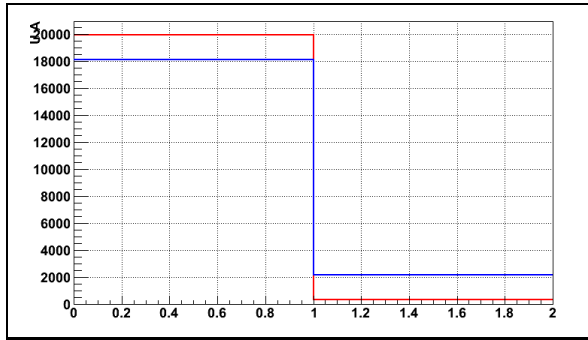


FIGURE C.6 – SensProb, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

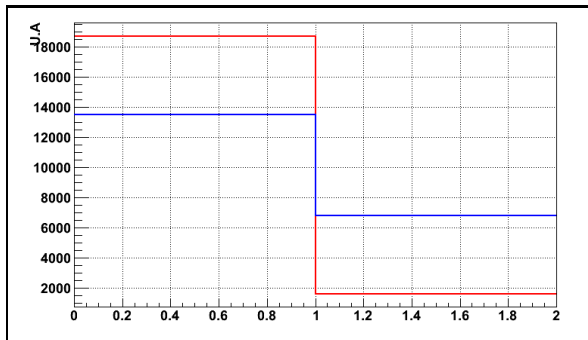


FIGURE C.7 – ImpProb, pour les évènements bien (rouge) et mal (bleu) reconstruits

## Annexe D

# Variables utilisées pour la séparation des différents types d'interactions

Cette annexe présente les distributions des variables utilisées dans la méthode de vraisemblance pour séparer les différents types d'interactions dans le module proton. Les interactions CCQEL sont représentées en rouge ; l'interaction 12 en bleue et l'interaction 13 en vert. Les histogrammes sont normalisés en surface pour permettre une meilleure comparaison.

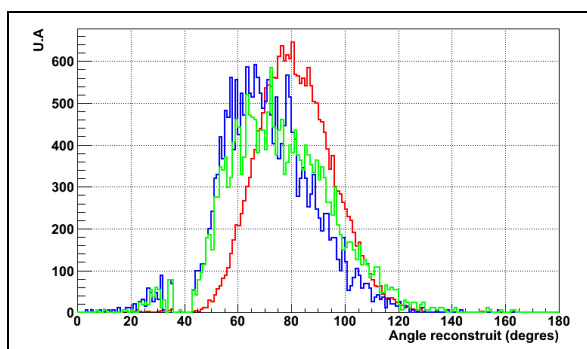


FIGURE D.1 – Angle d'ouverture.

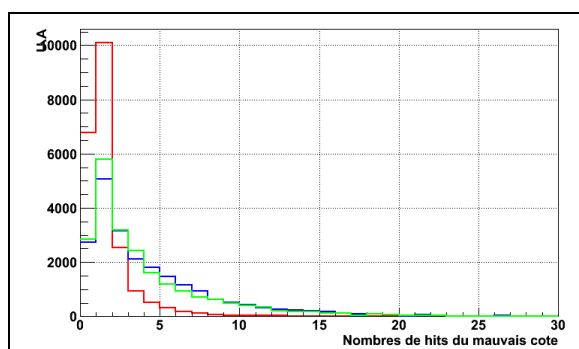


FIGURE D.2 – PosProb : nombres de hits du mauvais côté du vertex reconstruit.

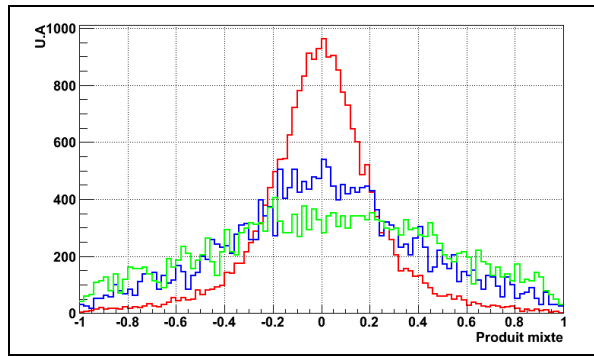


FIGURE D.3 – Produit mixte : variable permettant de déterminer si les traces du neutrino, du muon et du proton sont dans un même plan.

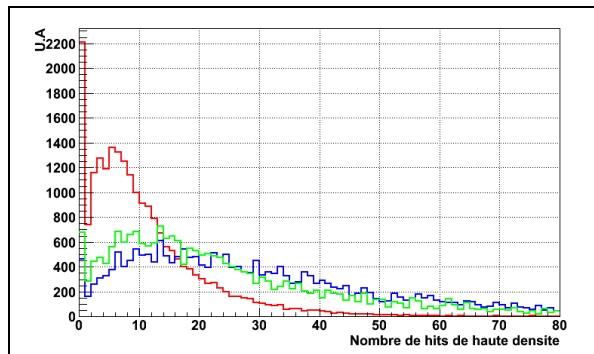


FIGURE D.4 – Nombre de hits de haute densité

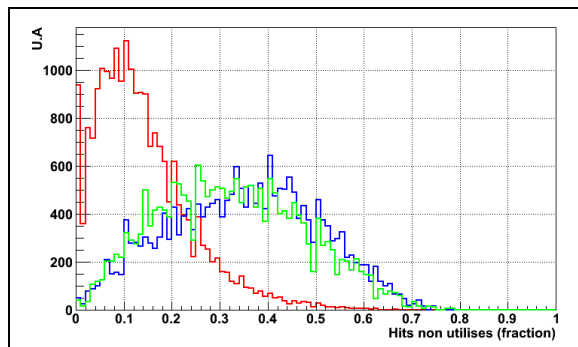


FIGURE D.5 – Fraction de hits non utilisés dans la reconstruction des traces.

## Annexe E

# Construction du détecteur INGRID

Cette annexe présente un ensemble de photos de la construction du détecteur INGRID, qui s'est déroulée de septembre 2008 à août 2009.



FIGURE E.1 – Assemblage des plans de tracking



FIGURE E.2 – Assemblage d'un module horizontal



FIGURE E.3 – Fin de l'assemblage des modules horizontaux



FIGURE E.4 – Assemblage des modules verticaux



FIGURE E.5 – Descente d'un module vertical dans le puit

## Annexe F

# Construction du module proton

Diverses photos de l'assemblage du module proton, qui a eu lieu à J-PARC pendant l'été 2010.



FIGURE F.1 – Arrivée de la structure du module



FIGURE F.2 – Fixation d'une carte électronique TFB à son support



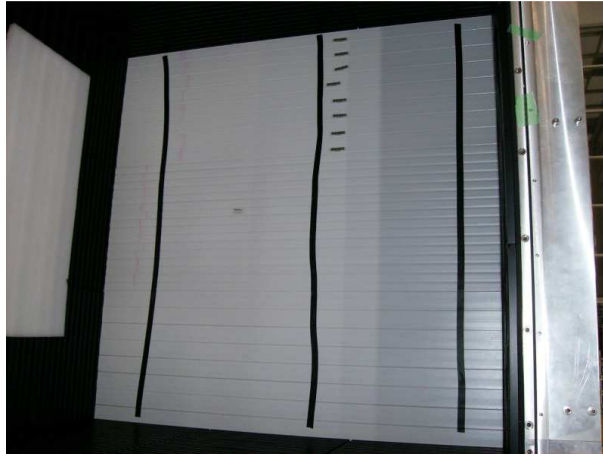


FIGURE F.3 – Un plan de tracking assemblé dans le module



FIGURE F.4 – Insertion du plan de veto bas sous le module.



FIGURE F.5 – Le module assemblé.