



HAL
open science

Identification des particules par les émulsions nucléaires dans OPERA

Kais Manai

► **To cite this version:**

Kais Manai. Identification des particules par les émulsions nucléaires dans OPERA. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I; Université Tunis El-Manar, 2007. Français. NNT: . tel-00283274

HAL Id: tel-00283274

<https://theses.hal.science/tel-00283274>

Submitted on 29 May 2008

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.



N° d'ordre 210-2007
LYCEN – T 2007-28

Thèse en co-tutelle
avec l'Université Tunis El-Manar

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Kais MANAI

Identification des particules par les émulsions nucléaires dans OPERA

Soutenue le 31 octobre 2007
devant la Commission d'Examen

| | | | | |
|--------|----|----|------------|--------------------|
| Jury : | M. | J. | Fay | Président du jury |
| | M. | B. | Baccari | Examineur |
| | M. | D. | Duchesneau | Rapporteur |
| | M. | I. | Laktineh | Directeur de thèse |
| | M. | C. | Souga | Rapporteur |
| | M. | A. | Trabelsi | Directeur de thèse |



Thèse

Présentée devant

L'Université Claude Bernard Lyon-I

Pour l'obtention du

DIPLOME DE DOCTORAT
Spécialité **PHYSIQUE** des **PARTICULES**

par

Kais MANAI

Identification des particules par les émulsions nucléaires dans OPERA

Soutenue le 31/10/2007
devant le la Commission d'Examen

| | | | | |
|--------|-----|----|------------|--------------------|
| Jury : | Mr. | J. | Fay | Président du Jury |
| | Mr. | B. | Baccari | Examineur |
| | Mr. | D. | Duchesneau | Rapporteur |
| | Mr. | I. | Laktineh | Directeur de thèse |
| | Mr. | C. | Souga | Rapporteur |
| | Mr. | A. | Trabelsi | Directeur de thèse |



Résumé

L'expérience OPERA propose de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition du ν_τ dans un faisceau pur en ν_μ . Ce faisceau est produit au CERN, puis dirigé sur le détecteur situé à 732 km plus loin. Le détecteur OPERA est composé de deux spectromètres à muons et d'une cible formée de murs de briques qui sont une alternance de feuilles de plomb et d'émulsions. Cette structure permet de reconstruire avec une haute résolution spatiale la topologie de désintégration en coude du tau. Le grand défi de l'expérience OPERA est de pouvoir mettre en évidence les interactions ν_τ avec le moins d'incertitude possible à travers l'identification de tout événement de bruit de fond ne comportant pas un τ . C'est à ce niveau que mon travail apporte une contribution intéressante en offrant la possibilité de réduire d'avantage le bruit de fond. Ma contribution principale d'analyse concerne le développement de la sélection, de la reconstruction et l'identification des muons de basse énergie à l'aide des émulsions nucléaires. Ce travail repose sur la mise en corrélation de variables sensibles à la fois à la perte d'énergie et à la diffusion multiple. Auparavant, seule l'énergie perdue était utilisée dans les analyses de séparation π/μ . Mon étude a permis de doubler l'efficacité d'identification des muons de basse énergie ce qui va permettre d'accroître la puissance de rejet des événements de bruit de fond et de diminuer la contamination de 30%. J'ai également étudié le pouvoir des émulsions dans l'identification et la séparation des particules chargées à travers l'analyse d'un test réalisé par le groupe de Nagoya au Japon contenant des protons et des pions de différentes énergies. J'ai montré que le système de scan Européen donne des résultats comparables aux résultats obtenus par le système de scan Japonais.

Abstract

The OPERA experiment will try to confirm the $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations by the appearance of the ν_τ in a pure ν_μ beam. Indeed, a neutrino beam almost pure is produced at CERN (CNGS Beam) and sent to the OPERA detector. The detector is composed of two muons spectrometers and a target formed by walls of bricks. Each brick is an alternation of lead plates and emulsions. This modular structure allows to reconstruct the kink topology of the τ lepton decay with a high spatial resolution. The great challenge of the OPERA experiment is to detect the ν_τ interactions with the less uncertainty. To reduce this uncertainty it is essential to identify with the greatest efficiency any background event not including a tau particle. My work permits to reduce background. My principal contribution concerns the selection development, the reconstruction and the muons identification at low energy. This work is based on the setting of variables related to the deposit energy and the multiple scattering. Previously, only deposit energy was used in the analyses of pion/muon separation. This study allows doubling the muon identification efficiency at low energy. This leads to increase the background events rejection in OPERA and to decrease the contamination by 30%. I also studied the nuclear emulsions capacity to identify charged particles through the analysis of a test beam carried out by the Nagoya group. This test contains protons and pions with different energies. My work proves that the European scan system gives comparable results with those obtained by the Japanese scan system.

Remerciements

Le présent Travail doit beaucoup à Mr. Imad LAKTINEH et Mr. Adel TRABELSI qui ont accepté de diriger ce travail. C'est grâce à leurs conseils judicieux que j'ai pu mener à bien ce travail. Qu'ils trouvent ici mes plus vifs remerciements.

J'exprime toute ma gratitude à mes deux rapporteurs Mr. Dominique DUCHESNEAU et Mr. Chedhly SOUGA pour la lecture attentive du manuscrit et leurs recommandations.

Je remercie Mr. Jean FAY d'avoir accepté de présider le jury ainsi que Mr. Brahim BACCARI d'avoir accepté de participer à ce jury.

Je remercie Mr. Lionel CHAUSSARD pour m'avoir initié à l'utilisation d'Op-sim.

Je tiens à remercier ma collègue et mon amie Luisa Arrabito pour son amitié et son soutien.

Enfin, je tiens à exprimer mes remerciements à tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin dans la réalisation de ce travail.

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Les neutrinos : histoire et théorie | 1 |
| 1.1 | Histoire des neutrinos | 1 |
| 1.2 | Le Modèle Standard | 3 |
| 1.2.1 | Les particules du modèle standard | 4 |
| 1.2.2 | Le nombre de neutrinos | 4 |
| 1.2.3 | La symétrie chirale | 7 |
| 1.2.4 | Origine des masses dans le MS | 7 |
| 1.2.5 | La masse des leptons dans le Modèle Standard | 8 |
| 1.2.6 | Extension du modèle standard : Masse des neutrinos | 9 |
| 1.3 | Oscillation des neutrinos | 12 |
| 1.3.1 | Oscillation des neutrinos dans le vide | 12 |
| 1.3.2 | Oscillation des neutrinos dans la matière | 16 |
| 2 | Les sources de neutrinos et les expériences d’oscillation | 17 |
| 2.1 | Les sources de neutrinos | 17 |
| 2.2 | Les neutrinos solaires | 18 |
| 2.2.1 | Mécanismes de production | 19 |
| 2.2.2 | Le problème des neutrinos solaires | 20 |
| 2.2.3 | SNO [29] | 22 |
| 2.3 | Les neutrinos atmosphériques | 25 |
| 2.3.1 | Mode de création des neutrinos atmosphériques | 25 |
| 2.3.2 | Super-Kamiokande [32] | 26 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.4 | Expériences utilisant des sources artificielles | 27 |
| 2.4.1 | Les neutrinos produits par les réacteurs nucléaires | 29 |
| 2.4.2 | Les neutrinos produits par les accélérateurs de particules | 32 |
| 3 | Le faisceau de Neutrinos du Cern vers Gran Sasso | 43 |
| 3.1 | Laboratoire souterrain du Gran Sasso | 43 |
| 3.2 | Le faisceau CNGS | 44 |
| 3.2.1 | Production du faisceau CNGS | 45 |
| 3.2.2 | Le faisceau primaire de protons | 47 |
| 3.2.3 | La cible | 48 |
| 3.2.4 | Le faisceau secondaire de pions et de kaons | 49 |
| 3.2.5 | Stoppeur de hadrons | 50 |
| 3.2.6 | Détecteur de muons | 51 |
| 3.2.7 | Erreurs possibles sur l’alignement | 51 |
| 3.2.8 | Les caractéristiques du faisceau [58] | 52 |
| 4 | Le détecteur OPERA | 57 |
| 4.1 | Description du détecteur | 57 |
| 4.1.1 | La cible et le trajectographe | 59 |
| 4.1.2 | Le spectromètre à muons | 64 |
| 4.2 | Stratégie d’analyse | 67 |
| 4.2.1 | Localisation de la brique | 67 |
| 4.2.2 | Exposition aux cosmiques | 69 |
| 4.2.3 | Développement des feuilles d’émulsion | 69 |
| 4.2.4 | Analyse | 70 |
| 4.2.5 | Validation d’une interaction ν_τ | 71 |
| 4.2.6 | Bruit de Fond | 72 |
| 4.3 | Sensibilité de l’expérience OPERA | 75 |
| 4.3.1 | Oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ | 75 |
| 4.3.2 | Oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ | 76 |
| 5 | Les émulsions et le scan dans OPERA | 81 |
| 5.1 | Les émulsions nucléaires | 82 |
| 5.1.1 | Histoire des émulsions | 82 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.1.2 | Composition et fonctionnement des émulsions | 82 |
| 5.1.3 | Les caractéristiques des émulsions dans OPERA | 85 |
| 5.1.4 | Préparation des émulsions pour l'expérience | 86 |
| 5.2 | Le système de scan européen | 87 |
| 5.2.1 | Table de scan : Laboratoire de Lyon | 88 |
| 5.2.2 | Le principe de fonctionnement du logiciel de scan SySal [78] | 90 |
| 5.2.3 | Reconstruction en ligne des μ -traces | 91 |
| 5.2.4 | Reconstruction hors-ligne des basetraces | 92 |
| 5.2.5 | Alignement des feuilles d'émulsion | 95 |
| 5.2.6 | Reconstruction des traces | 96 |
| 5.3 | Le système de scan japonais | 97 |
| 5.4 | Performance du système de scan à Lyon | 99 |
| 6 | Séparation des pions et des muons de basse énergie | 103 |
| 6.1 | Problématique liée à l'identification des muons dans OPERA | 104 |
| 6.1.1 | Bruit de fond charmé | 104 |
| 6.1.2 | Réduction du bruit de fond charmé par l'étude du dE/dx dans la brique | 106 |
| 6.1.3 | Stratégie de la séparation | 107 |
| 6.2 | Le test sur faisceau | 110 |
| 6.3 | Etudes préliminaires | 113 |
| 6.3.1 | Qualité du scan | 113 |
| 6.3.2 | Utilité des cosmiques | 115 |
| 6.3.3 | Détermination de la feuille d'arrêt | 116 |
| 6.3.4 | Influence de l'erreur de la détermination de la dernière feuille sur la séparation μ/π | 118 |
| 6.4 | Etude de la séparation μ/π par simulation MC | 119 |
| 6.4.1 | Séparation μ/π par réseau de neurones | 120 |
| 6.5 | Application sur les données | 124 |
| 6.5.1 | Programme de reconstruction | 125 |
| 6.5.2 | Résultats | 131 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 7 | Séparation p/π | 137 |
| 7.1 | Analyses préliminaires et test sur faisceau | 138 |
| 7.1.1 | Description de la brique utilisée | 138 |
| 7.1.2 | Le faisceau | 139 |
| 7.1.3 | Qualités du scan | 141 |
| 7.1.4 | Efficacité de reconstruction des traces de basse énergie . . . | 141 |
| 7.2 | Séparation des p/π utilisant le dE/dx | 144 |
| 7.2.1 | Simulation Monte Carlo | 144 |
| 7.2.2 | Application sur les données | 148 |
| 7.2.3 | Comparaison des résultats obtenus en utilisant le système de scan européen avec ceux obtenus avec le système japonais . . | 153 |
| 7.3 | Effet de la diffusion multiple sur la séparation p/π | 157 |
| 7.3.1 | Simulation Monte Carlo | 157 |
| 7.3.2 | Application sur les données | 158 |
| A | Application des outils d'analyse de la physique des hautes énergies à un problème de physique nucléaire | 165 |
| A.1 | Notions sur les rayonnements Gamma et la dosimétrie | 166 |
| A.1.1 | Interaction des rayonnements γ avec la matière | 166 |
| A.1.2 | La dose absorbée | 171 |
| A.2 | Contexte expérimental et simulation MC | 172 |
| A.2.1 | Les irradiateurs | 172 |
| A.2.2 | Applications des traitements par irradiation | 175 |
| A.2.3 | Description du système dosimétrique | 176 |
| A.2.4 | Le code de simulation GEANT4 | 178 |
| A.3 | Validation du code GEANT4 pour le calcul de la dose | 178 |
| A.4 | Evaluation de la dose de transit | 180 |
| A.4.1 | Mesure de la dose de transit | 181 |
| A.4.2 | Calcul de la dose de transit | 181 |
| A.4.3 | Résultats et discussion | 183 |

Introduction

Le neutrino fut inventé par W. Pauli en 1930 pour sauver le principe de conservation de l'énergie dans la désintégration β . Cette particule a été découverte environ 25 ans plus tard au près d'une centrale nucléaire dans l'expérience menée par F. Reines et C. Cowan [1, 2]. Il existe trois types différents de neutrinos (ν_e , ν_μ , ν_τ). Ces neutrinos n'interagissent qu'à travers l'interaction faible. Ce qui restreint énormément les techniques utilisées pour leur détection.

En 1998, l'expérience Super-Kamiokande au Japon, a mesuré un déficit dans le flux des neutrinos atmosphériques ν_μ sans observer d'excès dans le flux des ν_e [32]. Ce phénomène est expliqué par l'oscillation des neutrinos. L'expérience OPERA (**O**scillation **P**roject with **E**mulsion **t**Racking **A**pparatus) se propose de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition du neutrino tau dans un faisceau pur en ν_μ . Ce faisceau (CNGS) est produit au CERN, puis dirigé sur le détecteur situé à 732 km plus loin. Le détecteur OPERA est composé de deux spectromètres à muons et d'une cible composée de murs de briques qui sont une alternance de feuilles de plomb et d'émulsions. La technique des émulsions nucléaires a été déjà testée par l'expérience DONUT en 2000 pour la détection du ν_τ . L'expérience OPERA est basée sur l'observation directe de la topologie de désintégration en coude du lepton τ . OPERA devra observer environ une dizaine d'événements en 5 ans de prise de données avec un bruit de fond de $\simeq 0.76$ pour un $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$.

Cette thèse¹ est consacrée à l'identification des particules chargées par les émulsions.

¹Durant ma thèse, j'ai également appliqué, les outils d'analyse de la physique des hautes énergies maîtrisés durant mes travaux au sein de la collaboration OPERA, à un problème de physique nucléaire en validant le code de simulation GEANT4 dans le domaine des irradiateurs

sions nucléaires. Nous étudierons d'abord dans cette thèse, la séparation des pions et des muons de basse énergie. Ce thème est développé par le groupe de Lyon afin de pouvoir distinguer les événements ν_μ CC des événements ν_τ CC ainsi que de réduire le bruit de fond associé à ces événements ν_τ . Cette séparation ne peut pas se faire à l'aide du spectromètre d'OPERA car ces particules de basse énergie sont arrêtées bien avant. C'est pour cette raison que la séparation doit se faire en étudiant leur passage dans les émulsions nucléaires. Cette étude a été menée à l'aide d'un test sur faisceau exposant des briques OPERA séparément à un faisceau de pions et des muons produits au CERN. Cette analyse utilise une méthode de scan et un programme de reconstruction dédiés pour la détection et la reconstruction des particules en fin de parcours. Des variables liées à la diffusion multiple ont été introduites pour tester la séparation. Ensuite, nous analyserons la séparation des protons et des pions de quatre énergies différentes. Cette étude nous a permis de confirmer le choix de la méthode de scan (lecture des émulsions) utilisé dans la séparation μ/π et aussi, de comparer les résultats obtenus avec le système de scan européen avec ceux obtenus avec le système de scan japonais.

Le premier chapitre de cette thèse expose la physique du neutrino dans le cadre du Modèle Standard et particulièrement le problème de génération de masse ainsi que le formalisme d'oscillation.

Le deuxième chapitre développe la problématique liée aux neutrinos solaires ainsi que les résultats de l'expérience SNO. Les modes de production des neutrinos atmosphériques et les résultats de l'expérience Super-Kamiokande associée à ces neutrinos sont également exposés. Une partie de ce chapitre est destinée à la description des expériences utilisant les faisceaux de neutrinos.

Le troisième et le quatrième chapitre précisent les caractéristiques du dispositif expérimental particulièrement, les étapes de production du faisceau CNGS, la composition du détecteur OPERA et la stratégie d'analyse. La sensibilité de l'expérience OPERA aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est également abordée.

La technique des émulsions nucléaires, et plus précisément celles de l'expérience OPERA est décrite dans le cinquième chapitre. Après une introduction sur la

au ^{60}Co (un travail réalisé au sein de mon laboratoire d'origine à Tunis). Cette partie sera présentée dans une annexe.

méthode de détection utilisant les émulsions nucléaires, nous décrirons le principe d'impression d'une trace. Nous expliquerons ensuite, le fonctionnement des tables de lecture des émulsions. L'efficacité et la pureté de la reconstruction des traces dans une brique exposée à des pions de 10 GeV sont également abordées dans ce chapitre.

Le sixième chapitre concerne la séparation des pions et des muons de basse énergie. L'algorithme utilisé pour la reconstruction de ces traces est présenté ainsi que les résultats de la séparation entre les deux types de particules. L'effet de cette séparation sur la réduction du bruit de fond d'OPERA est également détaillé.

Dans le dernier chapitre, Nous étudierons le pouvoir des émulsions nucléaires de séparer des particules chargées en appliquant deux méthodes de scan différentes et nous comparerons également nos résultats aux résultats obtenus par le système de scan Japonais.

Les neutrinos : histoire et théorie

Le Modèle Standard qui est un ensemble de théories modélisant le comportement des particules élémentaires, décrit les neutrinos comme particules sans masse. Les prédictions théoriques du MS sont confirmées par de nombreuses expériences. Cependant, les nouvelles expériences ont montré que les neutrinos doivent être massifs ou au moins certains d'entre eux. Après une introduction historique de la découverte des différents types de neutrinos, nous allons voir dans ce chapitre comment les neutrinos peuvent acquérir une masse dans une extension du Modèle Standard. Dans la dernière partie, nous donnerons une description du phénomène d'oscillation et comment elle a révélé la nature massive des neutrinos.

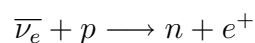
1.1 Histoire des neutrinos

En 1896, Henri Becquerel découvre la radioactivité sous forme de rayonnements inconnus émis par des noyaux d'uranium. Rutherford distingue deux types de rayonnements α et β en 1898. En 1914, James Chadwick montre que le spectre en énergie des électrons émis au moment d'une désintégration β est continu ce qui est contradictoire avec une désintégration à deux corps associée à l'observation d'une raie.

Pour sauver le principe de la conservation de l'impulsion, manifestement violé s'il s'agissait d'une désintégration à deux corps, Wolfgang Pauli postule en 1930 l'existence d'une troisième particule émise en même temps que le proton et l'élec-

tron et qui emporte une partie de l'énergie. Cette proposition sera présentée dans une lettre célèbre à la communauté scientifique le 4 décembre 1930¹. Cette particule fut nommée neutron au début, puis neutrino par Enrico Fermi². Dès lors, la recherche expérimentale des neutrinos a commencé. En 1934, Hans Bethe et Rudolf Peierls ont montré que la section efficace d'interaction des neutrinos est extrêmement faible. Cette particule interagit si peu qu'elle peut traverser la terre entière sans subir la moindre interaction. Ainsi, 65 milliards de neutrinos traversent chaque seconde chacun de nos centimètres carrés de peau.

En 1952, Frédéric Reines³ et Clyde Cowan [1, 2] ont eu l'idée d'installer un détecteur près du réacteur à fission nucléaire de Hanford dans l'état de Washington. Leur expérience est proposée en février 1953, réalisée au printemps et leurs résultats sont publiés durant l'été 1953. Mais le signal n'était pas convaincant. Ils recommencent leur expérience en 1956, de façon plus méticuleuse auprès du réacteur de Savannah River en Caroline du Sud. Le principe de leur expérience consistait à utiliser comme cible environ 400 litres d'un mélange d'eau et de chlorure de cadmium. L'anti-neutrino provenant du réacteur nucléaire interagit avec un proton de la cible, donnant naissance à un positon et un neutron :



Le positon s'annihile avec un électron et donne deux photons simultanés et le neutron ralentit avant d'être éventuellement capturé par le cadmium, ce qui provoque l'émission de photons environ 15 microsecondes après ceux du positon. Ces photons et ces 15 microsecondes identifient le neutrino.

Une équipe américaine dirigée par Léon Lederman, Melvin Schwarz et Jack Steinberg a prouvé en 1962 l'existence d'un second neutrino associé au muon à l'aide de l'accélérateur de Brookhaven près de New York. L'accélérateur fournit un faisceau de ν_μ provenant de la désintégration des pions : $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. On observe alors la réaction $\nu_\mu + n \longrightarrow \mu^- + p$.

¹"Je viens de faire quelque chose qu'on ne devrait jamais faire en physique théorique. J'ai expliqué quelque chose qui n'est pas compris (le spectre beta continu) au moyen de quelque chose qu'on ne peut pas observer ..." W. Pauli (Prix Nobel en 1945)

²En 1932, **J. Chadwick** découvre le neutron, mais ces neutrons sont lourds et ne correspondent donc pas à la particule de Pauli. Pour distinguer les neutrons de Pauli des neutrons lourds, **Enrico Fermi** propose en 1933 le nom de neutrino.

³Prix Nobel pour la découverte du ν_e .

En 1975 Martin Perl a découvert (auprès du collisionneur e^+e^- de Stanford) le lepton τ auquel on a associé théoriquement le troisième type de neutrino ; le ν_τ . En 2000, la collaboration *DONUT* [3] a mis en évidence ce troisième neutrino. Le principe de l'expérience réalisée par Byron Lundgren et en collaboration avec le groupe de Nagoya dirigé par Koyu Niwa, consiste à bombarder des plaques de tungstène avec des protons et de produire des jets de neutrinos de tous types. Ceux-ci traversent ensuite des plaques de fer entre lesquelles sont disposées des émulsions photographiques. Sur un nombre estimé à cent mille milliards de neutrinos ν_τ , cent ont probablement réagi parmi lesquels quatre ont pu être identifiés avec certitude.

Le neutrino a suscité beaucoup de questions depuis sa découverte :

- Les neutrinos ont-ils une masse ?
- Le neutrino est-il sa propre antiparticule ? Autrement dit est-il de type Majorana ou est-il de type Dirac ?
- Si les neutrinos ont une masse, les états propres de masse coïncident-ils avec les états propres de l'interaction faible ou, au contraire, les neutrinos sont mélangés ? Une réponse affirmative à cette dernière question impliquerait le phénomène d'oscillation quantique qui sera évoqué plus loin.

Pour tenter de mettre fin aux mystères qui entourent les neutrinos, un nombre croissant d'expériences (chapitre 2) ont été, sont et seront réalisées afin de lever le voile sur un certain nombre d'énigmes qui subsistent encore.

1.2 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard [5, 6, 7] est la théorie actuelle qui permet d'expliquer tous les phénomènes observables à l'échelle des particules élémentaires. Il englobe toutes les particules connues, ainsi que les interactions ayant un effet à l'échelle des particules. Il permet d'expliquer toutes les interactions sauf la gravitation qui pour l'instant, résiste à une formulation complètement quantique. Ce modèle quantique et relativiste utilise un formalisme mathématique très élaboré basé sur le groupe de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ⁴.

⁴C pour couleur, L pour chiralité gauche (Il existe deux états de chiralité : la chiralité droite R et gauche L) et Y pour hypercharge. $SU(3)_C$ décrit l'interaction forte et $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ l'interaction électrofaible (associé à la symétrie d'isospin) décrite par Glashow [5], Salam [6] et Weinberg [7].

les produits de désintégration, et connaissant la contribution des canaux de désintégrations, il est possible de déterminer le nombre de familles de neutrinos. Trois canaux de désintégrations sont prévus : un canal de désintégration de type leptonique, un canal de désintégration hadronique et une contribution dite invisible, obtenue après soustraction de tous les canaux identifiables et interprétée comme étant la contribution en neutrinos. La largeur du Z^0 est donnée par :

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + 3.\Gamma_{lep} + N_\nu.\Gamma_\nu$$

où Γ_{had} est la largeur du Z^0 donnant des hadrons et Γ_{lep} celle donnant des leptons. Le facteur trois est introduit car il existe trois familles de leptons chargés. La valeur de Γ_ν peut être déterminée de manière théorique et vaut :

$$\Gamma_\nu(Z^0 \longrightarrow \nu_e\bar{\nu}_e) = (167.06 \pm 0.22) \text{ MeV}$$

Les incertitudes sur cette valeur sont liées à celle de la masse du Z^0 . Les largeurs Γ_{tot} , Γ_{lep} et Γ_{had} ont été mesurées à LEP [12].

$$\Gamma_{tot} = (2.4956 \pm 0.0019) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{lep} = (83.985 \pm 0.086) \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{had} = (1.7444 \pm 0.0020) \text{ GeV}$$

Le Z^0 produisant démocratiquement les N_ν familles de neutrinos, la contribution invisible s'écrit :

$$\Gamma_{inv} = N_\nu.\Gamma_\nu = (499.0 \pm 2.5) \text{ MeV}$$

Le nombre de neutrinos est donc [13] :

$$N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$$

La figure 1.1 montre la courbe dite d'excitation du boson Z^0 : la largeur du Z^0 par les quatre expériences du *LEP* ainsi qu'un ajustement avec 2, 3 et 4 familles de neutrinos. Elle est obtenue en mesurant le taux de production du Z^0 en fonction de l'énergie des faisceaux initiaux. La largeur de cette courbe en cloche dépend du nombre de modes de désintégration disponibles : autant les modes visibles, c'est-à-dire ceux qui donnent des particules chargées dans le détecteur, que

les modes invisibles, c'est-à-dire ceux produisant une paire neutrino-antineutrino. Plus il existe de types différents de neutrinos, plus la courbe est aplatie, et son ajustement permet d'extraire le nombre total de neutrinos cité plus haut, comme l'indique clairement la figure suivante :

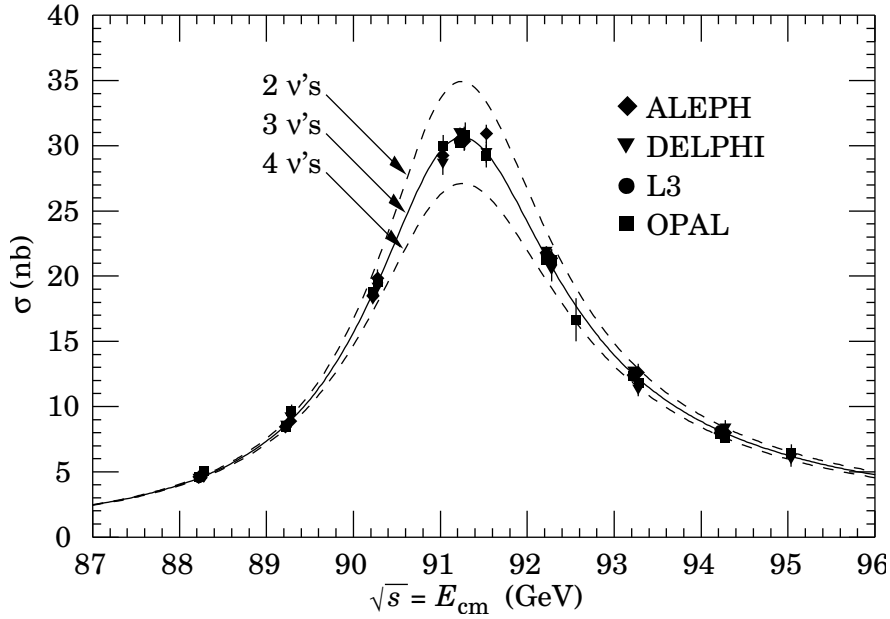


FIG. 1.1 – Section efficace d'annihilation e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les expériences *ALEPH*, *DELPHI*, *L3* et *OPAL*. Les ajustements des données avec deux, trois et quatre familles de neutrinos sont présentés. C'est pour trois familles de neutrinos que l'ajustement est le meilleur et ce pour l'ensemble des quatre expériences [13].

Il existe donc 3 familles de neutrinos légers ($m_\nu < m_Z/2$) qui se couplent au Z^0 ; ce sont les trois leptons neutres (ν_e, ν_μ, ν_τ) associés aux trois leptons chargés (e^-, μ^-, τ^-). Il peut exister d'autres neutrinos comme par exemple les neutrinos stériles dont le nombre ne peut être déterminé par la largeur du Z^0 car ils ne se couplent pas à la matière où des neutrinos plus lourds que $m_Z/2$.

1.2.3 La symétrie chirale

Les bi-spineurs des fermions sont écrits comme la somme de deux termes de chiralité opposée : $\Psi = \Psi_L + \Psi_R$, avec $\Psi_L = P_L\Psi$ et $\Psi_R = P_R\Psi$. $P_L = \frac{1-\gamma^5}{2}$ et $P_R = \frac{1+\gamma^5}{2}$ sont les projecteurs dans un état donné de chiralité. Les indices L et R représentent respectivement les composantes gauche et droite du spineur. Les bosons de jauge de $SU(2)_L$ n'interagissent qu'avec les parties gauches des spineurs du modèle, traduisant ainsi la violation de parité. Les parties gauches des champs de fermions sont des doublets de $SU(2)_L$:

$$\Psi_{e_L} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \Psi_{\mu_L} = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \Psi_{\tau_L} = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

Les parties droites des champs des fermions sont des singlets de $SU(2)_L$: e_R, μ_R, τ_R . D'après le Modèle Standard, les neutrinos n'ont qu'une seule chiralité, contrairement aux leptons chargés qui ont deux.

1.2.4 Origine des masses dans le MS

Les fermions massifs sont décrits par des bi-spineurs de Dirac Ψ obéissant à l'équation de Dirac :

$$\bar{\Psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\Psi = 0$$

En imposant la symétrie locale du terme $\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi$, on fait apparaître les bosons de Goldstone de masse nulle et les termes d'interaction entre les fermions. En appliquant le mécanisme de Higgs [14, 15], on introduit une brisure spontanée dans l'invariance de jauge.

On introduit un champ scalaire⁶ isodoublet de $SU(2)_L$ sous la forme la plus générale :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix} \quad \text{avec } \Phi_i \text{ réels}$$

⁶Ce champ présente une brisure spontanée de symétrie ; les termes cinétiques et potentiels de ce champ sont des invariants de jauge, mais l'état fondamental ne fait pas apparaître cette symétrie de façon explicite.

On ajoute ensuite au lagrangien un potentiel de la forme :

$$V(\Phi) = -|\mu|^2 \Phi^+ \Phi + \lambda(\Phi^+ \Phi)^2,$$

La dynamique est décrite par le lagrangien invariant de jauge locale :

$$L_H = (D_\mu \Phi)^+ D^\mu \Phi - |\mu|^2 \Phi^+ \Phi + \lambda(\Phi^+ \Phi)^2$$

L'énergie minimale de ce champ correspondant à un état dégénéré avec $E_0 = -\mu^4/4\lambda$. On choisit un état propre correspondant à cette énergie tel que :

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \text{où } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$$

En appliquant une perturbation au voisinage de cet état décrite par un isospineur $\Phi(x)$ au voisinage de Φ_0 de la forme :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

où $H(x)$ est le champ de Higgs, dont les quanta sont les bosons de Higgs. Après brisure spontanée de la symétrie, le champ de Higgs acquiert une masse : $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$. C'est par cette interaction entre $\Phi(x)$ et les fermions de matière que ces derniers vont acquérir leur masse. Le lagrangien précédent permet alors d'identifier les termes de masses (les termes quadratiques) des champs bosoniques W^\pm, Z :

$$m_W = \frac{gv}{\sqrt{2}}, \quad \text{et } m_Z = \frac{gv}{\sqrt{2}\cos(\theta_W)} = \frac{m_W}{\cos(\theta_W)}$$

Le champ associé au photon demeure sans masse.

1.2.5 La masse des leptons dans le Modèle Standard

Les termes de masse doivent être des scalaires et invariants sous une transformation de Lorentz. Les fermions acquièrent leur masse dans le MS à l'aide de l'interaction avec le boson de Higgs $(g_f \bar{\psi} \Phi_0 \psi)^7$. En écrivant ψ en fonction de ψ_L et ψ_R on obtient :

⁷ g_f est un coefficient de couplage de Yukawa.

$$-g_f (\bar{\psi}_L \Phi_0 \psi_R + \bar{\psi}_R \Phi_0^+ \psi_L)$$

Dans le cas d'un lepton on peut écrire :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix} \text{ et } \psi_R = l_R$$

En utilisant la définition du champs de Higgs, on obtient le terme de masse du lepton l :

$$-\frac{g_l v}{\sqrt{2}} (\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L)$$

où l'on identifie $m_l = g_l v / \sqrt{2}$.

Un tel terme de masse pour les neutrinos ne pourrait exister que si les neutrinos droits existent. Or, des expériences ont montré l'absence d'une telle hélicité pour les neutrinos, ce qui, dans le MS, interdit au neutrino d'avoir une masse : un des problèmes du modèle standard dans sa version originelle. Des neutrinos massifs implique une extension du Modèle Standard pour expliquer cette masse.

1.2.6 Extension du modèle standard : Masse des neutrinos

D'un point de vue théorique, le fait que les neutrinos puissent avoir une masse non nulle n'est pas inclus dans le MS, car contrairement aux photons, il n'y a aucune symétrie de jauge qui impose cela. Cette hypothèse est confirmée par des observations expérimentales d'oscillation qui n'est possible que si les neutrinos ont une masse non nulle. Une extension du modèle standard permet d'introduire une telle masse. Suivant la symétrie qu'on veut respecter, il y a plusieurs façons d'introduire un terme de masse pour les neutrinos dans le modèle standard. Selon la nature des neutrinos : de Dirac ou de Majorana, nous allons voir pour ces deux options, quels sont les termes de masse à ajouter au lagrangien et sous quelles conditions. Pour différencier les deux types de neutrinos, deux quantités sont introduites. Il s'agit de la chiralité introduite précédemment, et de l'hélicité. La chiralité et l'hélicité sont identiques pour des particules de masse nulle.

Masse de Dirac

Si on suppose que le neutrino est de type Dirac, il n'est pas alors sa propre antiparticule. Il existe donc, un neutrino gauche et un anti-neutrino droit interagissant par interaction faible. On ajoute trois singlets N_{lR} correspondant à chaque lepton l aux singlets du modèle standard. Le lagrangien de masse de Dirac s'écrit :

$$L_{Dirac} = - \sum_{ij} \bar{\Psi}_{iL} M_{ij}^{Dirac} \Psi_{jR} + h.c.$$

La matrice M_{ij}^{Dirac} représente la matrice de masse de Dirac. Cette matrice regroupe les termes de couplage des champs fermioniques avec le doublet du champ scalaire de Higgs. Le lagrangien de Dirac couple les termes du type gauche et droit.

Masse de Majorana

Si on considère que le neutrino est de type Majorana, c'est à dire que le neutrino est sa propre antiparticule, le terme de masse s'écrit dans ces conditions comme :

$$\begin{aligned} L_L^{Majorana} &= -\frac{1}{2} \sum_{ij} \bar{\Psi}_{iL} M_{ij}^L (\Psi^c)_{jL} + h.c. \\ L_R^{Majorana} &= -\frac{1}{2} \sum_{ij} \bar{\Psi}_{iR} M_{ij}^R (\Psi^c)_{jR} + h.c. \end{aligned}$$

Les matrices M_{ij}^L et M_{ij}^R représentent les matrices de masse de Majorana et Ψ^c est le conjugué de charge de Ψ . Ces lagrangiens ne sont valables que pour les neutrinos de charge nulle. Pour les quarks et les leptons chargés, l'introduction de ce lagrangien implique une violation de la charge électrique. Si le nombre leptonique n'est pas conservé⁸, nous pouvons écrire le lagrangien de masse général :

$$L^{masse} = L^{Dirac} + L_L^{Majorana} + L_R^{Majorana} = -\frac{1}{2} \bar{\nu} \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ M^D & M^R \end{pmatrix} \nu^c + h.c.$$

avec les vecteurs représentant les états neutrinos :

⁸Le nombre leptonique est introduit d'une façon empirique. Théoriquement il n'y a pas de symétrie qui impose sa conservation.

$$\nu = \begin{pmatrix} (\Psi_{eL})^c \\ (\Psi_{\mu L})^c \\ (\Psi_{\tau L})^c \\ \Psi_{eR} \\ \Psi_{\mu R} \\ \Psi_{\tau R} \end{pmatrix}$$

Pour obtenir les états propres physiques de Majorana, il faut diagonaliser la matrice de masse. Le lagrangien de masse prend une forme plus usuelle :

$$L^{masse} = -\frac{1}{2} \sum_i m_i \bar{\chi}_i \chi_i$$

Les neutrinos massifs peuvent donc être de Dirac ou de Majorana. Cette question reste ouverte. Des expériences en cours essayent de montrer l'existence de désintégrations double β sans ou avec émission de neutrino. Si aucun neutrino n'est émis alors la conservation du nombre leptonique est violée ($\Delta L_e = 2$) et le neutrino est de nature Majorana. Sinon, il est de Dirac, le nombre leptonique est conservé mais au prix de l'adjonction d'un partenaire droit pour chaque neutrino gauche existant.

Le mécanisme de la bascule [16]

Les deux concepts précédents peuvent être regroupés dans une même formulation. Si l'on suppose qu'il n'existe pas de couplage gauche de Majorana⁹, la matrice précédente M s'écrit alors :

$$M = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M_R \end{pmatrix}$$

La diagonalisation de cette matrice donne deux valeurs propres de masse :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2}(M_R \pm \sqrt{M_R^2 + 4m^2})$$

⁹Il existe 3 termes de masses pour les neutrinos : masse de Dirac, masse de Majorana droite et masse de Majorana gauche. L'introduction d'un terme de masse couplé à M_L impliquerait l'utilisation d'un triplet de champs scalaires de Higgs or nous voulons rester dans un modèle avec un doublet.

Si $M_R \gg m$, on obtient des neutrinos droits de masses très grandes $m_+ \simeq M_R$, ainsi que des neutrinos gauches de masses très légères $m_- \simeq \frac{m^2}{M_R}$. On appelle ce phénomène le mécanisme de la bascule, puisque si M_R augmente, un neutrino devient lourd et l'autre devient plus léger. De cette façon, on peut expliquer d'une manière élégante la petitesse de la masse des neutrinos devant la masse des leptons chargés, tout en faisant apparaître de nouveaux fermions de masse élevée.

1.3 Oscillation des neutrinos

Le mécanisme d'oscillation est un phénomène quantique qui consiste en un changement de saveur d'un neutrino au cours du temps. Lorsque des neutrinos sont produits dans une réaction ou lorsqu'ils interagissent dans un détecteur, c'est toujours sous forme ν_e , ν_μ ou ν_τ qu'ils sont observés. Si les neutrinos sont massifs, les états de saveurs (e , μ , τ) ne sont pas forcément états propres de masse. Il est alors nécessaire de définir trois autres états : ν_1 , ν_2 et ν_3 de masse m_1 , m_2 et m_3 . Un neutrino de saveur α (état propre d'interaction) est une combinaison linéaire des 3 états propres de masse :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau), \quad (1.1)$$

où $|\nu_k\rangle$ est un état d'impulsion \vec{p}_k et d'énergie $E_k = \sqrt{p_k^2 + m_k^2} \approx p_k + \frac{m_k^2}{2p_k}$ (en supposant que les neutrinos sont relativistes et que $m_k \ll p_k$, on peut aussi supposer que $p_k \simeq p_j \equiv p \simeq E$). U est la matrice unitaire de mélange appelée matrice PMNS (Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Skata) [17, 18] et $U_{\alpha k} = \langle \nu_\alpha | \nu_k \rangle$, telle que $\sum_k U_{\alpha k} U_{\alpha k}^* = \delta_{\alpha\alpha}$.

1.3.1 Oscillation des neutrinos dans le vide

Oscillation à deux saveurs

Commençons par une étude de l'oscillation à deux saveurs ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$). Dans ce cas, la matrice de mélange s'écrit en fonction de l'angle de mélange θ :

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

Les états de saveur se décomposent dans la base des états propre de masse de la façon suivante :

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle &= -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle \end{aligned}$$

Dans le vide, $|\nu_k\rangle$ est l'état propre de masse du hamiltonien H_0 d'une particule libre : $H_0 |\nu_k\rangle = E_k |\nu_k\rangle$. Considérons un neutrino ν_α produit à l'instant initial $t = 0$. A un instant t , $|\nu_\alpha\rangle$ s'écrit en utilisant le relation (1.1) :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = e^{iH_0 t} |\nu_\alpha\rangle_{t=0} = \sum_{k=1}^2 U_{\alpha k}^* e^{iE_k t} |\nu_k\rangle \quad (1.2)$$

D'après l'équation de Schrödinger, Il y a une transition entre l'état de saveur de l'instant initial et l'état final. La probabilité de transition à un instant t donné est :

$$P(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle_t|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{4E}\right) \quad (1.3)$$

où $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ est la différence des carrés des masses et E l'énergie des neutrinos. Le terme $\sin^2(2\theta)$ module l'amplitude de la probabilité tandis que le terme $\sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{4E}\right)$ agit sur les longueurs d'oscillation. Les deux paramètres, θ et Δm^2 caractérisent l'oscillation des neutrinos. En remplaçant le temps t par la distance L entre la source et le détecteur et en utilisant les unités km et GeV , on a :

$$P(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 (eV^2) L(km)}{E(GeV)}\right) \quad (1.4)$$

Oscillation à trois saveurs

Dans le cas d'oscillation à trois neutrinos, la matrice qui relie les états propres de saveur aux états propres de masse est donnée par la matrice 3×3 :

$$V = UA$$

La matrice A contient les termes de phase de Majorana (non observables avec des expériences d'oscillation neutrinos) :

$$A = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\beta} & 0 \\ 0 & & 1 \end{pmatrix}$$

La matrice U est une matrice $MNSP$, équivalente à la matrice CKM qui décrit le mélange des quarks et qui s'écrit [19] :

$$U_{MNSP} = \begin{pmatrix} U_{e_1} & U_{e_2} & U_{e_3} \\ U_{\mu_1} & U_{\mu_2} & U_{\mu_3} \\ U_{\tau_1} & U_{\tau_2} & U_{\tau_3} \end{pmatrix}$$

Elle peut être décrite comme le produit de trois matrices de rotation complexes contenant la phase de Dirac δ de violation de CP :

$$\begin{aligned} U_{MNSP} &= U_{23}U_{13}U_{12} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ s_{13}e^{+i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

où $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ et $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ (θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} sont les angles d'Euler de la matrice de rotation vérifiant : $0 \leq \theta_{ij} \leq \pi/2$). La matrice U_{MNSP} est une matrice unitaire 3×3 comportant 4 paramètres à déterminer :

- Les angles de mélange θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} . L'angle θ_{12} concerne le domaine des neutrinos solaires, θ_{23} est attribué au domaine atmosphérique.
- 1 phase de violation de CP notée δ_{CP} .

En reprenant l'équation donnant la probabilité d'oscillation d'un neutrino ν_α à $t = 0$ en un neutrino ν_β à un instant t donné, on a :

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4Re \sum_{i<j} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2Im \sum_{i<j} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}$$

La formule de probabilité fait apparaître les angles de mélange mais aussi les différences de masse quadratique. $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$ et $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$ sont respectivement associés aux résultats des analyses en neutrinos atmosphériques et en neutrinos solaires ($\Delta m_{32}^2 \equiv \Delta m_{atm}^2$ et $\Delta m_{21}^2 \equiv \Delta m_{sol}^2$). Les expériences à venir devront préciser les valeurs des paramètres déjà mesurés et mesurer les paramètres suivants :

1. l'angle de mélange θ_{13} : En tenant compte de la hiérarchie de masse ($m_1 < m_2 < m_3$), on a la relation $\Delta m_{sol} \ll \Delta m_{atm}$ et en se plaçant dans le cas où Δm_{sol} peuvent être totalement négligées ($L/E \ll$). Les probabilités d'oscillations dans le vide entre les différents saveurs prennent une forme relativement simple et dans laquelle apparaissent les paramètres à mesurer :

$$\begin{aligned} P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)} &= \sin^2 \theta_{atm} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{atm}^2 L}{E_\nu} \right) \\ P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)} &= \cos^2 \theta_{atm} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{atm}^2 L}{E_\nu} \right) \\ P_{(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)} &= \sin^2 2\theta_{atm} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{atm}^2 L}{E_\nu} \right) \end{aligned}$$

L'étude de l'un de ces modes d'oscillation dans des expériences à longue portée permet de mesurer l'angle de mélange θ_{13} . L'étude d'au moins de deux modes permet de mesurer simultanément θ_{13} et θ_{23} .

2. la valeur de la phase δ de violation de CP : L'étude des oscillations des neutrinos permet d'accéder à la violation de CP dans le secteur leptonique. La violation de CP implique : $P_{\alpha\beta} \neq P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}$. On pourra mesurer (θ_{13} grand) la violation de CP grâce au rapport :

$$A_{\alpha\beta} = \frac{P_{\alpha\beta} - P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}}{P_{\alpha\beta} + P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}} \simeq \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \cdot \frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{13}} \cdot \sin \delta_{CP}$$

3. la hiérarchie de masse : Les probabilités d'oscillation permettent de mesurer les différences au carré des masses mais pas leurs signes. Ce signe peut être déterminé en faisant appel aux oscillations dans la matière. Le signe de Δm_{23}^2 n'est pas encore connu. Si $\Delta m_{23}^2 > 0$, la hiérarchie est dite normale. En

revanche si $\Delta m_{23}^2 < 0$ la hiérarchie est dite inversée. Le signe de $\Delta m_{12}^2 < 0$ est fixé par les effets d'oscillation dans la matière.

1.3.2 Oscillation des neutrinos dans la matière

Dans quelques situations particulières, l'interaction des neutrinos avec la matière ne peut être négligée et elle pourrait affecter les oscillations. C'est le cas des milieux denses, comme le soleil ou les supernovae. Les neutrinos électroniques peuvent interagir aussi par courant chargé avec les électrons, contrairement aux autres saveurs qui ne peuvent interagir que par courant neutre. Leur probabilité de changer de saveur augmente considérablement si la densité électronique est importante (effet *MSW* [20]). Les formules de probabilité d'oscillation dans la matière sont différentes de celles dans le vide. Le hamiltonien à considérer est modifié par la présence de la matière et l'angle de mélange s'écrit en fonction des paramètres d'oscillation dans le vide comme :

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{\sin^2(2\theta)}{(\frac{A}{\delta m^2} - \cos(2\theta))^2 + \sin^2(2\theta)}$$

où $A = 2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu = 1.54 \times 10^{-4} eV^2 N_e E_\nu (GeV)$, avec N_e la densité d'électrons qui est fonction de la densité de la matière. G_F représente la constante de Fermi. L'amplitude de probabilité d'oscillation des neutrinos augmente si $\delta m^2 \gg 0$. Une résonance est observée pour une densité critique :

$$N_e^c = \frac{\delta m^2 \cos(2\theta)}{2\sqrt{2}G_F E_\nu}$$

Conclusion

Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont supposés de masse nulle. Or, les derniers résultats expérimentaux qui seront examinés en détail dans le chapitre suivant, montrent le contraire ; les neutrinos possèdent une masse. Une extension du Modèle Standard, permet d'introduire un terme de masse pour les neutrinos, selon leur nature : de Dirac ou de Majorana. Le caractère massif du neutrino favorise un changement de saveur du neutrino au cours du temps ; c'est l'oscillation. Sa compréhension fait l'objet de nombreuses expériences, dont OPERA qui sera étudiée par la suite.

Les sources de neutrinos et les expériences d'oscillation

Depuis l'introduction de l'oscillation des neutrinos suite au déficit observé des neutrinos solaires, plusieurs expériences ont essayé de mettre en évidence cette oscillation. Ce chapitre exposera les expériences d'oscillation dans le domaine solaire et atmosphérique. Dans la première partie, on présentera une description du problème des neutrinos solaires ainsi que les résultats de l'expérience SNO. La deuxième sera consacrée aux modes de création des neutrinos atmosphériques et les résultats de l'expérience Super-Kamiokande associée à ces neutrinos. La troisième partie présentera les expériences utilisant un faisceau de neutrinos.

2.1 Les sources de neutrinos

Les neutrinos sont produits dans les désintégrations faibles des nucléons, des mesons et des leptons. C'est la particule la plus répandue dans l'Univers. Les neutrinos sont un milliard de fois plus nombreux que les protons et les neutrons. Dans le vide idéal, on compte pas moins de $330 \text{ neutrinos/cm}^3$ provenant du Big Bang. Nous recevons environ $65 \times 10^9 \text{ neutrinos/s/cm}^2$, venant du Soleil. Les rayonnements cosmiques qui interagissent avec l'atmosphère terrestre sont également une source de neutrinos. Sur Terre, il y'a d'autres sources de neutrinos; les neutrinos provenant de la radioactivité naturelle des roches, des centrales nucléaires et des

accélérateurs de particules. Nous-même nous rayonnons plus de 340×10^6 neutrinos/jour¹. La figure 2.1 montre le spectre en énergie de ces différentes sources. Ces neutrinos sont étudiés dans différentes expériences dont quelques unes seront décrites dans ce chapitre.

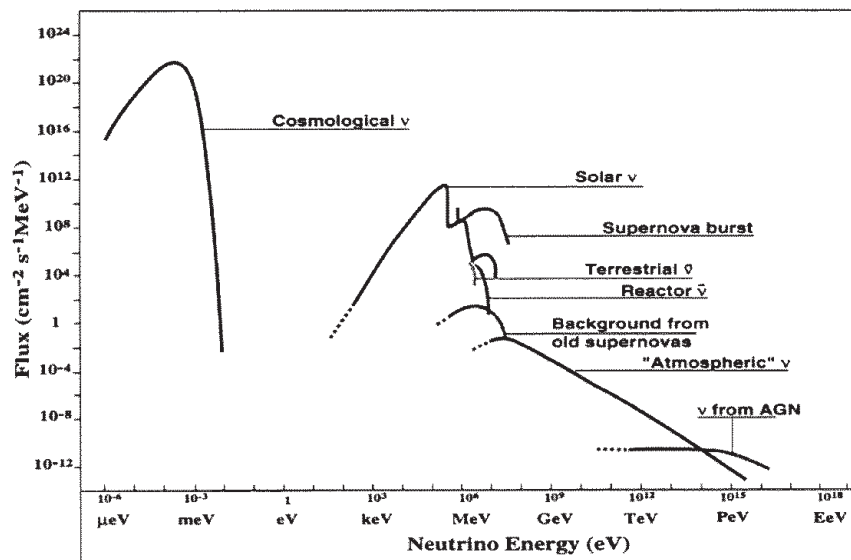


FIG. 2.1 – Spectre en énergie des différentes sources naturelles de neutrinos [81].

2.2 Les neutrinos solaires

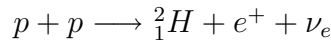
Les étoiles sont des sources importantes de neutrinos. Sur Terre, le Soleil, l'étoile la plus proche de la Terre est la source la plus abondante de neutrinos ($65 \times 10^9 \nu/s/cm^2$). Ces neutrinos ont été parmi les premiers neutrinos à étudier. A l'aide du **Modèle Standard du Soleil (MSS)** [22] expliquant la production d'énergie dans le Soleil, on peut prédire le spectre des neutrinos solaires. Un déficit a été détecté entre le nombre de ν_e mesuré et celui prédit par le MSS ; l'oscillation de neutrino pourrait expliquer ce déficit.

¹Nos os contiennent du potassium 40 qui est radioactif β^- .

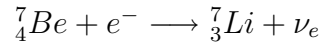
2.2.1 Mécanismes de production

Le Soleil est une étoile composée essentiellement d'hydrogène, et d'hélium. La température au coeur du Soleil (quelques millions de kelvins) est suffisante pour initier des réactions nucléaires de fusion. Trois chaînes de réactions dominant :

- La chaîne PP_I décrit la production des ν_e appelés ν_{pp} à partir de la fusion de deux protons. Le spectre des ν_{pp} est continu et s'étend jusqu'à 420 keV (figure 2.2). La réaction est décrite par :

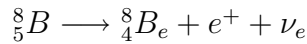


- La chaîne PP_{II} décrit la production des neutrinos mono-énergiques appelés ν_{Be} par l'intermédiaire d'une capture électronique sur un atome de ${}^7\text{Be}$. La réaction s'écrit :

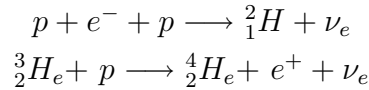


Suivant l'état final de l'atome ${}^7\text{Li}$ (excité ou non), deux énergies sont possibles pour les neutrinos produits : une raie à 383 keV (10%) et une à 862 keV (90%) (figure 2.2).

- La chaîne PP_{III} produit des neutrinos appelés ν_B issus de la désintégration β^+ d'un atome de ${}^8\text{B}$ (Spectre continu qui s'étend jusqu'à environ 15 MeV (figure 2.2)), suivant la réaction :



Il existe d'autres réactions de production² de neutrinos, mais leurs contributions sont beaucoup plus faibles par rapport aux trois premières sources (2%) :



Les neutrinos produits sont appelés respectivement ν_{pep} et ν_{hep} .

Suivant les techniques de détection, les expériences de neutrinos solaires possèdent différents seuils en énergie et sont donc sensibles à différentes composantes

²Notons qu'il existe des mécanismes de production de neutrinos à partir d'éléments plus lourds, mettant en jeu du carbone, de l'azote et de l'oxygène.

du spectre présenté sur la figure 2.2. Il est important de noter ici que l'ensemble de ces réactions ne produit que des neutrinos électroniques. La figure 2.3 représente les différentes réactions citées et la proportion des neutrinos produits.

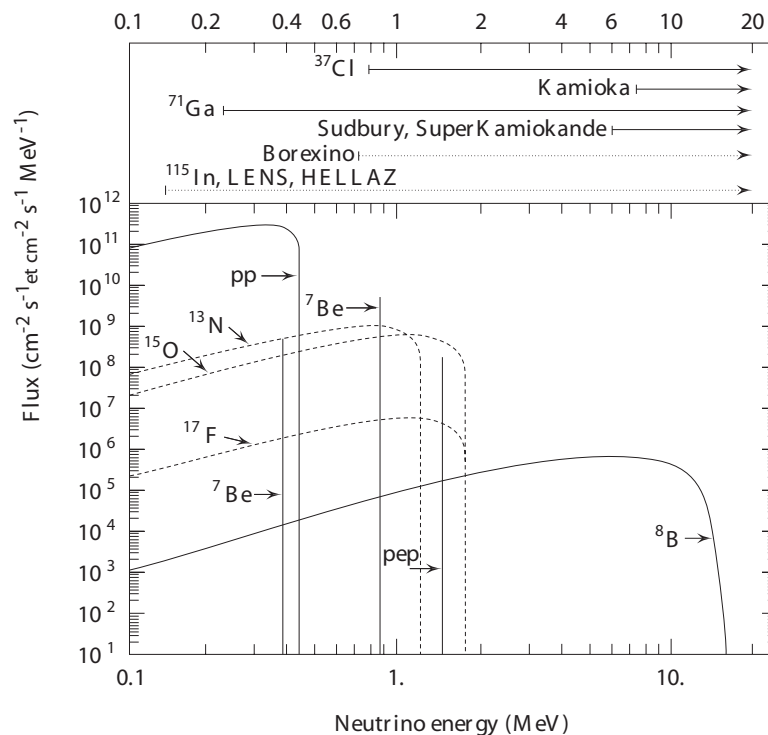


FIG. 2.2 – Flux des neutrinos solaires prédit par le modèle de Bahcall et Pinsonneault [23] avec la sensibilité de quelques expériences qui sont censées les observer.

2.2.2 Le problème des neutrinos solaires

La première expérience de détection des neutrinos a été réalisée en 1967 par R. Davis, dans la mine de Homestake [24] (détecteur radio-chimique chloré). Cette expérience est sensible à toutes les sources de neutrinos sauf les ν_{pp} à travers la réaction $^3\nu_e + ^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + ^{37}\text{Ar}$. L'expérience a mesuré un flux de $2.56 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{syst.}) \text{ SNU}^4$ pour une valeur prédite de $7.7 \pm 1.2 \text{ SNU}$. Le déficit observé a

³Le seuil de cette réaction était de 0.814 MeV.

⁴1 SNU (Solar Neutrino Unit) = 10^{-36} captures par atome de la cible et par seconde.

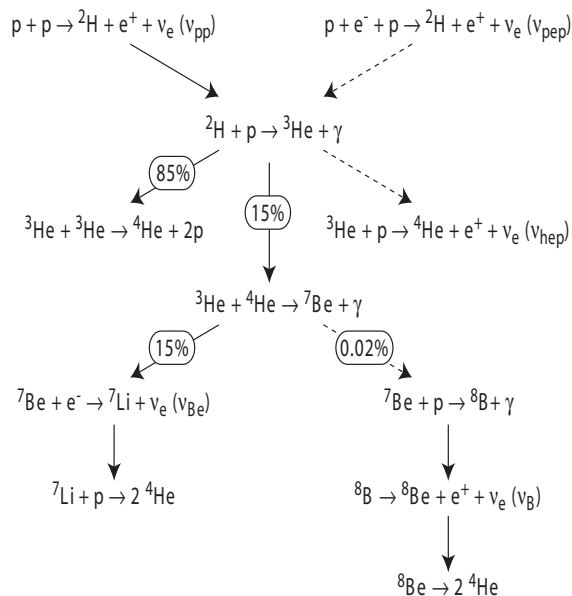


FIG. 2.3 – Les réactions nucléaires dans le soleil et la fraction des neutrinos produits.

été appelé le problème des neutrinos solaires ou SNP (**S**olar **N**eutrino **P**roblem).

Plusieurs expériences de neutrinos solaires se sont dès lors succédées : SAGE [25] et GALLEX [26] qui sont des détecteurs radiochimiques, Kamiokande [27] et ensuite Super-Kamiokande [28] qui utilisent un détecteur Cerenkov à eau. La figure 2.2 montre la sensibilité de quelques expériences au spectre des neutrinos solaires. Les résultats de ces différentes expériences peuvent être résumés dans la figure 2.4. Dans toutes ces expériences, les valeurs mesurées sont différentes des valeurs prédites.

Une première solution pour résoudre ce problème, était de penser que les prédictions sur le flux de neutrinos solaires étaient incorrectes. Or d'une part, le flux de ν_{pp} est bien contraint car il est lié à la luminosité du soleil. D'autre part le modèle solaire est en bon accord avec les observations sismologiques. Donc, le modèle n'est pas en cause et l'explication du déficit ne peut venir que de la physique des neutrinos et non d'erreurs dans le modèle standard solaire. La principale explication proposée était un phénomène d'oscillation des neutrinos lors de leur voyage entre

le Soleil et la Terre. Les détecteurs utilisés n'étant pas sensibles aux autres saveurs de neutrinos, si un ν_e se transforme en ν_τ ou ν_μ , il ne serait pas donc, détecté et pourrait être responsable de la diminution du nombre de neutrinos mesurés.

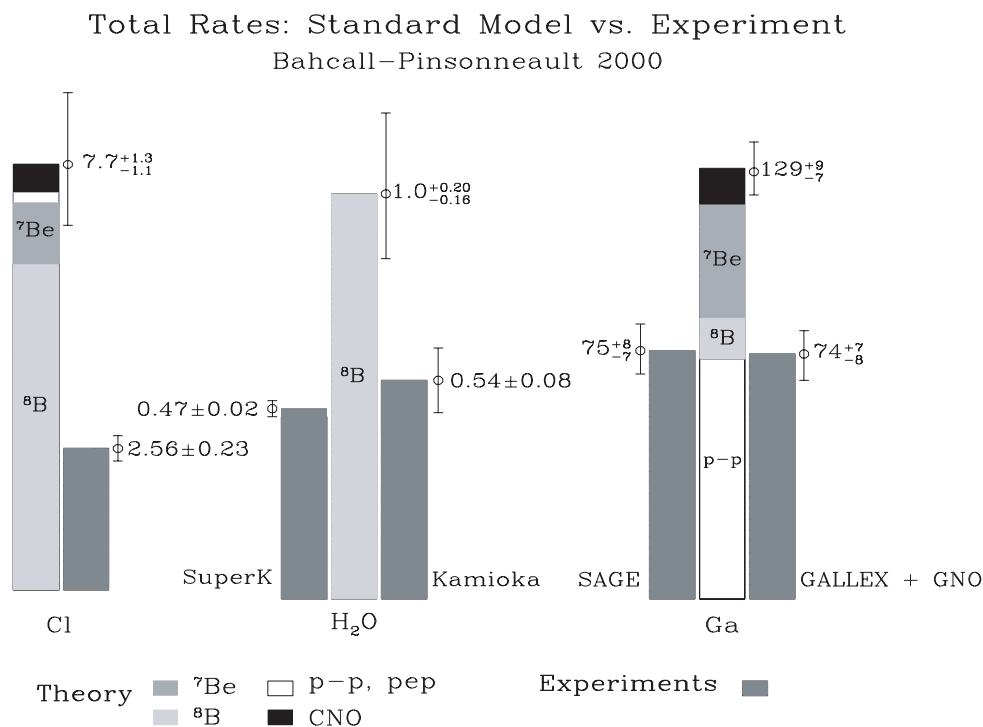


FIG. 2.4 – Résultats des différentes expériences et comparaison avec ce qui est prédit par le Modèle Standard Solaire.

2.2.3 SNO [29]

Le détecteur SNO (Sudbury Neutrino Observatory), représenté sur la figure 2.5 est une sphère en acrylique de 12 *m* de diamètre contenant près de 1000 tonnes d'eau lourde D_2O pure (99.92%). Elle est entourée d'une structure de support géodésique sur laquelle 9600 photomultiplicateurs sont installés. Le tout est immergé dans 7000 *t* d'eau légère agissant comme blindage. L'expérience a lieu au Canada dans une mine de Nickel à une profondeur de 2092 *m*. L'usage du deutérium comme cible permet de détecter les ν_B , mais aussi d'autres saveurs. Trois réactions sont

possibles :

- Interaction CC ; $\nu_e + d \longrightarrow p + p + e^-$ ($E_{seuil} = 1.4 \text{ MeV}$)
- Diffusion élastique (ES) ; $\nu_\alpha + e^- \longrightarrow \nu_\alpha + e^-$ ($E_{seuil} > 5 \text{ MeV}$)
- Interaction NC ; $\nu_\alpha + d \longrightarrow \nu_\alpha + p + n$ ($E_{seuil} = 2.2 \text{ MeV}$)

ou $\alpha = e, \mu, \tau$. La détection de cette dernière réaction est possible grâce à l'ajout du sel NaCl (permettant d'augmenter l'efficacité de détection) dans l'eau lourde [30]. On détecte alors des γ de 8.6 MeV produits lors de la capture du neutron final par le ^{35}Cl .

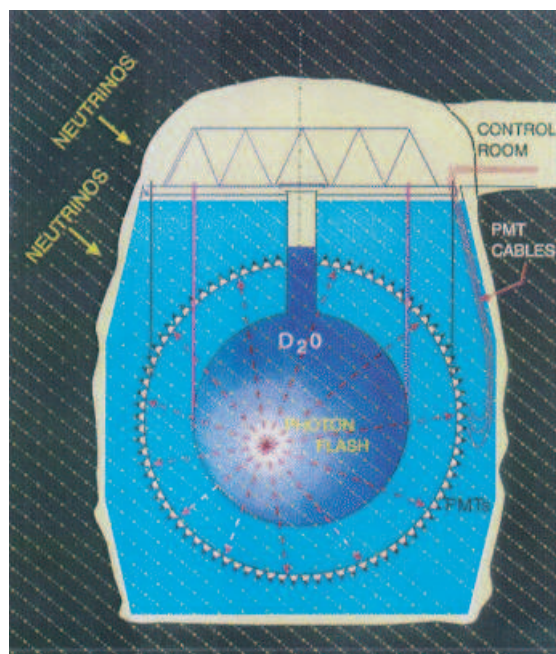


FIG. 2.5 – Représentation schématique du détecteur SNO.

L'interaction CC est sensible uniquement au ν_e tandis que l'interaction NC est sensible à toutes les saveurs. La diffusion élastique est moins sensible pour les ν_μ et les ν_τ (14%). Une comparaison du flux ν_B déduite des interactions ES ($\Phi^{ES}(\nu_\alpha)$), en supposant qu'il n'y a pas d'oscillation avec le flux des interactions CC ($\Phi^{CC}(\nu_e)$) peut mettre en évidence un changement de saveur sans faire appel à des calculs du flux solaire. Le fait de trouver $\Phi^{CC}(\nu_e) < \Phi^{ES}(\nu_\alpha)$ ⁵, montre un

⁵Surtout que, Φ^{NC} est en bon accord avec le MSS.

changement de saveur. Les mesures des flux donnent :

$$\begin{aligned}\Phi^{CC}(\nu_e) &= 1.68_{-0.06}^{+0.06}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.08}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \Phi^{ES}(\nu_\alpha) &= 2.35_{-0.22}^{+0.22}(\text{stat.})_{-0.15}^{+0.15}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \Phi^{NC}(\nu_\alpha) &= 4.94_{-0.21}^{+0.21}(\text{stat.})_{-0.34}^{+0.38}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

Une comparaison du flux $\Phi^{NC}(\nu_\alpha)$ mesuré par SNO avec le flux calculé par le MSS⁶ et le flux $\Phi^{ES}(\nu_\alpha)$ avec celui de Super-Kamiokande montre un bon accord. La figure 2.6 représente une comparaison du flux en μ et τ en fonction des électrons pour SNO, Super-Kamiokande et le MSS.

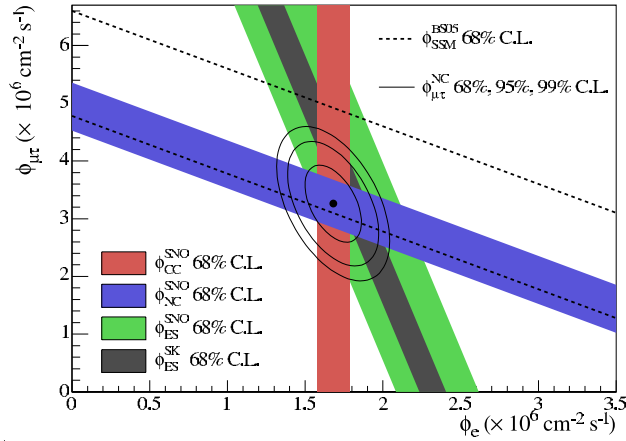


FIG. 2.6 – Flux en μ et τ en fonction du flux d'électron mesuré par SNO [29]. La diagonale représentée en pointillés représente le flux total des ν_e issus de la désintégration du 8B prédit par le MSS. Les bandes de mesures se coupent aux valeurs mesurées et montrent qu'il n'y a pas de distorsion dans le spectre du 8B [29].

L'expérience SNO a fait la preuve expérimentale de l'oscillation des neutrinos solaires. Mais, cette expérience ne permet pas de contraindre la zone des paramètres d'oscillation. D'autres expériences ont confirmé le résultat obtenu par SNO. Ces expériences ont observé une oscillation et ont permis de restreindre les

⁶ $\Phi^{MMS} = 5.79_{-0.05}^{+1.01} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

domaines possibles pour les paramètres d'oscillation et de les mesurer précisément. Il reste également à déterminer la composition en saveur des neutrinos arrivant aux détecteurs afin de mesurer le couplage des ν_e aux ν_τ .

2.3 Les neutrinos atmosphériques

Les rayons cosmiques sont des particules chargées de haute énergie constituées essentiellement de protons (89%) et de noyaux d'hélium (10%), les 1% restant étant des noyaux plus lourds (carbone, oxygène, fer, ...). Le spectre d'énergie des rayons cosmiques varie de quelques MeV à plusieurs centaines de TeV .

2.3.1 Mode de création des neutrinos atmosphériques

Les rayons cosmiques interagissent avec les noyaux d'azote ou d'oxygène de la haute atmosphère terrestre⁷ et créent à des hadrons : des mesons et des particules charmées D , Λ ... L'interaction de ces particules primaires de haute énergie va produire par interaction nucléaire de nombreuses particules secondaires (des pions et des kaons). Ces pions et kaons se désintègrent pour produire des neutrinos et antineutrinos muoniques et électroniques. Les équations de désintégrations sont les suivantes :

$$p + N \longrightarrow \pi^\pm, K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \longrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$$

A faible énergie, le rapport⁸ $(\Phi_{\nu_\mu} + \Phi_{\bar{\nu}_\mu})/(\Phi_{\nu_e} + \Phi_{\bar{\nu}_e})$ est proche de 2. Le spectre des neutrinos est modifié de manière significative pour des énergies voisine du TeV , le rapport $(\Phi_{\nu_\mu} + \Phi_{\bar{\nu}_\mu})/(\Phi_{\nu_e} + \Phi_{\bar{\nu}_e})$ est plus grand. Au-delà de quelques TeV , la production de particules charmées (D^0 et D^\pm) devient la source la plus importante de neutrinos atmosphériques.

L'énergie des neutrinos atmosphériques produits varie de quelques centaines de MeV à quelques centaines de TeV . Le parcours des neutrinos observés dans les détecteurs varie de 13000 km pour les neutrinos qui traversent la Terre à quelques dizaines de km pour ceux produits dans l'atmosphère au dessus du détecteur. Ces neutrinos constituent donc, une source importante pour l'étude des oscillations.

⁷A une distance entre 10 et 30 km d'altitude.

⁸Le rapport des flux est connu à 5% près [31].

2.3.2 Super-Kamiokande [32]

Super-Kamiokande est un détecteur similaire à celui de Kamiokande [33] mais avec une masse totale de 50 ktonnes. Le détecteur (figure 2.7) est placé dans une mine de zinc⁹ au Japon "Kamiokande Observatory of the Institute for Cosmic Rays Research". La cible est un cylindre de 16.9 m de rayon et 36.2 m de hauteur rempli d'eau. L'ensemble est plongé dans un réservoir d'eau qui le protège de la radioactivité des roches et joue le rôle de veto. Le détecteur interne est équipé de ~ 12000 photomultiplicateurs assurant une couverture de 40%. 1885 photomultiplicateurs sont placés sur la couche externe. Les neutrinos interagissent dans la cible suivant les réactions [34] :



FIG. 2.7 – Vue schématique du détecteur Super-Kamiokande.



⁹La mine offre une protection rocheuse équivalente à une épaisseur d'eau de 2700 m.

N et N' sont des nucléons (proton ou neutron).

Les événements sont classés en deux catégories :

- Les événements sub-GeV de basse énergie contenus dans le détecteur ($E < 1.33 \text{ GeV}$).
- Les événements multi-GeV de haute énergie contenus entièrement ou partiellement dans le détecteur ($E > 1.33 \text{ GeV}$)

La mesure du rapport N_{obs}/N_{pred} (N_{obs} : nombre observé et N_{pred} : nombre prédit) donne une valeur de $0.658_{-0.016}^{+0.016} \pm 0.050$ pour les événements sub-GeV et $0.702_{-0.030}^{+0.032} \pm 0.101$ pour les événements multi-GeV. Ces valeurs indiquent une disparition des ν_μ que l'on peut expliquer par des oscillations. Cette hypothèse est confirmée par la mesure de la distribution zénithale des différentes catégories d'événements qui montre un déficit pour le flux des ν_μ qui ont traversé la terre. Par contre, le flux des ν_e est conforme aux prédictions. Sur la figure 2.8 est représentée la distribution angulaire des événements dans le détecteur SuperKamiokande. Les événements montant ayant traversé toute la Terre ont des valeurs de $\cos(\theta)$ égales à -1 . Les événements descendant, arrivant au dessus du détecteurs, ont des valeurs de $\cos(\theta)$ égales à 1 . Cette figure montre aussi, que le flux des neutrinos muoniques n'est pas en accord avec le flux simulé pour les événements montant. Donc pour les grandes distances, l'ajustement n'est possible qu'avec l'introduction de nouveaux phénomènes.

Les régions autorisées pour cette oscillation sont représentées sur la figure 2.9. Le meilleur ajustement est obtenu pour un $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ et un mélange maximal ($\sin^2 2\theta \simeq 1$). Ces résultats ont conduit à concevoir des expériences sur faisceau sensibles à ces zones en combinant l'énergie du faisceau et la distance entre le point de production du faisceau et le détecteur.

2.4 Expériences utilisant des sources artificielles

A côté neutrinos produits par des sources naturelles exposées plus haut (les neutrinos solaires et atmosphériques), il y a aussi des neutrinos produits par des réacteurs nucléaires ou fabriqués par des accélérateurs.

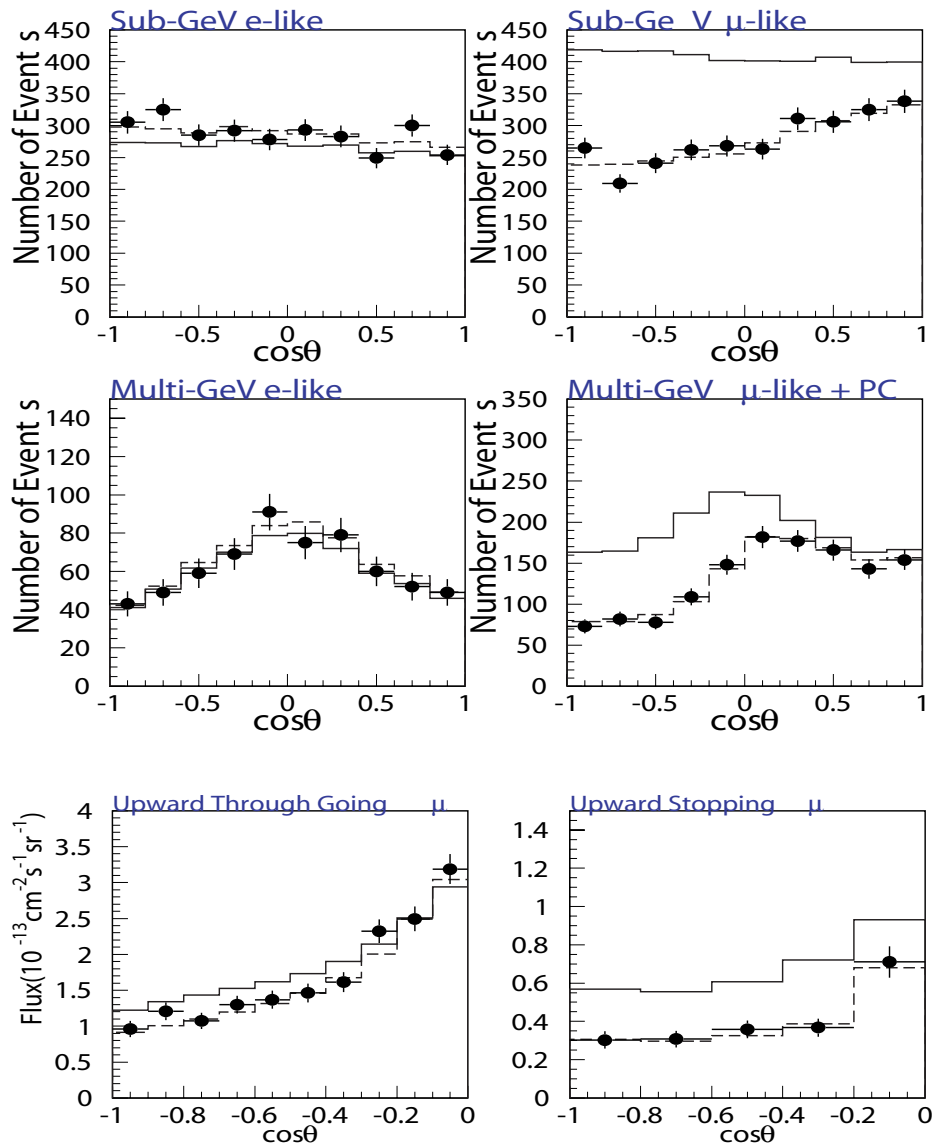


FIG. 2.8 – Distributions angulaires des événements d'interaction ν dans le détecteur [32]. Les traits pleins représentent la prédiction Monte Carlo sans oscillation. Les tirets indiquent l'ajustement avec oscillation. Les points correspondent aux données [32].

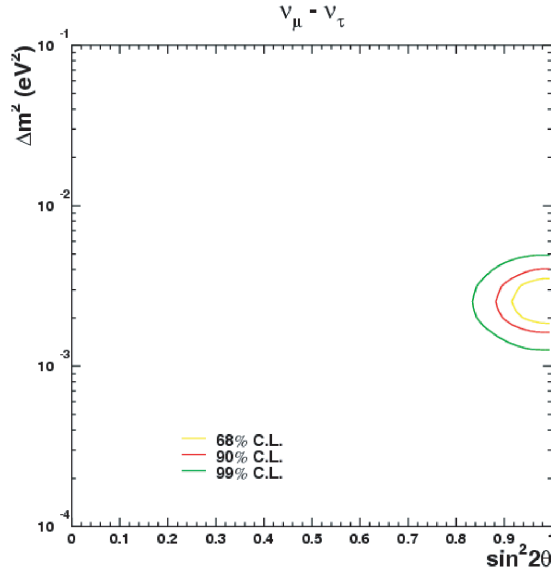


FIG. 2.9 – Les zones autorisées par Super-Kamiokande pour l'oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$ [32].

2.4.1 Les neutrinos produits par les réacteurs nucléaires

Les expériences auprès des centrales nucléaires ont été les premières à avoir lieu (expérience de Reines et Cowan [1]). Les réacteurs nucléaires utilisent la chaleur dégagée par les réactions de fission d'un combustible¹⁰. Les produits de fission subissent des désintégrations β^- qui fournissent des $\bar{\nu}_e$. Les centrales nucléaires sont donc des sources importantes de $\bar{\nu}_e$. Un réacteur nucléaire de 1 GW émet environ 10^{20} $\bar{\nu}_e/s$, avec une énergie moyenne de 4 MeV, ce qui correspond à des flux observés de l'ordre de 10^{11} ν/s au niveau du détecteur (pour un détecteur typique situé à 100 m du réacteur).

CHOOZ [35] et Palo Verde [36]

Le détecteur (figure 2.10) était installé à environ 1 km de la centrale CHOOZ (France) dans un laboratoire souterrain. L'expérience a mesuré le flux de $\bar{\nu}_e$ produit par deux réacteurs à une distance de 1114.6 et 997.9 m. Le détecteur était constitué

¹⁰En général l'uranium enrichi en ^{235}U .

d'un cylindre de 5.5 m de diamètre et 5.5 m de hauteur. Il comprenait :

- Une cible en plexiglas transparent contenant 5 tonnes de scintillateur dopé au Gadolinium (région 3).
- Un réservoir cylindrique en plastique opaque comprenant 192 photomultiplicateurs dans lequel est placée la cible. Le volume intermédiaire contenait du scintillateur pesant 17 tonnes (région 2).
- Une structure extérieure équipée de deux rangées de photomultiplicateurs. Le volume extérieur contenait du scintillateur non dopé (région 1). Cette région jouait le rôle de veto pour détecter les muons cosmiques et la radioactivité naturelle provenant des roches.

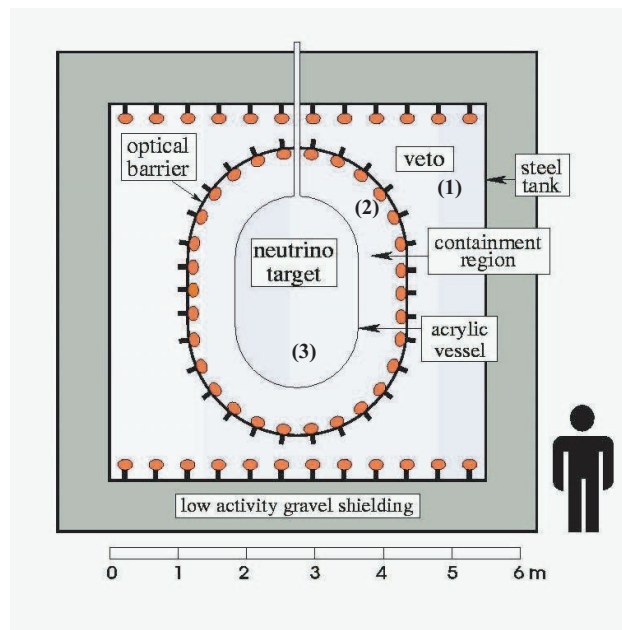


FIG. 2.10 – Représentation schématique du détecteur CHOOZ.

Une autre expérience basée sur le même principe que CHOOZ, Palo Verde a eu lieu aux Etats Unis dans le désert de l'Arizona. L'expérience utilisait trois réacteurs, Le premier situé à 750 mètres et les deux autres situés à 830 mètres. Le détecteur rempli de scintillateur liquide avait une masse de 12 tonnes.

Les résultats de CHOOZ¹¹ ont montré pour un niveau de confiance de 90% qu'il n'y a aucun comportement oscillatoire dans le canal $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ pour une région de $\Delta m^2 > 7 \times 10^{-4} eV^2$ et un mélange maximal, ainsi que pour les zones de grand Δm^2 et $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.1$ (figure 2.11). L'hypothèse de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le domaine atmosphérique a été aussi exclue et une valeur limite supérieure sur l'angle de mélange θ_{13} est fixée :

$$\sin^2(2\theta_{13}) \leq 0.14 \text{ pour } \Delta m_{13}^2 = 2.4 \times 10^{-3} eV^2 \text{ à } 90\% \text{ C.L.}$$

Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ ne montre aucune distorsion. Le rapport entre le nombre attendu et mesuré est $R = 1.01 \pm 2.8\% (stat.) \pm 2.7\% (syst.)$. L'expérience Palo Verde a confirmé ce rapport : $R = 1.01 \pm 2.4\% (stat.) \pm 5.3\% (syst.)$.

KamLAND [37]

L'objectif de l'expérience KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) est la détection des oscillations de $\bar{\nu}_e$ issus de 53 réacteurs nucléaires. Elle est placée dans la mine numéro 6 de Kamiokande à une distance moyenne de 180 km des centrales nucléaires japonaises. Le volume cible est un scintillateur liquide ultra-pur de 1 ktonne contenu dans un ballon de 13 m de diamètre (figure 2.12). Le ballon est suspendu dans de l'huile non scintillante et entouré de 1879 photo-multiplicateurs montés sur la surface interne d'une sphère de 18 m de diamètre en acier inoxydable. C'est la première expérience mesurant la disparition de $\bar{\nu}_e$ à travers la réaction :



La double détection en coïncidence à 200 μs de l'annihilation du positon et du gamma de 2.2 MeV issu de la capture du neutron sur un atome d'hydrogène,

¹¹Après Chooz, Double Chooz se propose de mesurer θ_{13} par la comparaison précise des flux de neutrinos à deux distances différentes des cœurs de la centrale. Deux détecteurs identiques sont indispensables, l'un à environ 280 m et l'autre à 1000 m des cœurs. Chaque détecteur occupe un cylindre (7 m de diamètre et de 7 m de hauteur). Ils doivent être protégés des rayons cosmiques par une couverture de roche (20 m pour le détecteur proche et 100 m pour le détecteur lointain). Le site souterrain de la première expérience de Chooz, à 1 km des cœurs, peut être réutilisé. Pour abriter le détecteur proche, il faudra construire un laboratoire recouvert d'une butte artificielle. Dès 2009, Double Chooz serait la première expérience au monde à explorer cette oscillation à cette précision.

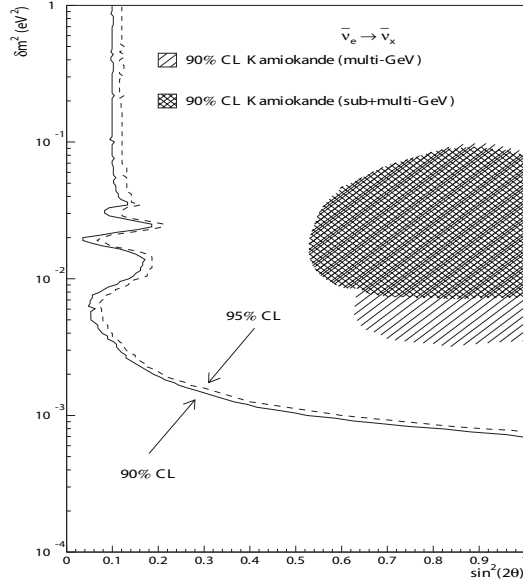


FIG. 2.11 – Courbe d'exclusion des paramètres d'oscillation obtenue par CHOOZ [35].

indique la présence d'un événement anti-neutrino. KamLAND a observé 258 événements $\bar{\nu}_e$ au lieu des 365.2 ± 23.7 attendus avec une probabilité de survie de 0.601 ± 0.069 (*stat.*) ± 0.042 (*syst.*). Le bruit de fond est estimé à 17.8 ± 7.3 événements.

Les résultats combinés de KamLAND (figure 2.13) avec les autres expériences des neutrinos solaires en considérant le meilleur ajustement, donnent :

$$\Delta m_{12}^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} eV^2 \text{ et } \tan^2 \theta_{12} = 0.40_{-0.07}^{+0.10}$$

2.4.2 Les neutrinos produits par les accélérateurs de particules

L'énergie des faisceaux de neutrinos générés par les accélérateurs des particules varie de quelques dizaines de *MeV* jusqu'à quelques centaines de *GeV*. Les faisceaux de neutrinos sont fabriqués par interaction des protons avec une cible puis filtrés par une grande quantité de matière dense. Ces neutrinos sont adaptables

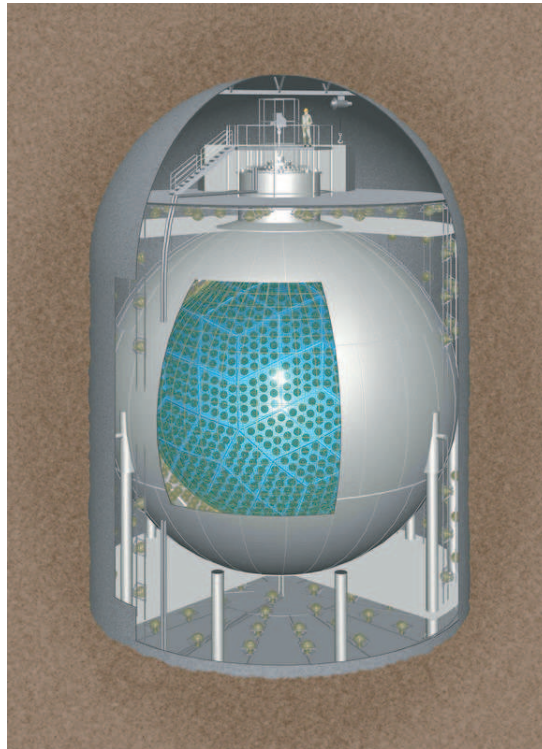


FIG. 2.12 – Schéma du détecteur KamLAND.

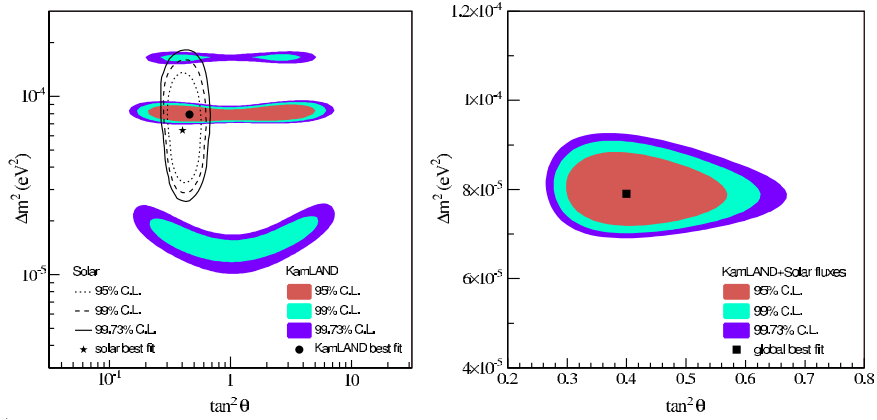


FIG. 2.13 – La figure de gauche représente la région autorisée par KamLAND et les autres expériences solaires. La figure de droite montre la région des paramètres solaires autorisées par l'analyse combinée de KamLAND et les autres expériences [37].

au type de recherche que l'on veut effectuer : la composition en saveur et l'énergie moyenne des neutrinos émis varient en fonction des caractéristiques de la source, de la cible utilisées, et du type de désintégration. Ce type de faisceau a été utilisé par plusieurs expériences : l'expérience de Brookhaven (découvert du ν_μ en 1962), l'expérience CHARMII, les expériences NOMAD et CHORUS...

LSND [38], KARMEN [39] et MiniBooNE [40]

Le détecteur LSND (liquid Scintillator Neutrino Detector) était constitué d'un cylindre de 8.3 m de long et 5.7 m de diamètre. Ce cylindre de 167 tonnes était rempli de liquide scintillant de faible concentration permettant de détecter à la fois les photons de scintillation et ceux dus à l'effet Cherenkov. Ces photons sont détectés grâce à des photomultiplicateurs (1220) placés sur la surface du détecteur. L'expérience proposait de mettre en évidence l'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ à travers la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Cette réaction est suivie par l'émission de photon due à la capture du neutron suivant la réaction : $n + p \rightarrow d + \gamma$ (2.2 MeV). Une analyse conjointe des résultats de LSND et de KARMEN qui a le même principe de détection que LSND permet d'autoriser deux régions $\Delta m_{12}^2 \sim 7 \text{ eV}^2$ et $\Delta m^2 \sim 1$

eV^2 et d'exclure la région $\Delta m_{12}^2 > 10 eV^2$. Les résultats de LSND ($\Delta m_{12}^2 \sim 1 eV^2$) étaient en contradiction avec les résultats des neutrinos solaires et atmosphériques qui donnent un Δm_{12}^2 beaucoup plus faible. La confirmation des résultats de LSND, indiquerait la présence des neutrinos stériles¹². Mais par manque de statistique, KARMEN n'était en mesure de confirmer ou d'infirmer les résultats de LSND.

L'expérience MiniBooNE qui a commencé ses prises de données en 1998 (détecte la première interaction neutrino en 2002) utilise un détecteur de 12 m de diamètre rempli d'huile (figure 2.14). Dans la région centrale sont disposés 1280 photomultiplicateurs. Sur la zone extérieure jouant le rôle de veto, sont placés 240 photomultiplicateurs. La détection se fait par rayonnement Cherenkov. MiniBooNE est sensible à la même région des paramètres et au même rapport L/E que LSND. Après trois ans de mesure, l'expérience annonce qu'elle n'a pas trouvé les mêmes résultats que LSND. Ces résultats ont permis d'exclure l'hypothèse d'oscillation avec un neutrino stérile de faible masse. La figure 2.15 représente les sensibilités des expériences LSND, KARMEN et le dernier résultat de MiniBooNE. L'excès en $\bar{\nu}_e$ observé par LSND et indiquant une oscillation avec existence d'un neutrino stérile n'est confirmé par MiniBooNE. Les résultats de l'expérience MiniBooNE sont donnés dans la référence [41].

CHORUS [42] et NOMAD [43]

Les expériences CHORUS (**CERN Hybrid Oscillation Research apparatus**) et NOMAD (**Neutrino Oscillation MAgnetic Detector**) étaient des expériences d'apparition cherchant à mettre en évidence l'oscillation du $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à travers la détection des ν_τ dans un faisceau¹³ produit au CERN. La détection des ν_τ se fait à travers les interactions CC selon l'équation $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$. CHORUS était basée sur la mesure de la topologie en coude de la désintégration du τ . Pour cela un critère angulaire basé sur la mesure de l'angle entre la direction du τ avant désintégration et celles des particules chargées issues de la désintégration est

¹²Le Δm^2 grand implique trois relation de masse indépendante et non plus deux (Δm_{12}^2 et Δm_{23}^2). On ajoute une troisième différence de masse Δm_{LSND}^2 . Par conséquent, il faudrait alors introduire un quatrième (ou même un cinquième) neutrino stérile qui n'interagit pas avec la matière (interagissant que via la gravité).

¹³Le faisceau de ν_μ avait une énergie moyenne de 24 GeV avec contamination de 6.4% en $\bar{\nu}_\mu$, 1% en ν_e et 0.3% en $\bar{\nu}_e$ tandis que la fraction de ν_τ était négligeable.

MiniBooNE Detector

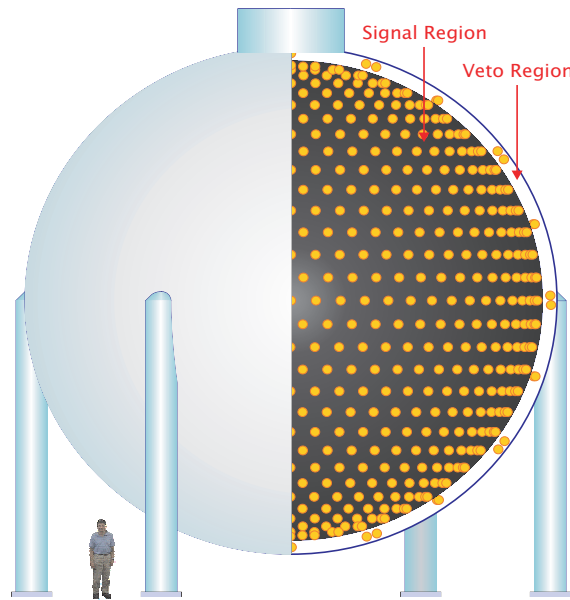


FIG. 2.14 – Schéma du détecteur MiniBooNE.

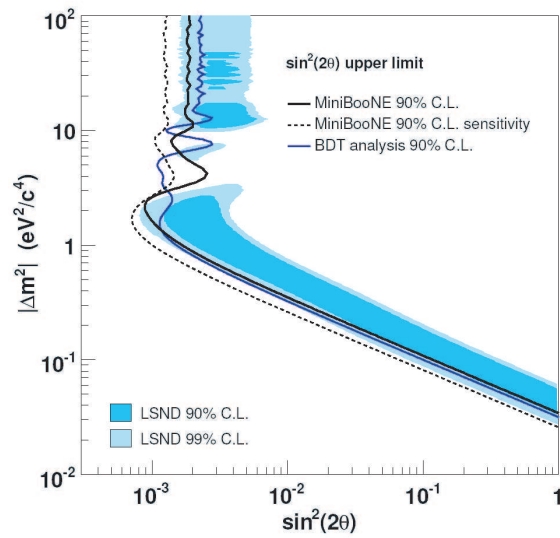


FIG. 2.15 – Régions permises à 90% et 99% C.L. par LSND comparées avec les contours d'exclusion de Bugey, KARMENII et le contour de MiniBooNE.

appliqué. Une haute résolution spatiale est donc nécessaire. NOMAD avait adopté une approche cinématique consistant à mesurer les corrélations angulaires dans le plan transverse entre les produits de désintégration du τ , la gerbe hadronique et le moment transverse manquant. Les résultats des deux expériences sont présentés sur la figure 2.16. Ces deux expériences donnent des limites similaires :

$$\sin^2 2\theta \geq 3 \times 10^{-4} \text{ pour les grand } \Delta m^2,$$

$$\text{et } \Delta m^2 < 0.75 \text{ eV}^2 \text{ pour } \sin^2 2\theta = 1.$$

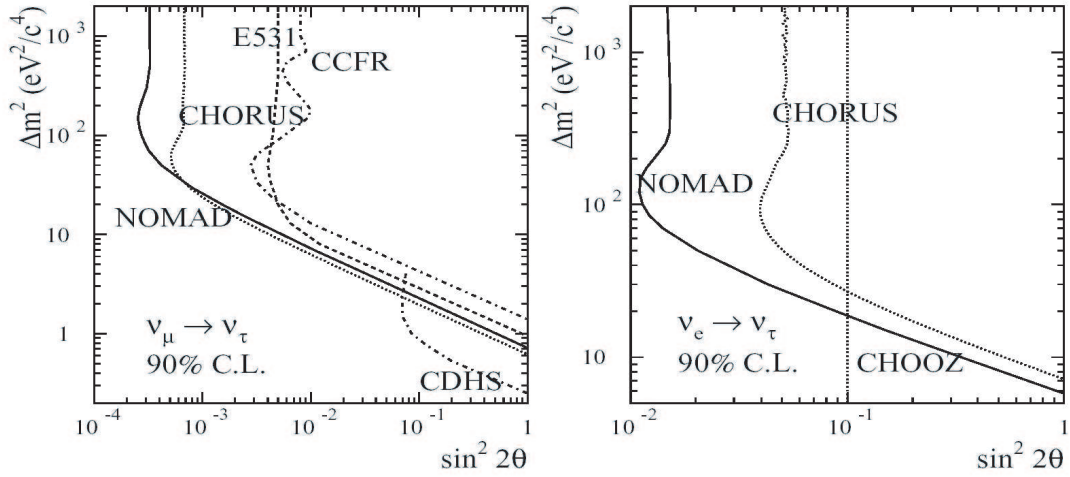


FIG. 2.16 – Contour pour les oscillations à deux saveurs pour les expériences CHORUS et NOMAD pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ (figure de droite) et celui pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (figure de gauche).

K2K (Kek to Kamioka) [44]

L'expérience K2K au Japon, utilise un faisceau¹⁴ de neutrinos ν_μ produit par le synchrotron de KEK au Japon pour étudier les paramètres d'oscillations dans le domaine atmosphérique. K2K est une expérience de disparition utilisant deux détecteurs Cherenkov à eau. Le premier (figure 2.17) est placé à proximité de la

¹⁴Ce faisceau contient 98.2% de ν_μ , 1.3% de ν_e et 0.5% de $\bar{\nu}_\mu$. L'énergie de ce faisceau est de 1.3 GeV.

source de neutrinos et le deuxième est placé à 250 km plus loin (détecteur de Super-Kamiokande). L'expérience mesure le flux de neutrino à partir de l'interaction $\nu_\mu + n \longrightarrow \mu^- + p$ donnant un seul anneau Cherenkov. La détection du muon et la mesure de son énergie permettent de remonter à l'énergie du neutrino.

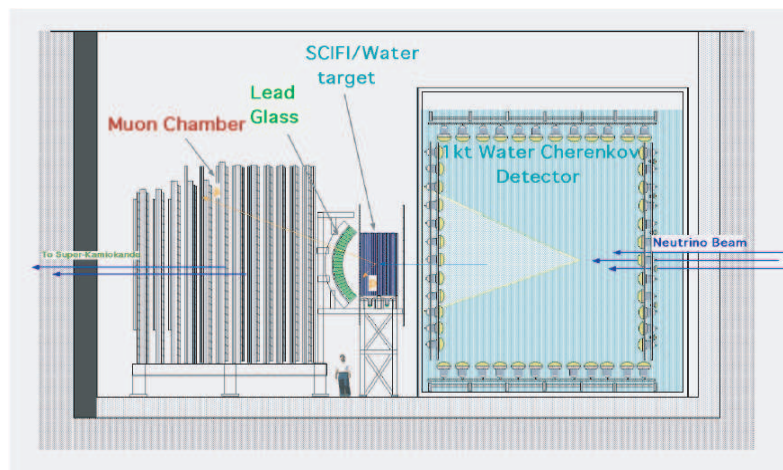


FIG. 2.17 – Représentation schématique du détecteur le plus proche de la source de neutrinos de l'expérience K2K.

K2K a enregistré un déficit avec une distorsion dans le spectre en énergie des muons mettant en évidence un comportement oscillatoire (figure 2.18). Au total, 107 événements ont été détectés au lieu des 151 prédits. Une représentation de la région permise pour les paramètres d'oscillation est donnée sur la figure 2.18. A 90% de niveau de confiance, $|\Delta m_{23}^2|$ s'étale entre $1.7 \times 10^{-3} eV^2$ et $3.5 \times 10^{-3} eV^2$ pour un angle de mélange maximal. Le meilleur ajustement donne :

$$|\Delta m_{23}^2| = 2.73 \times 10^{-3} eV^2, \sin^2 \theta_{23} \simeq 1.$$

MINOS [45]

MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) est une expérience de disparition utilisant comme source des ν_μ produit à l'accélérateur du Fermilab avec une énergie moyenne de 3 GeV. Cette expérience va permettre de tester les

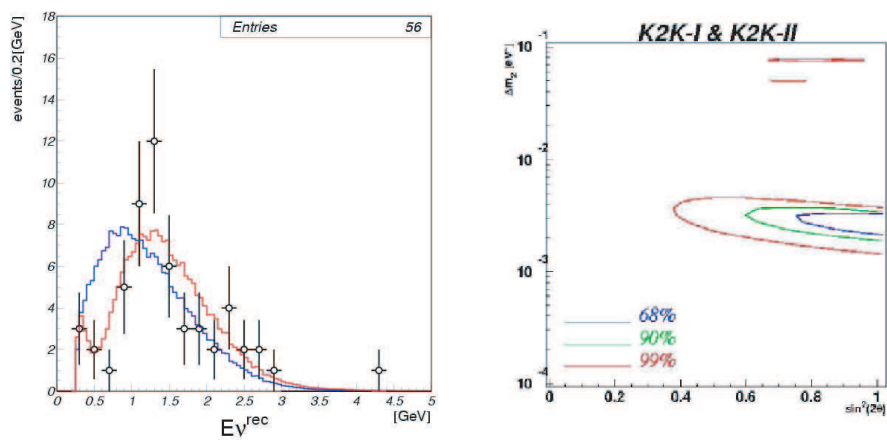


FIG. 2.18 – La figure de gauche représente le spectre de l'énergie des neutrinos enregistrés par K2K. Les points représentent les données ; l'histogramme en noir représente la forme attendue en l'absence d'oscillation, l'histogramme en rouge représente celle attendue en présence d'oscillation, après ajustement des paramètres de la théorie avec les données. La figure de droite montre les régions autorisées pour les paramètres d'oscillations [44].

oscillations neutrinos dans le domaine atmosphérique et de donner une limite sur l'angle de mélange θ_{13} à travers l'étude de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Le détecteur est placé à 732 km de l'accélérateur dans la mine de Soudan. Les roches¹⁵ de la mine protège le détecteur des rayons cosmiques. Le détecteur pèse au total 5.4 ktonnes et est composé de 2 supermodules. Chaque supermodule est constitué d'une alternance de plans de fer de 2.54 cm et de plans de barreaux de scintillateur plastique de 1 cm traversés par des fibres optiques et lus par des photomultiplicateurs. Un champ magnétique moyen de 1.3 Tesla est appliqué permettant l'identification de la charge des muons. Un détecteur proche de la production du faisceau permet une meilleure maîtrise de la systématique du flux. Une comparaison entre les flux mesurés dans les deux détecteurs est réalisée. Une disparition et une distorsion dans le spectre en énergie des ν_μ sont observées et traduisent une oscillation vers une autre saveur (figure 2.19).

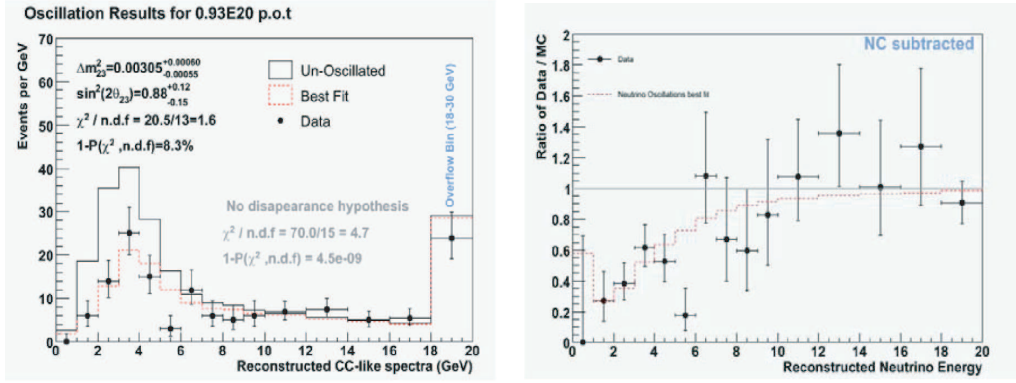


FIG. 2.19 – Distorsion du spectre en énergie pour les événements CC (figure de gauche). La figure de droite montre le déficit observé entre les données et la simulation Monte Carlo [45].

L'expérience MINOS a détecté 92 événements (pour une prise de données de 418 jours [46]) d'interactions de ν_μ pour 177 ± 11 attendus. MINOS observe donc un effet de disparition à 5σ et donne la différence de masse au carré suivante :

$$\Delta m_{23}^2 = 3.05^{+0.60}_{-0.55}(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst.}) \times 10^{-3} eV^2$$

et un

¹⁵Equivalent à une épaisseur de couche d'eau de 2070 m.

$$\sin^2 2\theta_{23} = 0.88_{-0.15}^{+0.12}(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})$$

La région autorisée des paramètres atmosphériques est présentée sur la figure 2.20.

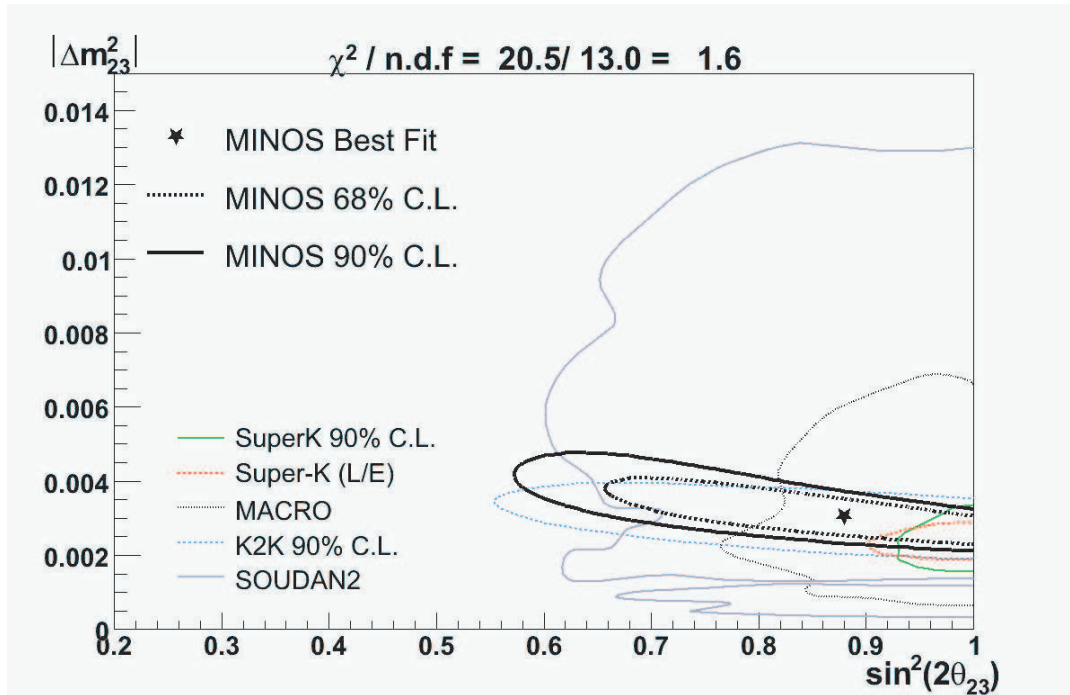


FIG. 2.20 – Contour autorisé des paramètres atmosphériques.

Conclusion

Plusieurs expériences ont étudié l'oscillation des neutrinos dans différents domaines : solaire ou atmosphérique. Ces expériences ont prouvé l'oscillation des neutrinos. Mais plusieurs questions sont encore sans réponse ; quelle est la nature des neutrinos, Dirac ou Majorana, quelle est la valeur du paramètre d'oscillation θ_{13} , quelle est la hiérarchie de masse des neutrinos (signe de Δm_{23}^2), quelles sont les valeurs précises des paramètres solaires et atmosphériques... Plusieurs expériences essaient de répondre à ces questions. L'expérience d'apparition OPERA va étudier l'oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$ dans le domaine des neutrinos atmosphériques en utilisant un faisceau de neutrinos (CNGS) produit au CERN et dirigé vers le détecteur placé au Gran Sasso en Italie. OPERA va tenter de conclure de manière définitive sur la nature des oscillations des neutrinos atmosphériques. Les deux chapitres qui suivent, présenteront une description détaillée du faisceau CNGS et du détecteur OPERA.

Le faisceau de Neutrinos du Cern vers Gran Sasso

Pour étudier l'apparition des neutrinos ν_τ par oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, il est intéressant de disposer d'un faisceau pur de neutrinos ν_μ . Un tel faisceau devrait avoir une énergie moyenne permettant de détecter un nombre suffisant de ν_τ issus de l'oscillation. Le faisceau utilisé, le CNGS (**C**ern **N**eutrino to **G**ran **S**asso) est produit au CERN et dirigé vers le laboratoire du Gran Sasso en Italie. Après une description rapide du laboratoire du Gran Sasso, ce chapitre va décrire les étapes de production du faisceau de neutrinos CNGS.

3.1 Laboratoire souterrain du Gran Sasso

Le laboratoire souterrain du Gran Sasso est situé à 120 km au nord-est de Rome en Italie. Il comporte trois cavernes qui sont un endroit idéal pour réaliser des expériences de neutrinos. Les 1400 mètres de roches protègent les expériences des rayons cosmiques [48]. Pour un nombre de muons à la surface de la terre d'environ $100 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, il ne reste dans les cavernes que $1 \text{ m}^{-2}\text{h}^{-1}$.

Les cavernes sont orientées dans la direction du CERN [49]. La figure 3.1 montre la disposition des trois cavernes du LNGS (**L**aboratori **N**azionali del **G**ran **S**asso) [49]. Ce laboratoire fait partie de l'INFN (**I**nstituto **N**azionale di **F**isica **N**ucleare). L'infrastructure du laboratoire est complétée par de nombreux bâti-

ments en surface. Près de l'entrée du tunnel, se trouvent les locaux des différents groupes, une bibliothèque et des bâtiments techniques.

Plusieurs expériences qui ont terminé leur prise de données ou qui sont en cours sont installées dans les cavernes du laboratoire souterrain : l'expérience LVD [50], dédiée à la détection des neutrinos de supernova, l'expérience GNO [51] nouvelle version de GALLEX, l'expérience CRESST [52] (détection de matière noire), l'expérience Macro, Borexino et CTF. D'autres petites expériences sont situées dans les couloirs de jonction comme : Heidelberg-Moscou [53], LLBF (le prototype test de LENS), DAMA et l'expérience Luna2. Le détecteur OPERA est installé dans la caverne C, qui est la caverne la plus large du Gran Sasso.

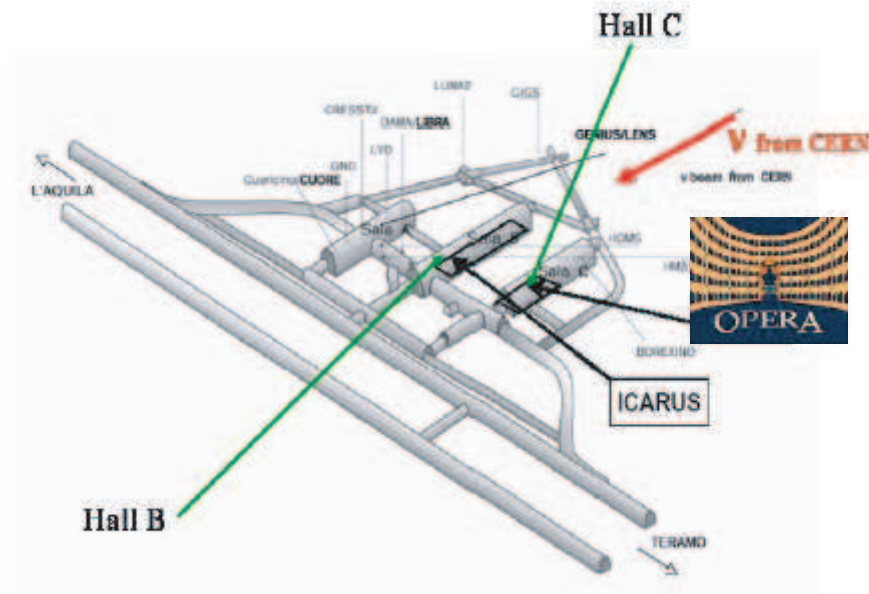


FIG. 3.1 – Schéma montrant les trois cavernes du LNGS.

3.2 Le faisceau CNGS

Le faisceau de neutrinos CNGS [49, 54] produit au CERN est dirigé vers Gran Sasso en Italie à une distance de 732 km. Ce faisceau contient essentiellement des

neutrinos de type ν_μ . Du fait de leur très faible probabilité d'interaction, la plus grande partie de ces neutrinos traverse la terre pour arriver au Gran Sasso. Le faisceau de neutrinos a un diamètre de deux kilomètres environ au Gran Sasso. La figure 3.2 montre le chemin suivi par le faisceau. Au plus profond de son trajet, le faisceau passe à 11.4 km en dessous de la surface du sol. L'angle entre l'axe du faisceau et l'horizontale au Gran Sasso est de 3.2 degrés. L'énergie moyenne du faisceau est d'environ 17 GeV et 98% des neutrinos auront une énergie supérieure à 3.5 GeV qui est l'énergie minimale pour la création du lepton τ lors de l'interaction d'un ν_τ .

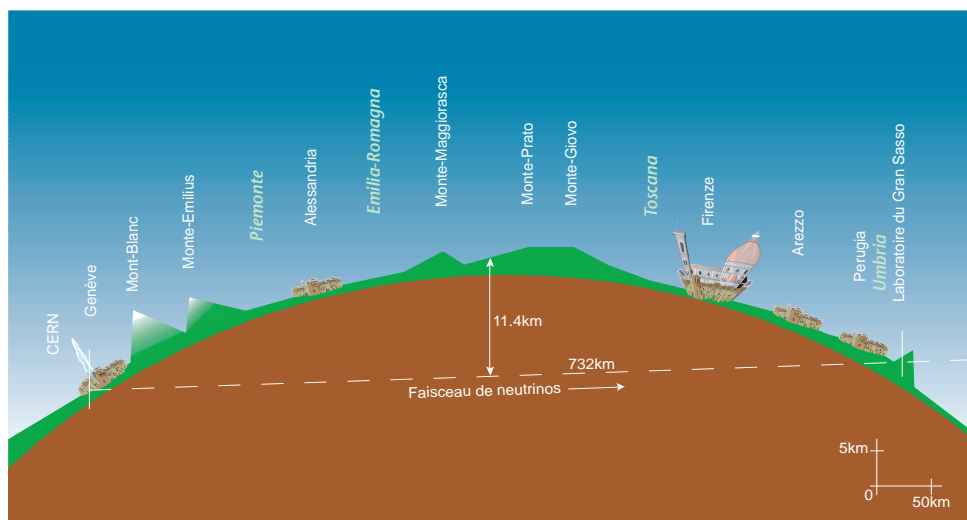
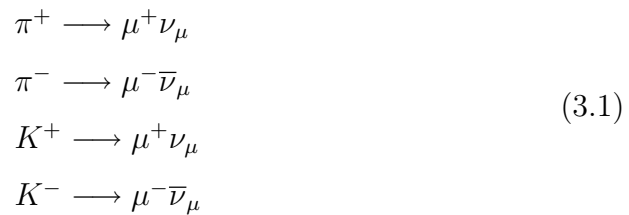


FIG. 3.2 – Coupe transversale de la Terre montrant le chemin suivi par le faisceau CNGS.

3.2.1 Production du faisceau CNGS

Le faisceau est généré à partir des collisions des protons avec une cible de graphite, en focalisant les particules produites (les pions et les kaons) dans la direction désirée. La désintégration de ces particules, dans un tunnel sous vide d'environ un kilomètre de long, donne lieu au faisceau de neutrinos. La production du faisceau de neutrinos passe par 3 étapes successives [55] :

- Un flux de protons primaires de 400 GeV, fabriqué par des accélérateurs de protons est dirigé vers une cible de graphite.
- Un faisceau secondaire contenant essentiellement des pions et des kaons est créé grâce à l'interaction du faisceau avec la cible. Ces kaons et pions sont dirigés par des systèmes magnétiques dans un tunnel de désintégration. En se désintégrant, ces particules donnent naissance à un faisceau de neutrinos, selon les réactions 3.1 :



- Le faisceau passe ensuite dans un milieu absorbant permettant d'arrêter toutes les particules autres que les neutrinos. Un détecteur de muons est placé derrière l'absorbeur afin d'obtenir des informations sur le faisceau. Ce principe de production des neutrinos est illustré sur la figure 3.3.

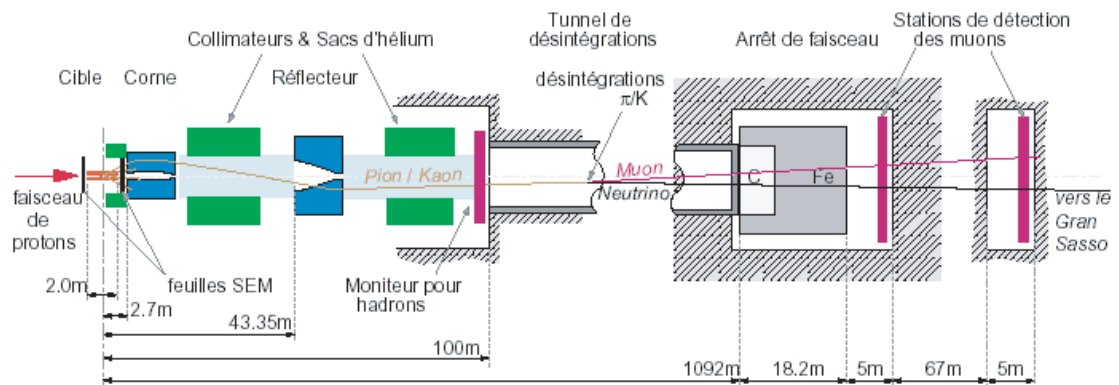


FIG. 3.3 – Vue schématique des différentes composantes de production du faisceau de neutrinos et les distances les séparant [80].

3.2.2 Le faisceau primaire de protons

Le faisceau est produit par les accélérateurs de protons du CERN. Le point de départ d'un faisceau de neutrinos est un faisceau de protons. La figure 3.4 montre les différents accélérateurs utilisés par le CNGS. Tout d'abord, l'accélérateur linéaire LINAC produit des protons de 50 MeV et les envoie au Booster (un petit accélérateur circulaire) qui les accélère à 1.4 GeV avant de les transférer au PS (Proton Synchrotron) où ils atteignent l'énergie de 14 GeV. Enfin, dans le SPS (Super Proton Synchrotron) les protons atteignent une énergie de 400 GeV.

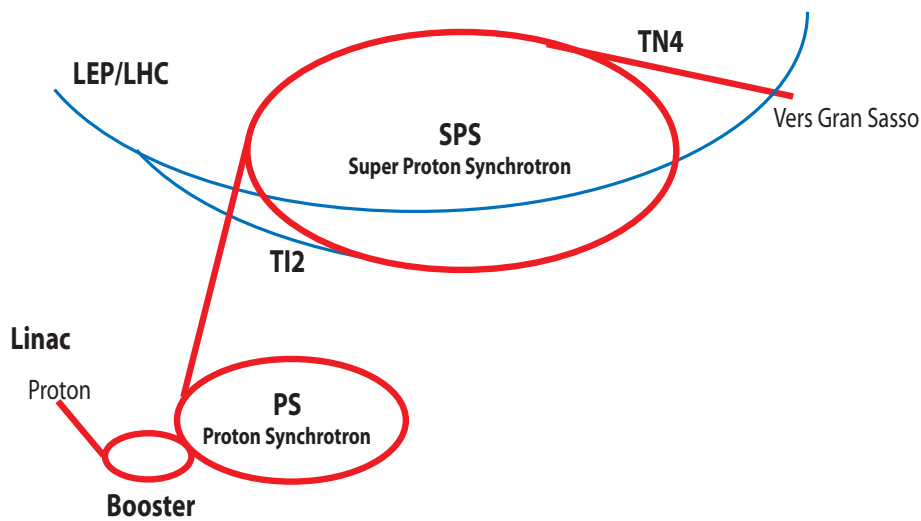


FIG. 3.4 – Les accélérateurs de protons utilisés pour la fabrication du faisceau de proton de 400 GeV.

Ces protons sont ensuite extraits du SPS grâce à un système d'extraction rapide (FE : Fast Extraction) de $10 \mu s$ chacun espacés de $50 ms$. Trois de ces extractions rapides alternent avec un système d'extraction lente (SE : Slow Extraction) dédié à d'autres expériences. Sur la figure 3.5, on repère les extractions destinées au CNGS, celles destinées aux autres expériences et les injections du PS.

Dans le SPS on peut atteindre une intensité de $4.8 \cdot 10^{13}$ protons par cycle. Pour une efficacité totale de 55 % et un temps de fonctionnement de 200 jours par an, le CNGS devrait fournir $4.5 \cdot 10^{19}$ protons par an sur la cible (pot) en mode partagé.

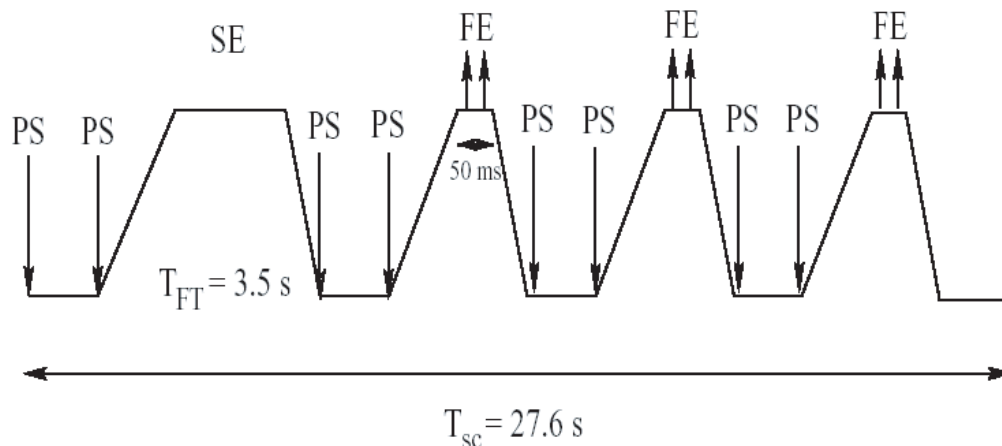


FIG. 3.5 – Représentation schématique d'un cycle du SPS avec les extractions rapides (FE) pour le CNGS et les extractions lentes (SE) pour d'autres expériences [80].

Cette intensité pourrait être portée à $7.6 \cdot 10^{19} \text{ pot}^1$ par an si le CNGS était le seul utilisateur du SPS.

3.2.3 La cible

La cible est composée de petits cylindres de graphite. Sa taille a été optimisée afin de fournir autant de particules secondaires que possible. La cible doit répondre aux exigences suivantes :

- Sa longueur est de 3 longueurs d'interaction. Ainsi 95% des protons peuvent interagir.
- Les particules secondaires doivent pouvoir en sortir sans subir d'interactions. On utilise un matériau de faible densité avec le plus petit diamètre possible, le rayon de la cible est fixé à 3 mm .
- La cible doit encaisser les contraintes thermomécaniques. Le matériau utilisé pour ces cibles est le beryllium, mais l'utilisation des paquets de protons intenses favorise le graphite qui absorbe la chaleur élevée due aux chocs thermomécaniques et aux dépôts d'énergie du faisceau de protons. Cette

¹pot : protons on target

cible est refroidie avec un jet de gaz d'hélium à haute pression en circuit fermé. Les particules produites par l'interaction des protons avec la cible vont former le faisceau secondaire. Ce faisceau est composé de pions et de kaons avec un rapport de 10 pour 1. Ceci s'explique par la masse plus légère des pions.

3.2.4 Le faisceau secondaire de pions et de kaons

Les particules chargées produites par la cible (pions et kaons), sont dirigées à travers un système composé de plusieurs aimants qui permettent de focaliser les particules de charge positive² et défocaliser les particules de charge négative³. Le but est de rendre le faisceau de pions et de kaons aussi parallèle que possible et de sélectionner l'énergie de ces particules. Chaque système aimanté est appelé une corne. La figure 3.6 montre ce système de focalisation.

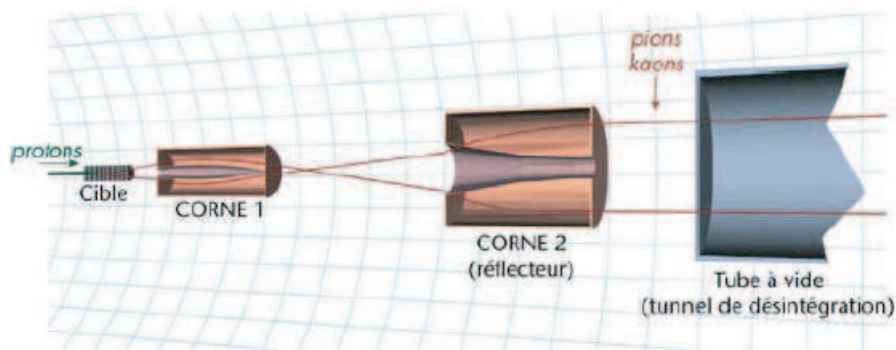


FIG. 3.6 – Système permettant la sélection des particules.

Dans ce système règne un champ magnétique toroïdal. La partie interne du système a une forme spéciale. Cette forme permet aux particules arrivant avec des petits angles de ne pas traverser le champ magnétique et donc de ne pas être déviées formant ainsi un faisceau rectiligne. Les particules arrivant avec grand angle

²En se désintégrant, ces particules donnent un lepton chargé positivement et un neutrino.

³En se désintégrant, ces particules donnent un lepton chargé négativement et un anti-neutrino non désiré.

traversent le champ magnétique produit dans le volume entre les deux conducteurs coaxiaux et sont donc déviées.

La première corne va fortement courber la trajectoire des particules en dessous de 35 GeV et plus faiblement les particules au dessus de 35 GeV. La seconde corne, appelée réflecteur va corriger la déviation et ainsi un maximum de pions et de kaons sera dans l'axe du Gran Sasso. La distance entre les deux cornes est d'environ 44 mètres. Pour minimiser les interactions des particules, des tubes remplis d'hélium sont placés entre les deux cornes ainsi qu'entre la deuxième corne et le tunnel de désintégration [56]. La trajectoire des particules chargées positivement et négativement est représentée sur la figure 3.7 :

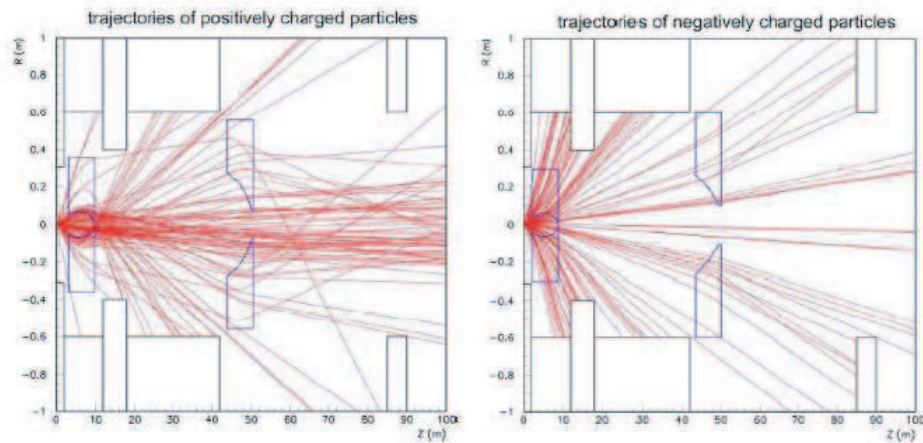


FIG. 3.7 – Simulation de la trajectoire des particules chargées positivement (à gauche) et négativement (à droite).

3.2.5 Stoppeur de hadrons

Un stoppeur de hadrons est placé à la fin du tunnel de désintégration permettant d'arrêter tous les protons qui n'ont pas interagi dans la cible ainsi que les pions et les kaons qui ne se sont pas désintégrés. La quantité d'énergie à absorber est élevée, c'est pour cela qu'il est composé de 3 mètres de graphite suivi de 15 mètres de fer. L'ensemble est refroidi par un système d'eau.

3.2.6 Détecteur de muons

Le dernier élément de la chaîne de production du faisceau est un détecteur de muons. Comme les muons⁴ ont les mêmes parents que les neutrinos (pions et kaons), ils donnent des informations sur les paramètres du faisceau (position, angle et intensité). Deux stations sont installées, une, juste après le stoppeur de hadrons et une autre à 67 mètres plus loin. Les muons restants sont absorbés par la roche autour du stoppeur de hadrons.

3.2.7 Erreurs possibles sur l’alignement

Le nombre de ν_τ au Gran Sasso est affecté par un certain nombre d’erreurs d’alignement du faisceau avec le Gran Sasso [57] :

- Les deux cornes qui servent à focaliser les particules secondaires jouent un rôle important. Leurs positions sont connues à 0.1 mm. Un désalignement de celles-ci supérieur à 0.6 mm a un effet supérieur à 3% sur le nombre de neutrinos.
- La précision sur l’alignement de la ligne du faisceau est de 0.05 mrad. Dans le cas où l’erreur sur l’alignement est de 0.5 mrad, ce qui correspond à 360 mètres de décalage au laboratoire du Gran Sasso, le nombre de neutrinos est réduit de 2.5 %.
- La précision sur la position du faisceau de protons sur la cible est connue à 0.1 mm près. Des simulations ont été réalisées où le faisceau était déplacé jusqu’à 1.5 mm. Il faut un déplacement du faisceau de protons sur la cible de quelques mm pour qu’il ait un effet sur le nombre de neutrinos au Gran Sasso.
- La divergence du faisceau et sa largeur ont un effet négligeable sur le nombre de neutrinos. Ce nombre n’est pas modifié même si ces deux paramètres sont doublés.

⁴Les muons sont difficilement absorbés dans un arrêt de faisceau : Ce sont des particules qui ne subissent pas l’interaction nucléaire forte et ne réagissent que rarement avec les noyaux atomiques. Ces muons sont donc absorbés plus loin, dans les roches.

3.2.8 Les caractéristiques du faisceau [58]

Le but de l'expérience est de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$. Le faisceau doit donc disposer de ν_μ dont le spectre en énergie permet d'avoir des oscillations vers le ν_τ . De plus il faut avoir un faisceau aussi pur que possible. Comme la détection se fait par courant chargé, il faut que le neutrino soit suffisamment énergétique pour produire un lepton τ . Une autre caractéristique qui doit être optimisée, est la composition en d'autres saveurs.

Largeur et énergie du faisceau

Malgré la focalisation précise, le faisceau au Gran Sasso a une largeur qui s'étend sur environ 2 km. La figure 3.8 montre la distribution radiale du faisceau au Gran Sasso. Cependant, la largeur du détecteur est de 6 m et le flux de neutrinos ν_μ est constant pour des distances transverses variant entre 0 et 1000 mètres de diamètre. La largeur du faisceau n'a pas de réelle influence sur le nombre d'événements attendus.

L'énergie moyenne du faisceau est de 17 GeV, comme le montre la figure 3.9 représentant le spectre d'énergie des ν_μ au Gran Sasso. 98 % des neutrinos ont une énergie supérieure à 3.5 GeV permettant d'être au delà du seuil de production du lepton τ et le flux est pratiquement nul au dessus de 30 GeV.

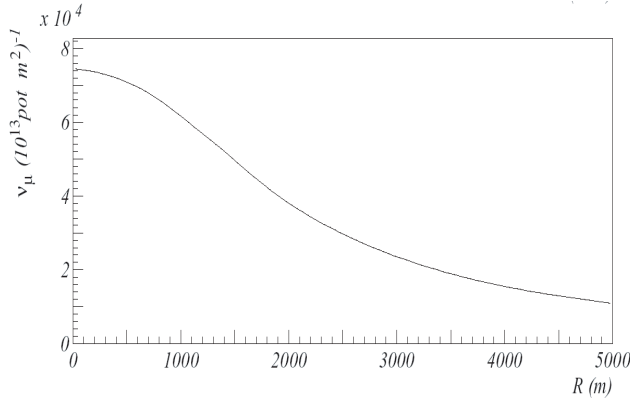


FIG. 3.8 – Distribution radiale des ν_μ au Gran Sasso à 732 km de la cible.

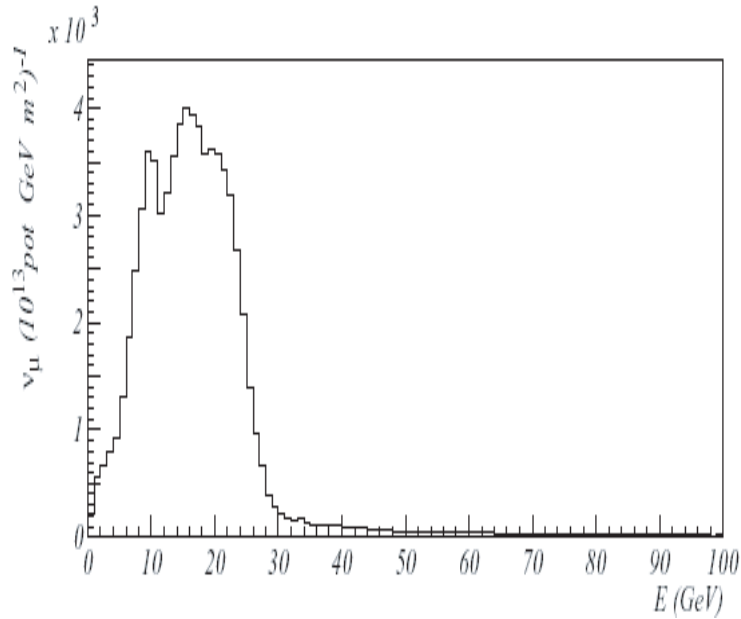


FIG. 3.9 – Distribution en énergie des ν_μ produits.

Contamination du faisceau en d'autres saveurs

Le faisceau est essentiellement un faisceau ν_μ , mais il est faiblement contaminé par d'autres saveurs de neutrinos (ν_e , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$). Le tableau 3.1 montre le nombre de neutrinos des autres saveurs normalisé au nombre de ν_μ . Les incertitudes statistiques du Monte Carlo sont de 1 % pour la composition en ν_μ du faisceau et un peu plus pour les autres saveurs [59]. La contamination principale provient des $\bar{\nu}_\mu$ produits par la désintégration des π^- et des K^- qui ont pu traverser les cornes magnétiques. Ces pions et kaons sont aussi à l'origine de la contamination en $\bar{\nu}_e$. La contamination en ν_e a pour origine la désintégration des π^+ et des K^+ (essentiellement $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$).

La figure 3.10 montre la distribution en énergie des flux des différentes saveurs attendues au Gran Sasso.

| Fraction des autres neutrinos dans le faisceau | |
|--|--------|
| ν_e/ν_μ | 0.8 % |
| $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ | 2.1 % |
| $\bar{\nu}_e/\nu_\mu$ | 0.07 % |

TAB. 3.1 – Contamination du faisceau ν_μ par les autres saveurs de neutrinos.

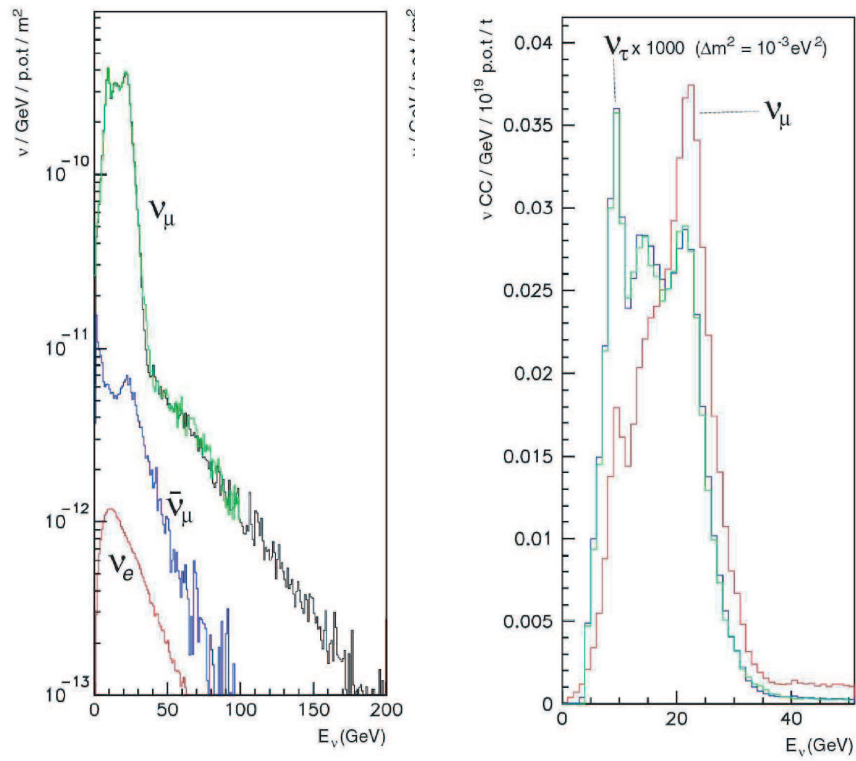


FIG. 3.10 – La figure de gauche représente le flux pour les différentes saveurs de neutrinos au Gran Sasso et la figure de droite le flux pour les neutrinos ν_μ interagissant par courant chargé et les neutrinos ν_τ attendus au Gran Sasso pour un $\Delta m^2 = 10^{-3} \text{eV}^2$.

Optimisation de l'apparition des ν_τ

Le critère permettant de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$ est le nombre d'interaction ν_τ courant chargé observable. La zone de Δm^2 où une telle oscillation est attendue est comprise entre 10^{-2} eV^2 et 10^{-3} eV^2 d'après les derniers résultats de Super Kamiokande [60]. Le nombre de ν_τ courant chargé pour un faisceau de ν_μ est donné par la relation suivante⁵ :

$$N_\tau = A \times \int \Phi_{\nu_\mu}(E) \times P_{osc}(E) \times \sigma_{\nu_\tau}(E) \times \epsilon(E) \times dE$$

Avec :

- A : le nombre de nucléons dans le détecteur,
- $\Phi_{\nu_\mu}(E)$: le flux de ν_μ ,
- $\sigma_{\nu_\tau}(E)$: La section efficace d'interaction du ν_τ avec un nucléon.
- $\epsilon(E)$: l'efficacité de détection du τ ,
- $P_{osc}(E)$: la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Pour une oscillation à deux saveurs et en considérant $\Delta m^2 \times L/E \ll 1$ (ce qui est toujours le cas pour les petites valeurs des différences des carrés des masses⁶), elle est donnée par la relation :

$$P_{osc}(E) = \sin^2(2\theta) \sin^2(1.27 \times \Delta m^2 \times L/E) \quad (3.2)$$

$$P_{osc}(E) \simeq \sin^2(2\theta) \times (1.27 \times \Delta m^2 \times L/E)^2 \quad (3.3)$$

Le nombre de ν_τ est donné par la relation :

$$N_\tau = A \times \sin^2(2\theta) \times (1.27 \times \Delta m^2 \times L)^2 \times \int \Phi_{\nu_\mu}(E) \times \sigma_{\nu_\tau}(E) \times \epsilon(E) \times dE/E^2 \quad (3.4)$$

Comme le montre cette équation :

- Pour augmenter le nombre de ν_τ , il faut choisir un faisceau qui maximise l'intégrale en question. Cette maximisation ne dépend pas des valeurs de

⁵Les interaction courant chargé tiennent compte des contributions profondément inélastiques, quasi-élastiques et résonnantes.

⁶Dans le cas d'OPERA, $L/E = 43 \text{ km}/\text{GeV}$ et $\Delta m^2 = 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Δm^2 . Il ne faut pas uniquement maximiser le flux, mais celui-ci doit être maximal pour les mêmes valeurs du rapport $f_\tau(E)/E$.

- Le nombre de ν_τ courant chargé est proportionnel à $(\Delta m^2)^2$.
- Le spectre en énergie des ν_τ ne dépend pas de Δm^2 .
- Comme le flux $\Phi_{\nu_\mu}(E)$ varie en $1/L^2$, N_τ ne dépend pas de L et le rapport signal/bruit augmente avec L^2 .

Le tableau 3.2 montre le nombre de neutrino ν_μ attendu ainsi que le nombre d'événements ν_μ courant chargé. Le tableau 3.3 montre le nombre d'interactions ν_τ pour différentes valeurs de Δm^2 sans tenir compte de l'efficacité du détecteur.

| | |
|--|------------------------|
| ν_μ (m^{-2}/pot) | 7.78×10^{-9} |
| ν_μ courant chargé evts/pot/kton | 5.85×10^{-17} |

TAB. 3.2 – Les valeurs nominales attendues au Gran Sasso.

| Δm^2 (eV^2) | Nombre d'interactions ν_τ |
|-------------------------|----------------------------------|
| 1×10^{-3} | 20 |
| 2×10^{-3} | 80 |
| 3×10^{-3} | 180 |

TAB. 3.3 – Nombre attendu d'interactions ν_τ CC en 5 ans de prise de données et pour une masse de la cible de 1.35 ktonne [81].

1.2.1 Les particules du modèle standard

Dans le modèle standard les particules qui composent la matière ont un spin 1/2, ce sont des fermions (tableau 1.1). Leurs combinaisons donnent des structures plus complexes telles les nucléons, les noyaux et les atomes. Les fermions se subdivisent en deux familles : les quarks et les leptons. Chaque lepton chargé a un neutrino associé. Dans le cadre du Modèle Standard, le neutrino est une particule possédant les propriétés suivantes :

- spin 1/2 ;
- masse nulle ;
- charge électrique nulle ;
- chiralité gauche pour les neutrinos, et droite pour les anti-neutrinos ;
- nombre leptonique spécifique. On parlera ainsi de neutrino électron, neutrino muon et neutrino tau notés respectivement ν_e , ν_μ et ν_τ .

| | Saveur | Charge électrique | Masse |
|--------------------------------|------------|-------------------|----------------------------|
| 1 ^{ère} génération | ν_e | 0 | $< 0.0022 \text{ MeV}/c^2$ |
| | e | -1 | $0.511 \text{ MeV}/c^2$ |
| 2 ^{ème} génération | ν_μ | 0 | $< 0.19 \text{ MeV}/c^2$ |
| | μ | -1 | $0.106 \text{ GeV}/c^2$ |
| 3 ^{ème} génération | ν_τ | 0 | $< 18.2 \text{ MeV}/c^2$ |
| | τ | -1 | $1.777 \text{ GeV}/c^2$ |

TAB. 1.1 – Quelques propriétés des leptons.

1.2.2 Le nombre de neutrinos

En 1989, les prises de données du LEP^5 [12], ont montré qu'il n'existe que trois familles de neutrinos légers. En effet la largeur de désintégration du Z^0 dépend directement du nombre de canaux de désintégration possibles du Z^0 . En observant

⁵Le collisionneur du CERN, avec les expériences ALEPH [8], DELPHI [9], L3 [10] et OPAL [11] pour l'étude du boson Z^0 (médiateur de l'interaction faible à courant neutre), produit lors des collisions e^+e^- et qui se désintègre quasi instantanément.

Le détecteur OPERA

OPERA (**O**scillation **P**roject with **E**mulsion **t**Racking **A**paratus) a pour objectif la première observation directe d'apparition du ν_τ dans un faisceau pur de ν_μ . Cette observation va permettre de confirmer l'hypothèse d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ qui a été proposée par l'expérience Super-Kamiokande. Grâce à la bonne identification des électrons et à la faible contamination du faisceau en ν_e , OPERA qui est également sensible à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pourrait mettre en évidence cette oscillation sinon améliorer la limite sur la valeur de l'angle de mélange θ_{13} (un paramètre de la matrice de mélange PMNS des neutrinos), tout comme Minos.

Dans ce chapitre, la première partie est dédiée à la description du détecteur OPERA. La deuxième partie explique la stratégie d'analyse et la troisième partie expose la sensibilité de l'expérience OPERA.

4.1 Description du détecteur

Le détecteur OPERA est composé de deux supermodules identiques [61]. Chaque supermodule est composé d'une cible et d'un spectromètre à muons. La cible est constituée de 31 murs de briques en alternance avec des plans de barreaux de scintillateurs horizontaux et verticaux. La figure 4.1 montre une vue d'ensemble du détecteur. Le détecteur est d'environ 30 mètres de long, et dans sa plus grande section (au niveau du spectromètre) 10 mètres de côté.

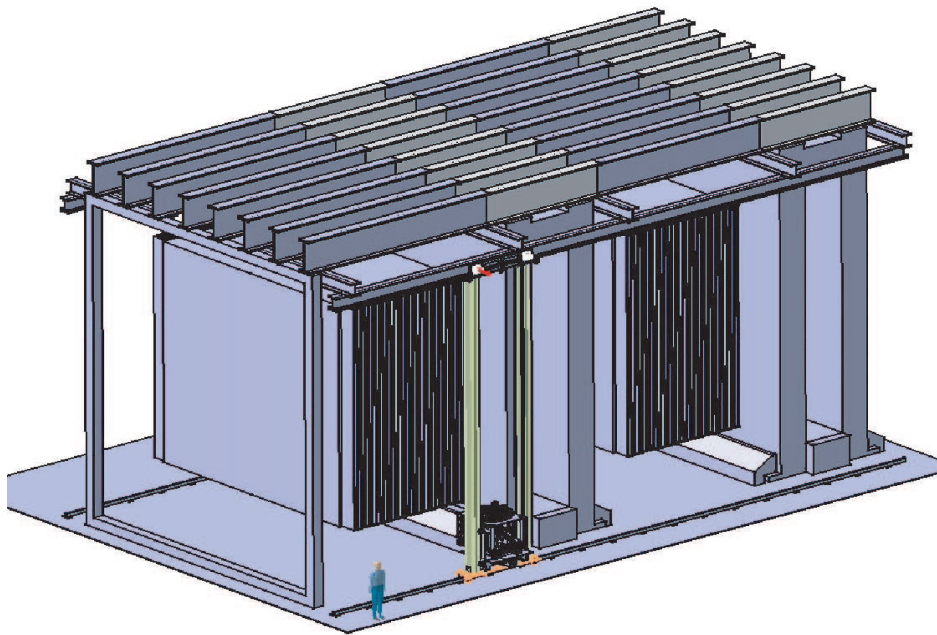


FIG. 4.1 – Vue générale du détecteur OPERA, avec son support métallique reposant sur des aimants et sur lequel la partie cible est suspendue. Cette structure permet de satisfaire les contraintes liées à la sismicité.

4.1.1 La cible et le trajectographe

La cible est composée de murs de briques et de plans de détecteurs électroniques (trajectographe) servant à localiser ces briques.

Les murs de briques

L'élément de base d'OPERA est une brique d'émulsion photographique ECC (**E**mulsion **C**loud **C**hamber) dont la section est de $10.2 \times 12.7 \text{ cm}^2$ et l'épaisseur est de 7.54 cm. Le poids d'une brique est d'environ 8.3 kg. Il existe plusieurs contraintes sur la taille des briques [61]. Une brique ne doit représenter qu'une faible fraction du poids total d'un supermodule, en effet lorsque les briques sont retirées, elles ne doivent pas modifier sensiblement la masse du détecteur. La brique doit être manipulée par des robots, donc ne doit pas être trop lourde. La figure 4.2 représente une photographie d'une brique avec son emballage.

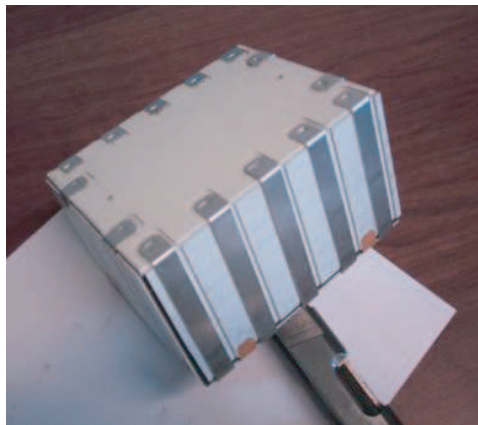


FIG. 4.2 – La photographie représente une brique d'OPERA emballée avec du papier étanche.

Une brique est une succession de 57 feuilles d'émulsion de $290 \mu\text{m}$ alternés avec des feuilles de plomb de 1 mm . Chaque feuille d'émulsion est constituée d'une couche d'émulsion ($44 \mu\text{m}$), d'une base plastique ($200 \mu\text{m}$) et d'une nouvelle couche d'émulsion. Une représentation schématique d'une brique est donnée sur la figure 4.3. L'émulsion peut être vue comme un milieu "temporaire" de stockage analogique d'information. La figure 4.4 montre le détail d'une cellule (une feuille

d'émulsion + une feuille de plomb) ainsi que la trajectoire du produit d'interaction d'un ν_τ dans celle-ci. Un ν_τ va interagir par courant chargé dans le plomb et donner naissance à un lepton τ qui va se désintégrer en formant un coude caractéristique (kink). Le parcours moyen d'un tau de 10 GeV est de $500 \mu\text{m}$. On distingue deux types de désintégrations : les désintégrations courtes (short decay) quand elles se produisent dans la feuille de plomb où le neutrino a interagi, et les désintégrations longues (long decay) lorsque le τ traverse au moins une feuille d'émulsion. La mise en évidence de ce coude par reconstruction des traces dans les émulsions permet de signer l'oscillation des neutrinos. L'émulsion va enregistrer l'empreinte des particules chargées issues de l'interaction.

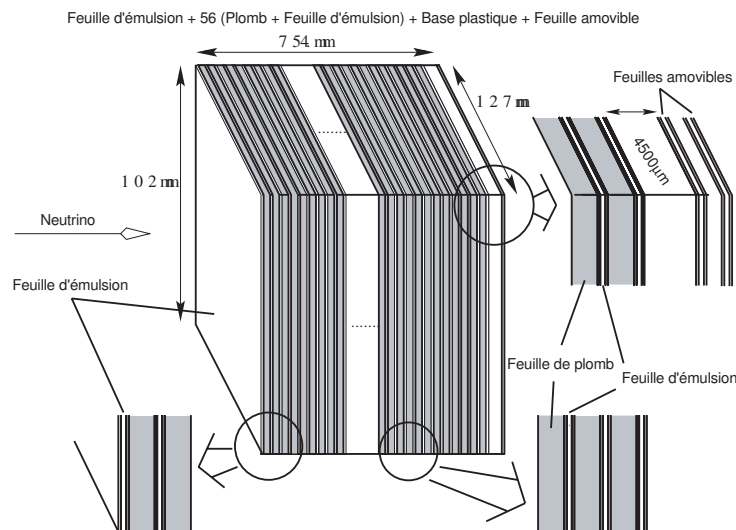


FIG. 4.3 – Structure schématique d'une brique ECC du détecteur OPERA [80].

La brique se termine par deux feuilles amovibles "changeable sheet" identiques aux feuilles d'émulsions internes. Ces dernières feuilles sont les premières scannées (avant le développement de la brique) et indiquent si cette brique a été touchée par des particules donc si cette brique est bien celle où a eu lieu l'interaction du neutrino.

Les briques sont assemblées entre elles pour former des murs qui constituent la cible. Il y a $\simeq 2860$ briques par mur avec un espace inter brique faible pour limiter

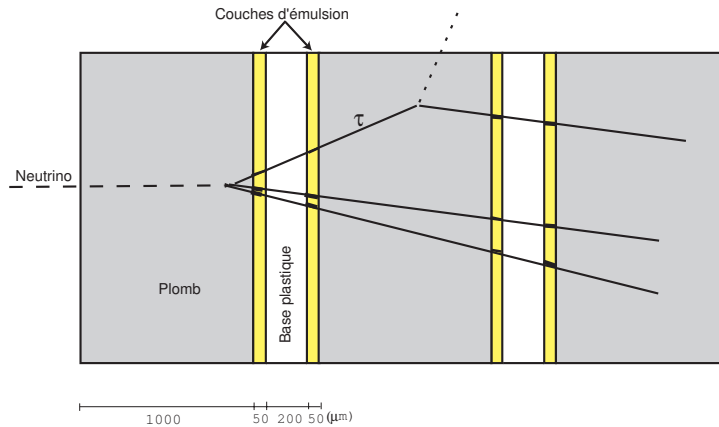


FIG. 4.4 – Structure d’une cellule d’une brique. La trajectoire du τ est reconstruite en utilisant les informations qu’il laisse dans les feuilles d’émulsions.

les zones mortes. Le matériau composant le support doit être léger pour minimiser les interactions des neutrinos avec celui-ci. Le tableau 4.1 donne les différentes caractéristiques de la cible d’un supermodule du détecteur OPERA.

| | |
|---|--|
| Épaisseur d’une cellule (émulsion + Pb) | $\sim 1.29\text{mm}$ |
| Nombre de feuilles/brique | 57 |
| Taille d’une brique | $12.7(H) \times 10.2(V) \times 7.54(L) \text{ cm}^3$ |
| Masse d’une brique | 8.3 kg |
| Nombre de briques par mur | ~ 2865 |
| Nombre de murs par super-module | 27 |
| Nombre de briques par super-module | 77500 |
| Surface totale des émulsions par super-module | $\sim 58000 \text{ m}^2$ |
| Masse de la cible d’un super-module | $\sim 675 \text{ tonnes}$ |

TAB. 4.1 – Caractéristiques de la cible d’un supermodule du détecteur OPERA

Le trajectographe

Le trajectographe est utilisé pour sélectionner la brique où a eu lieu l'interaction afin de limiter la zone à scanner. Ce trajectographe donne des informations sur la position et l'énergie des particules ayant traversé les murs de briques (figure 4.5) de façon qu'il sera possible de reconstruire par des algorithmes appropriés les traces des particules dans le détecteur.

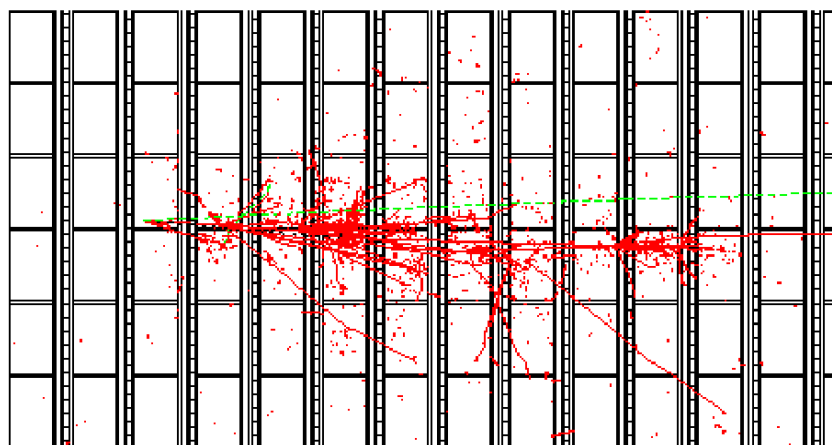


FIG. 4.5 – Représentation d'un événement $\tau \rightarrow \mu$ dans la cible d'OPERA (simulation). Le spectromètre n'est pas représenté. Le faisceau vient de la gauche et l'interaction a eu lieu dans le troisième mur de briques. La trace du muon correspond à la plus longue trace, celle qui sort sur la droite de la figure [80].

Le trajectographe est constitué de murs de scintillateurs plastiques (figure 4.6). Cette technologie classique est utilisée aussi dans l'expérience MINOS [62]. Il couvre de l'ordre de 3000 m². Les plans sont constitués de barreaux de 2.6 cm de largeur et de 6.7 mètres de long pour une épaisseur de 1 cm. Pour assurer la solidité d'un mur, les barreaux sont groupés par paquet de 64 dans une enveloppe de 0.5 mm d'épaisseur faite en aluminium. Cette ensemble forme une unité de base et on place 4 unités comme celle-ci pour former un plan de 256 barreaux. Un plan de trajectographe est formé par un mur vertical et un mur horizontal de barreaux de scintillateurs comme l'indique la figure 4.7. Les barreaux de chaque module sont reliés à un photomultiplicateur (PM) à 64 pixels. Une gouttière a été creusée tout

au long du barreau pour placer une fibre à décalage spectral qui réémet la lumière de scintillation dans le vert (longueur d'onde à laquelle les PM sont sensibles). Les barreaux sont recouvert d'une fine couche de TiO_2 réfléchissante pour assurer une bonne collection de la lumière.

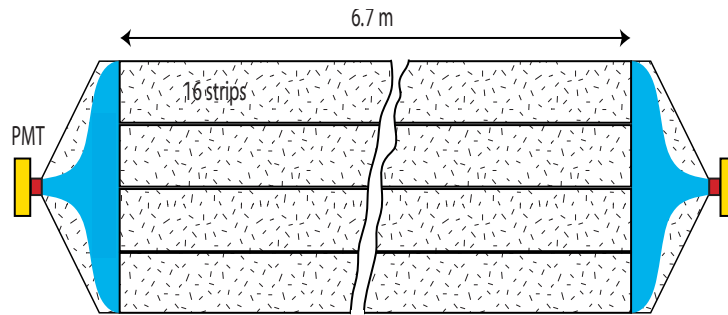


FIG. 4.6 – Vue schématique d'une unité de barreau de scintillateur plastique [80].

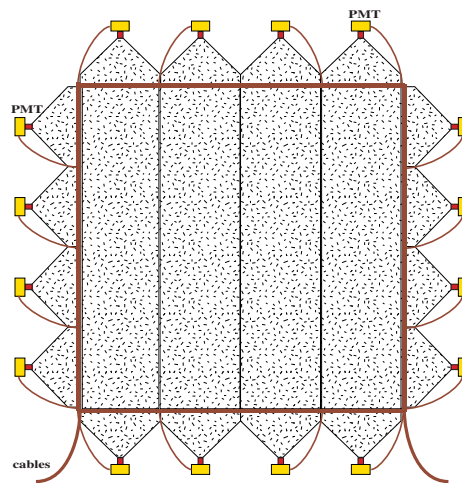


FIG. 4.7 – Schéma des plans du trajectographe [80].

Le manipulateur de briques BMS

Deux robots ¹ de manipulation nommés BMS (**B**rick **M**anipulator **S**ystem) ont été développés au laboratoire d'Annecy le-Vieux (LAPP). Les briques sont retirées automatiquement par le robot, qui se place en face du mur indiqué comme étant celui du vertex de l'interaction et en face de la bonne rangée de briques. Les briques retirées sont stockées sur un carroussel jusqu'à ce que l'on atteigne la bonne brique. Celle-ci est alors retirée, remplacée par une brique prise sur le bord. La figure 4.8 représente une schématisation du manipulateur de briques.

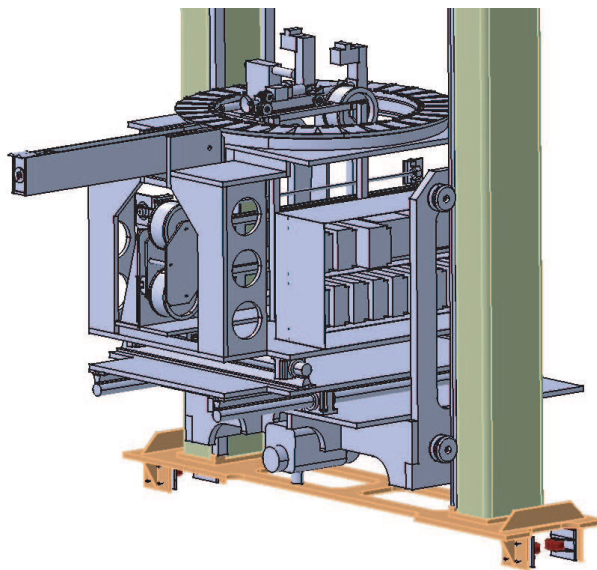


FIG. 4.8 – Dessin du robot permettant de retirer les briques (23 briques/jour). Le carroussel permettant le stockage des briques retirées.

4.1.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est la partie la plus large du détecteur. Il dépasse la cible et le trajectographe d'environ 2 mètres. La masse du spectromètre est d'environ 900 tonnes. L'objectif principal du spectromètre est de mesurer la charge

¹Ces robots ont comme première tâche la mise en place des briques dans le détecteur.

et l'impulsion des muons qui le traversent. C'est pour cette raison qu'il est aussi large ; il peut donc récupérer les muons à grand angle sortant de la cible.

L'aimant et le trajectographe interne

La taille externe de l'aimant est de 8.75 mètres de large, 10 mètres de haut et plus de 2.64 mètres de long. La longueur comprend deux murs de 0.82 mètre et un espace vide de 1 mètre où sont logés les tubes à dérive. Chaque mur est fait de 12 plans de fer (5 cm d'épaisseur) espacés de trous de 20 mm pour installer les RPC (Chambres à Plaques Résistives) . Les RPC donnent une information verticale et horizontale afin de pouvoir reconstruire des traces en trois dimensions.

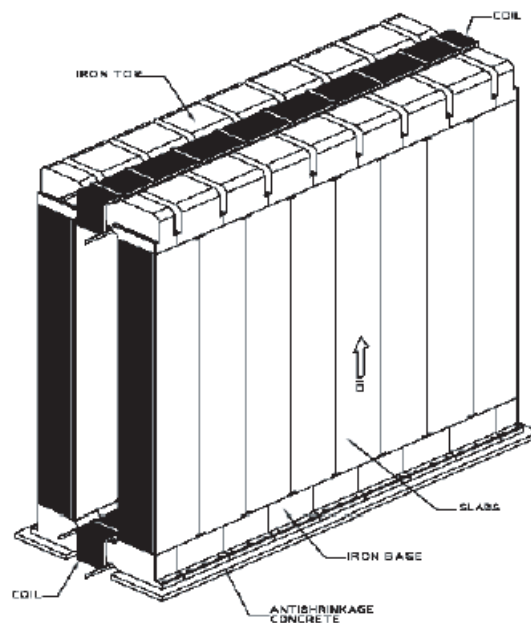


FIG. 4.9 – Système de l'aimant dipolaire constituant le spectromètre à muon placé derrière chaque supermodule.

Les tubes à dérive

Un trajectographe composé de plans de tubes à dérive est placé en amont, en aval de l'aimant et à l'intérieur de l'aimant. Ils servent à mesurer les coordonnées

et la direction des muons. Ils doivent être capables de détecter des traces isolées. Un plan de tubes à dérive couvre une surface de $8.75 \times 8 \text{ m}^2$. Chaque plan contient 256 tubes (des cylindres métalliques dont le diamètre externe est de 34 mm).

Pour éviter les zones mortes, les plans de tubes à dérive sont décalés les uns par rapport aux autres. Le deuxième est décalé de $3/8$ du diamètre par rapport au premier et le troisième est décalé de $5/8$ du diamètre par rapport au premier. Un plan complet comprend donc trois couches de 256 tubes, comme on peut le voir sur la figure 4.10.

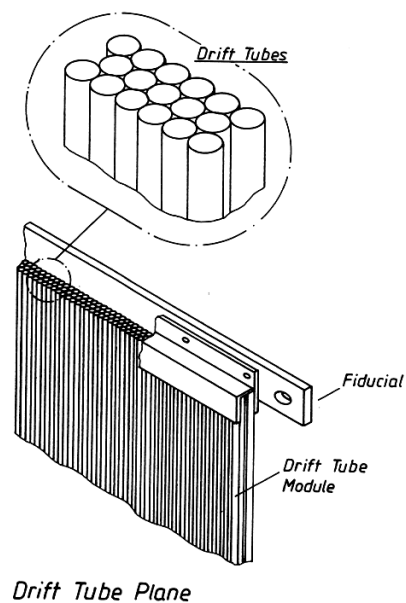


FIG. 4.10 – Détail d'un plan de tubes à dérive. On peut distinguer les trois couches de tube, décalées les unes par rapport aux autres [80].

Identification des muons

L'identification des muons joue un rôle important dans la catégorisation des événements et la rejection du bruit de fond. Pour cela les détecteurs électroniques sont indispensables. Le critère appliqué pour la sélection des muons est la longueur de la trace qui est une grandeur caractéristique des muons qui traversent la matière plus facilement que les hadrons et les électrons. Si on utilise l'association des

détecteurs électroniques, on identifie les muons d'énergie supérieure à $\simeq 2\text{GeV}/c$. Les traces trouvées sont associées aux traces trouvées dans les briques. La trace est validée si l'angle entre les 2 traces est inférieur à 200 mrad . L'impulsion mesurée dans les détecteurs électroniques est comparée à celle mesurée par diffusion multiple dans la brique [64]. Les résultats [65] sont présentés dans le tableau 4.2 :

| type | $\epsilon_{\mu ID}(\%)$ | $\epsilon_{assoc}(\%)$ | $\epsilon_{\mu ID} \times \epsilon_{assoc}(\%)$ |
|----------------------------|-------------------------|------------------------|---|
| $\nu_{\mu} CC$ | 96.9 | 85.1 | 82.4 |
| charme | 85.8 | 84.8 | 82.1 |
| $\nu_{\mu} NC$ | 31.8 | 30.9 | 9.7 |
| $\tau \rightarrow \mu$ DIS | 93.1 | 84.8 | 78.8 |
| $\tau \rightarrow \mu$ QE | 93.0 | 89.5 | 83.3 |

TAB. 4.2 – Efficacités d'identification des muons grâce aux détecteurs électroniques combinées aux efficacités d'association des traces dans les briques, pour différents types d'événements.

4.2 Stratégie d'analyse

Le développement des émulsions photographiques et le scanning vont représenter les étapes essentielles dans le fonctionnement d'OPERA. En effet, c'est l'étude détaillée des émulsions qui va révéler la présence d'un vertex et si l'on a un événement τ ou un autre type d'événements (ν_{μ}). L'expérience va fournir environ ~ 23 briques par jour à analyser et toute une série d'étapes, depuis l'extraction jusqu'à l'analyse a été établie (figure 4.11).

4.2.1 Localisation de la brique

Les détecteurs électroniques placés derrière chaque mur de briques permettent de localiser le mur puis la brique où a eu lieu l'interaction neutrino. L'erreur sur la détermination du mur est due à la diffusion vers l'arrière de certaines particules (photon ou hadron). La brique est extraite grâce au système de manipulation BMS. La brique sera placée dans une salle de stockage blindée. Les feuilles amovibles

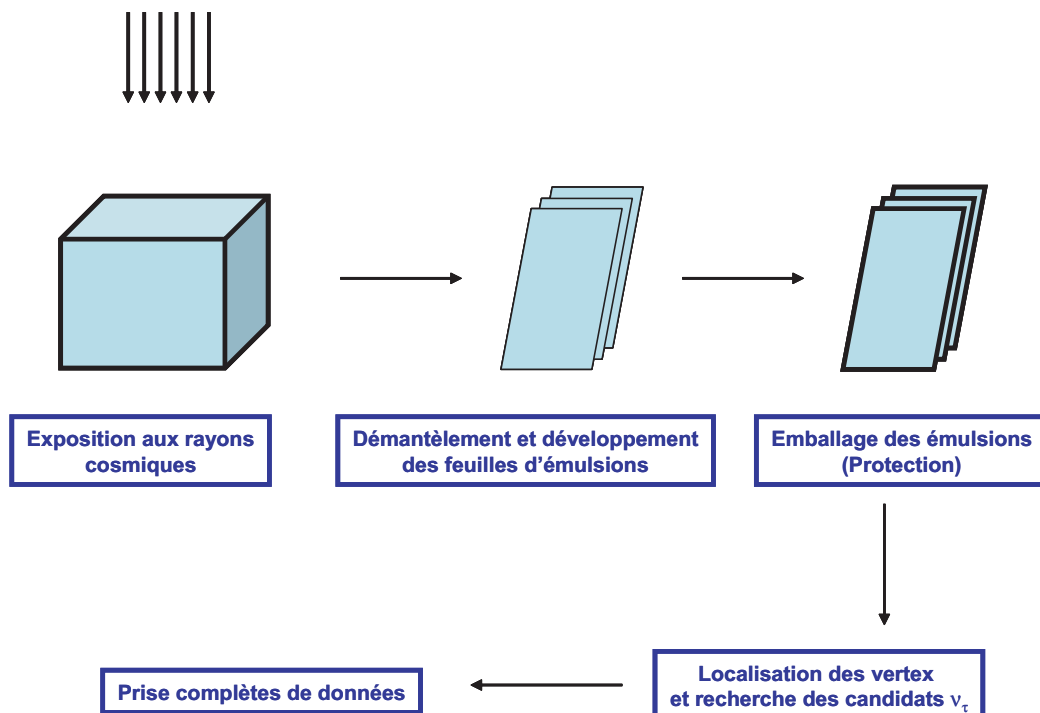


FIG. 4.11 – Procédure de manipulation des briques (sélectionnées) et d'analyse des émulsions.

sont séparées de la brique, développées sur place et envoyées dans un laboratoire de surface du Gran Sasso pour y être scannées. Si le scanning des feuilles amovibles confirme le choix de la brique (on trouve des traces compatibles avec une interaction), la brique est entièrement développée (sur place) et ensuite analysée. Si aucune trace n'a été trouvée dans les feuilles amovibles, un doublet de nouvelles feuilles amovibles est placé derrière la brique et cette dernière est replacée dans le détecteur. La deuxième brique la plus probable désignée par le trajectographe est extraite. Le doublet de feuilles amovible est à nouveau scanné...

4.2.2 Exposition aux cosmiques

La cible dans OPERA est exposée à un flux de neutrinos et de rayons cosmiques faible. La densité de traces induite dans les émulsions n'est pas suffisante pour faire l'alignement des feuilles. Les briques sélectionnées sont alors, exposées pendant 2 à 3 jours dans un puits de 10 m aux rayons cosmiques. Les briques sont surmontées d'un blindage de fer de 8 cm pour ne sélectionner que les particules de haute énergie. Les briques sont exposées sans les feuilles amovibles de manière à pouvoir distinguer les traces provenant des rayons cosmiques de celles relatives au signal. La densité de traces obtenue est de 1 à 2 $\mu\text{on}/\text{mm}^2$.

4.2.3 Développement des feuilles d'émulsion

Après exposition aux cosmiques, la brique est ouverte et les feuilles d'émulsion et de plomb sont séparées. Toutes les feuilles sont marquées à l'aide des rayons X pour connaître exactement les positions dans la brique. Les émulsions sont ensuite développées par un système semi automatique. Cette procédure est réalisée en surface avec un temps entre le démantèlement des briques et le développement inférieur à une heure. Après le développement, les feuilles d'émulsions sont enduites de glycérine pour retrouver leur taille d'origine. Enfin les émulsions sont réparties dans les différents laboratoires (dix en Europe et un au Japon) et stockées dans des salles climatisées (à une température de 23° et une humidité de 62%).

4.2.4 Analyse

Après l'extraction de la brique, l'exposition aux cosmiques et le développement des feuilles d'émulsion, l'étape suivante est le scanning (figure 4.12). La localisation du vertex se fait en trois étapes, le scan général, le scan back et la confirmation du vertex. Les deux premières étapes sont celles qui demandent le plus de temps.

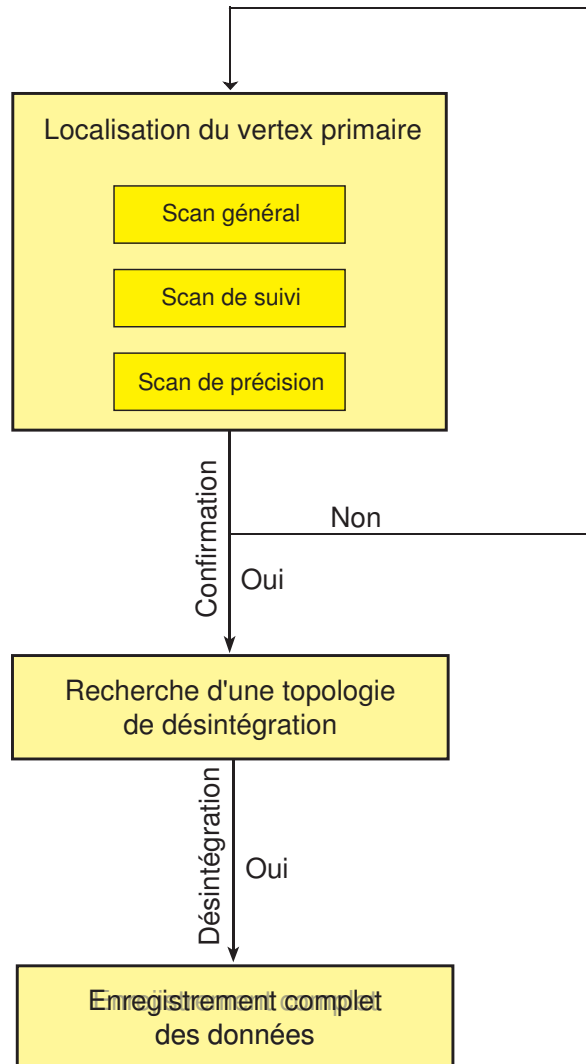


FIG. 4.12 – Organigramme représentant l'analyse complète d'une brique.

Toutes les traces pour lesquelles $\tan \theta < 0.4 \text{ rad}$ sont recherchées (θ est l'angle entre la trace et l'axe du faisceau). Cette étape garde les traces appartenant à l'événement neutrino, mais aussi les cosmiques. Une petite zone de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ est scannée si les détecteurs électroniques ont identifié un muon sinon la totalité des feuilles amovibles est scannée. Cette étape est faite sur place et les prédictions (les informations relatives aux traces scannées sur les feuilles amovibles) sont envoyées aux laboratoires de scan. Les traces doivent être confirmées par la suite dans la première feuille de la brique (ou dans la feuille la plus en aval) et suivies² dans toute la brique jusqu'au point d'arrêt. Cette étape consiste à scanner un seul champ de vue autour de la position prédite. Les zones d'intercalibration sont scannées juste avant le scan de prédiction pour minimiser le nombre de positionnement et de retrait des feuilles d'émulsions sur la table de scan.

Une trace est arrêtée si elle n'apparaît pas dans trois feuilles consécutives. Une zone de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ est scannée sur 10 feuilles consécutives autour du point d'arrêt des traces. Les traces qui s'arrêtent dans la dernière feuille sont exclues. Les vertex sont alors classés en trois catégories :

- un vertex avec une particule chargée comme particule initiale (comme dans la désintégration d'un τ , d'une particule charmée chargée ou dans le cas des réinteractions secondaires) ;
- un vertex sans particule initiale avec deux particules secondaires chargées formant un angle faible (création de paires e^+e^-) ;
- les vertex qui ne rentrent pas dans les deux catégories précédentes ou il n'y a pas de trace initiale (il peut s'agir d'une interaction neutrino, d'une particule neutre charmée ou d'une réinteraction secondaire).

4.2.5 Validation d'une interaction ν_τ

Après la confirmation de la présence d'un vertex dans la brique, l'étape suivante correspond à la recherche de la topologie du τ (observation du coude). Une plus grande région autour du vertex est scannée ($5 \times 5 \text{ mm}^2$ et sur 10 films). C'est à ce

²Pour suivre une trace d'une feuille à l'autre, il est nécessaire d'avoir aligné les feuilles entre elle auparavant. Pour cela, 3 zones de $8 \times 8 \text{ mm}^2$ dans chaque feuille est scannée (intercalibration). C'est l'étape la plus longue. Pour que l'alignement soit considéré valide, il faut trouvé un nombre minimum de coïncidences dans chacune des 3 zones.

niveau que l'on décide si l'on retire une seconde brique pour étudier un événement en particulier si l'événement a commencé à la fin de la brique ou sur les bords. Dans OPERA, les événements τ sont classés en deux catégories ; les événements longs et les événements courts (figure 4.13).

- Les événements longs correspondent au cas où la désintégration du τ est produite dans une feuille de plomb différente de celle où le neutrino a interagi. L'identification du τ est possible grâce à la mesure de l'angle θ_{kink} entre le τ et le produit de la désintégration avec un critère de sélection : $20 < \theta_{kink} < 500 \text{ mrad}$.
- Les événements courts (60% des événements ν_μ CC) correspondent au cas où la désintégration du τ est produite dans la même feuille de plomb que celle où le neutrino a interagi. La reconstruction de l'angle du coude de désintégration est impossible. Une mesure du paramètre d'impact (IP) du produit de désintégration par rapport à la trace issue du vertex primaire permet de récupérer une partie de ces événements. Le paramètre d'impact doit répondre au critère suivant : $5 < IP < 20 \text{ } \mu\text{m}$.

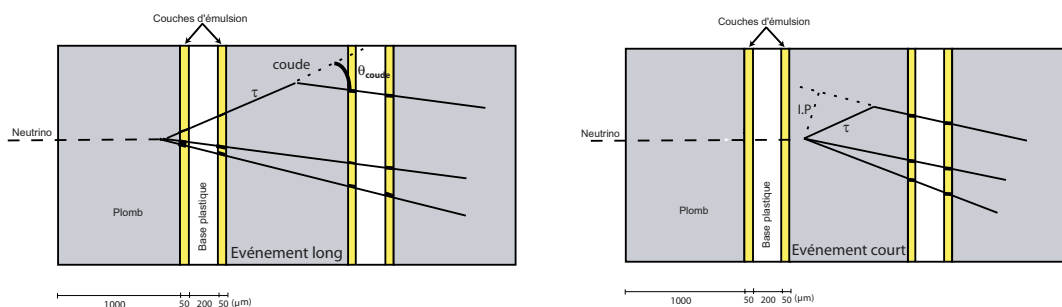


FIG. 4.13 – Interaction ν_τ CC, classée en désintégration longue (à gauche) et désintégration courte (à droite).

4.2.6 Bruit de Fond

Le nombre total d'interactions de neutrino de différentes saveurs ayant lieu dans le détecteur durant une prise de données de 5 ans est résumé dans la tableau

4.3. Ces interactions peuvent être la source de bruit de fond pour les trois canaux de désintégration du τ :

$$\begin{aligned}\tau^- &\longrightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \text{ (B.R. = 17.4\%)} \\ \tau^- &\longrightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e \text{ (B.R. = 17.8\%)} \\ \tau^- &\longrightarrow h^- \nu_\tau (n\pi_0) \text{ (B.R. = 51.3\%)}\end{aligned}$$

| Nature de l'interaction | Nombre d'interactions |
|-------------------------|-----------------------|
| $\nu_\mu CC$ | 17475 |
| $\nu_\mu NC$ | 5250 |
| $\bar{\nu}_\mu CC$ | 367.5 |
| $\nu_e CC$ | 139.5 |
| $\bar{\nu}_e CC$ | 12 |

TAB. 4.3 – Tableau résumant le nombre d'interactions neutrino pour chaque saveur (autre que ν_τ) pour 5 ans de prise de données, 4.5×10^{19} pot/an et une masse du détecteur de 1.35 ktonne.

Les différents bruits de fond pour le τ sont :

Production des particules charmées

Les particules charmées produites (figure 4.14) par interaction $\nu_\mu CC$ ($\nu_e CC$ avec un rapport de 1/1000) et pour lesquelles le muon (électron) n'est pas identifié (5% des cas[67]) constituent le principal bruit de fond pour les trois canaux de désintégration : $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$. Ces particules possèdent des masses et des temps de vie similaires à ceux du τ . Elle sont produites dans 3.3% des interaction $\nu_\mu CC$ [67]. L'analyse du dE/dx en fin de parcours permet de réduire ce bruit de fond. Nous y reviendrons dans le chapitre 6.

Les réinteractions hadroniques

Les réinteractions hadroniques sont produites lors des interaction $\nu_\mu CC$ et $\nu_\mu NC$, lorsqu'un hadron réinteragit avec un noyau de plomb. Dans le cas où le muon n'est pas identifié, ces interactions constituent un bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow h$.

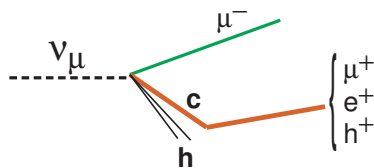


FIG. 4.14 – Interaction ν_μ CC avec production d’une particule charmée. La production de la particule charmée constitue un bruit de fond pour les trois canaux de désintégration du τ . Le muon produit est de charge positive contrairement à celui produit par désintégration du τ . La mesure de la charge de ce muon permet de réduire considérablement le bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$.

La diffusion des muons à grand angle

La diffusion multiple à grand angle dans le plomb des muons issus des interactions ν_μ CC constituent un bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$. L’expérience CHORUS [68] a permis de fixer une limite supérieure sur le nombre d’événements de bruit de fond à 10^{-5} des ν_μ CC attendus. Le tableau 4.6 résume le bruit de fond pour chaque canal de désintégration du τ (pour 5 ans de prise de données et à $4.5 \times 10^{19} pot/an$).

| Nature du bruit de fond | $\tau \rightarrow e$ | $\tau \rightarrow \mu$ | $\tau \rightarrow h$ | Total |
|----------------------------|----------------------|------------------------|----------------------|-------|
| Bruit de fond charmé | 0.157 | 0.007 | 0.121 | 0.286 |
| Réinteraction hadronique | – | 0.087 | – | 0.087 |
| Muon diffusé à grand angle | – | 0.069 | 0.087 | 0.156 |
| Total/canal | 0.157 | 0.164 | 0.208 | 0.530 |

TAB. 4.4 – Le bruit de fond pour les trois canaux de désintégration du τ pour une intensité de $4.5 \times 10^{19} pot/an$ et 5 ans de prise de données.

4.3 Sensibilité de l'expérience OPERA

4.3.1 Oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

Le nombre d'événements τ attendus avec une intensité du faisceau de $4.5 \cdot 10^{19}$ *pot/an/1.35 ktonne* pour trois valeurs de Δm^2 dans la région autorisée par Super Kamiokande à 90% est représenté dans le tableau 4.5. Les valeurs de Δm^2 sont données en considérant un angle maximal $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$. Un nombre d'événement faible est attendu mais le faible taux de bruit de fond permettra à OPERA d'observer l'oscillation.

| Δm^2 ($10^{-3} eV^2$) | 1.9 | 2.4 | 3.0 | Bruit de fond |
|---------------------------------|-----|-----|------|---------------|
| signal | 4.9 | 7.9 | 12.3 | 0.5 |
| améliorations* | 6.0 | 9.6 | 14.9 | 0.7 |

TAB. 4.5 – Signal attendu pour l'oscillation $\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu$, en fonction du paramètre Δm^2 pour un angle de mélange maximal. (*) amélioration possible incluant l'efficacité de trouver les briques [66] et le canal supplémentaire τ en trois hadrons [64].

La figure 4.15 montre la zone de sensibilité de l'expérience OPERA à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en 5 ans de prise de données. Les contours autorisés par Super-Kamiokande (90%) sont également représentés. L'expérience OPERA va permettre soit d'exclure cette zone dans le cas où aucun événement n'est observé ou d'améliorer la mesure du paramètre Δm^2 dans le cas contraire.

La sensibilité de l'expérience OPERA à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est calculée en considérant la probabilité de détecter un nombre ν_τ supérieur à la fluctuation statistique du bruit de fond à 4σ . Cette sensibilité est représentée sur la figure 4.16 (à gauche), pour un $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ et sans tenir compte de la réduction de la masse de la cible. La figure 4.16 (à droite) représente le potentiel de découverte en fonction de la masse de la cible.

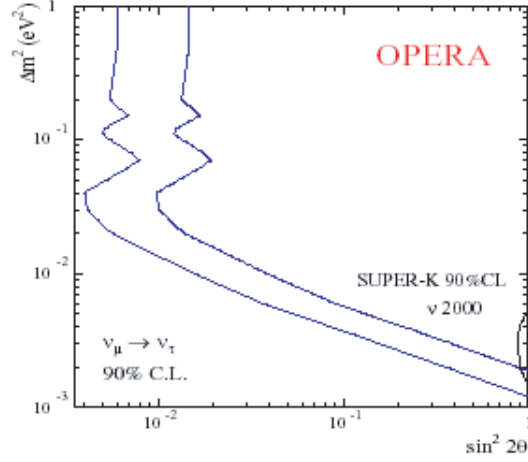


FIG. 4.15 – La sensibilité de l’expérience OPERA à l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à 90% de taux de confiance en 5 ans de prise de données. La région autorisée par les données de SuperKamiokande est également représentée. Cette courbe ne tient pas compte de la réduction de la masse de la cible [80].

4.3.2 Oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Dans l’expérience OPERA, l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est possible dans le cadre d’un formalisme à 3 saveurs [63]. L’expérience CHOOZ a permis de donner une limite supérieure pour l’angle de mélange $\theta_{13} < 11^\circ$, avec $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$. La probabilité d’oscillation s’exprime en fonction de l’angle de mélange θ_{13} par l’équation suivante :

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

L’étude de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ passe par la bonne identification des électrons. Les bruits de fond pour cette étude sont :

- Les γ issus de la désintégration des π^0 produits dans les interactions ν_μ NC produit une paire e^+e^- qui peuvent à leur tour simuler des interactions ν_e CC [69].
- Les interactions ν_μ CC identifiées en ν_μ NC avec un électron identifié par erreur.

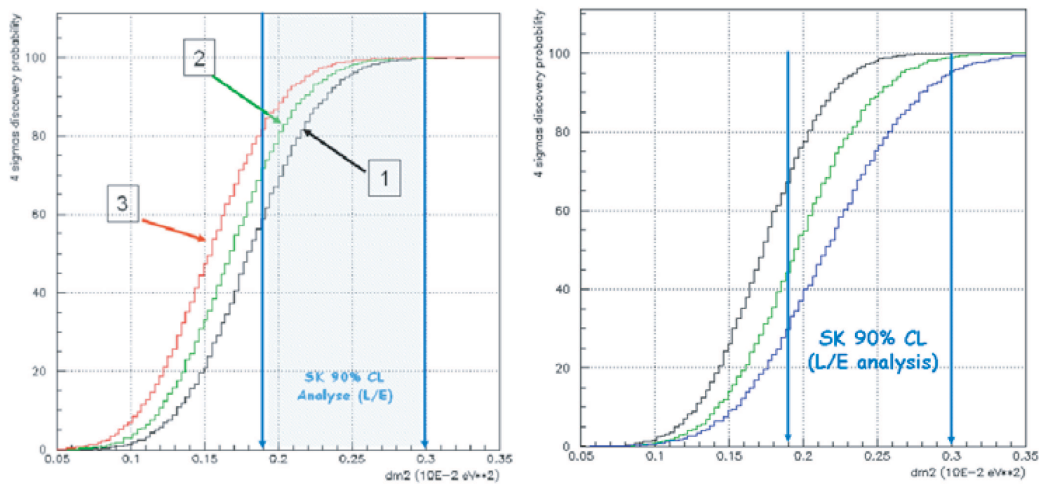


FIG. 4.16 – A gauche, le potentiel de découverte en fonction du bruit de fond : la courbe en noir pour les valeurs nominales du bruit de fond d’OPERA. La courbe verte pour une réduction attendue du bruit de fond (30%). Celle en rouge pour une réduction du bruit de fond de 50%. La zone hachurée en bleu correspond aux valeurs autorisées par Super-Kamiokande à 90% de niveau de confiance. Ces courbes sont obtenues en se référant à la valeur originelle de la masse de la cible d’OPERA. A droite on montre le Potentiel de découverte en fonction de la masse de la cible : courbe noire pour la masse prévue originellement pour OPERA (avec réduction du bruit de fond), celle en vert pour une réduction de 30% de la masse de la cible initiale et la courbe en bleu pour une réduction de 50%.

- Les ν_e du faisceau CNGS interagissant par CC et produisant un électron. Ce bruit de fond est le plus important pour l'analyse de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Le tableau 4.6 donne le nombre d'événements attendus et le bruit de fond associé pour différents valeurs de θ_{13} .
- La désintégration $\tau \rightarrow e$ de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Il est possible de distinguer ce genre d'événements en mettant une coupure sur l'impulsion transverse manquante. Dans le cas des électrons issus de la désintégration du τ , l'impulsion transverse manquante est plus grande.

| θ_{13} | Signal ν_e CC | $\tau \rightarrow e$ | ν_μ CC $\rightarrow \nu_\mu$ NC | ν_μ NC | ν_μ CC (faisceau) |
|---------------|-------------------|----------------------|---------------------------------------|--------------|-------------------------|
| 9° | 6.9 | 3.3 | 0.7 | 3.9 | 13.5 |
| 8° | 5.5 | 3.3 | 0.7 | 3.9 | 13.5 |
| 7° | 4.3 | 3.4 | 0.7 | 3.9 | 13.5 |
| 5° | 2.2 | 3.4 | 0.7 | 3.9 | 13.5 |
| 3° | 0.9 | 3.5 | 0.7 | 3.9 | 13.5 |

TAB. 4.6 – Nombre d'événements et bruits de fond attendus par OPERA pour 5 ans de prise de données pour un $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ et $\theta_{23} = 45^\circ$ et une masse de la cible de 1.35 ktonne.

Conclusion

Les caractéristiques du faisceau CNGS ont été testés en août 2006 en enregistrant les premières traces correspondant aux interactions des neutrinos du CNGS dans la roche autour du détecteur (figure 4.17). La qualité du faisceau CNGS est conforme aux attentes, tout comme les premières traces observées dans le détecteur OPERA (Les briques ne sont pas placées dans le détecteur, seulement un plan de traçage avait été équipé avec des doublets de feuilles amovibles, afin d'étudier l'association entre les traces dans les émulsions et les traces reconstruites dans les trajectographes) qui enregistre des données pratiquement sans aucun temps mort. Entre le 18 et le 30 août, 319 interactions corrélées avec le faisceau envoyé par le CNGS ont été identifiées (avec une erreur systématique de 5%), ce qui correspond au nombre prévu (300 interactions pour une intensité du faisceau de $7.6 \times 10^{17} pot$).

Chapitre 4. Le détecteur OPERA

Cette phase a permis aussi de vérifier le fonctionnement correct des détecteurs électroniques, du système d'acquisition des données et de tester les algorithmes de sélection des événements intéressants. L'analyse des feuilles amovibles a permis d'identifier 5/9 muons produits par des interactions neutrino (cette inefficacité est due aux coupures strictes appliquées pour cette première analyse). La différence angulaire entre les traces prédites et les traces trouvées est inférieure à 10 mrad. La figure 4.18 montre un des événements reconstruit.

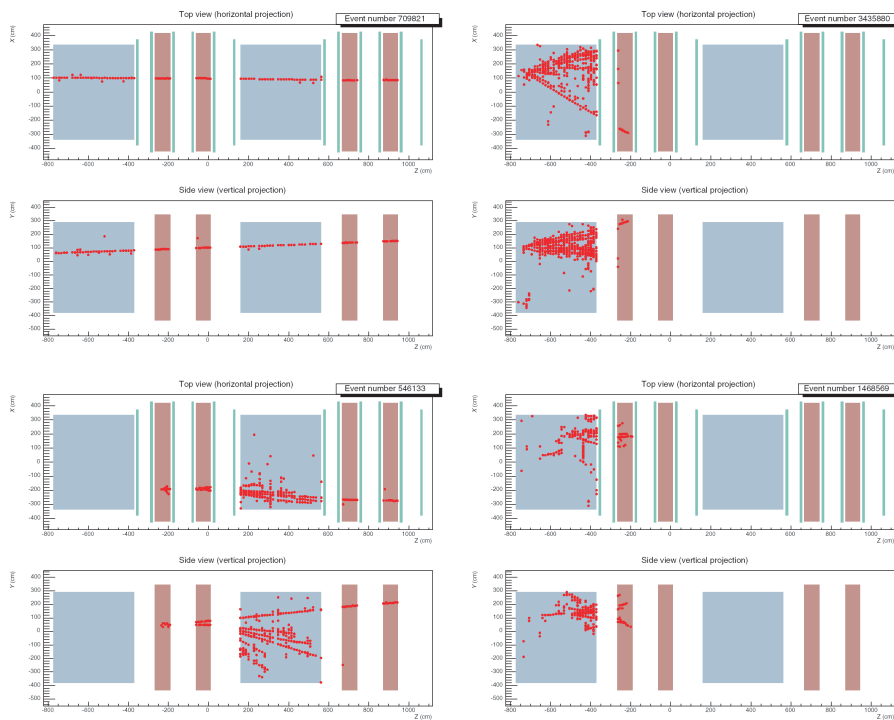


FIG. 4.17 – Vues transversales et longitudinales des événements neutrinos collectés pendant l'exposition d'août 2006.

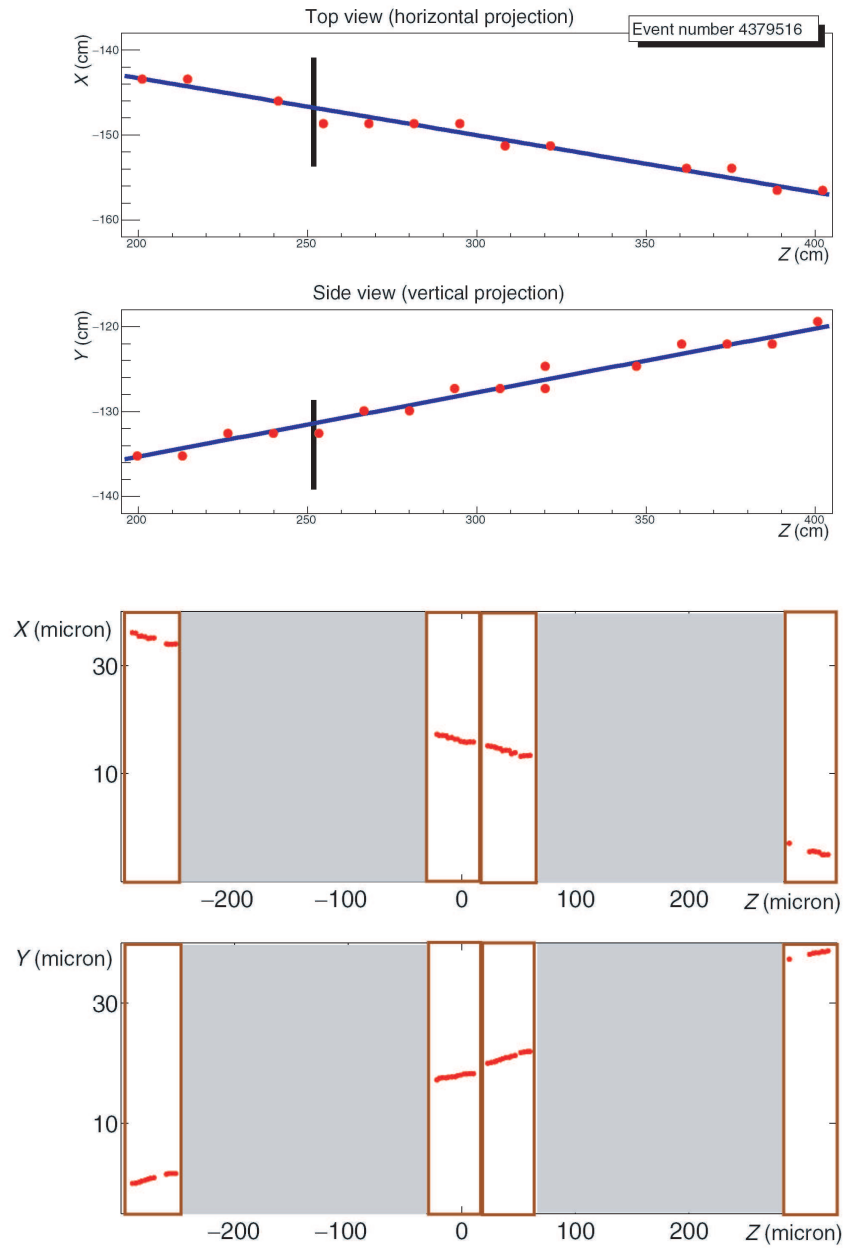


FIG. 4.18 – En haut : Vues transversale et longitudinale d'un événement associé à un muon traversant le plan contenant les feuilles amovibles (segment vertical). En bas : Projections des 4 segments associés au muon reconstruit dans les émulsions.

Les émulsions et le scan dans OPERA

L'analyse des émulsions nucléaires à travers le scanning représente l'étape essentielle dans le fonctionnement d'OPERA. En effet, c'est l'étude détaillée des émulsions qui va révéler la présence d'un vertex. Le défi à relever est donc, de développer un système d'acquisition automatique permettant l'analyse et la reconstruction des traces. Ce système doit avoir une grande vitesse vu le grand nombre de briques à scanner et aussi une grande précision. Ce chapitre est dédié à la description du système de scan et des applications d'analyse développées par la collaboration OPERA. La première partie est consacrée à la description des compositions et du principe de fonctionnement des émulsions nucléaires. La deuxième partie décrit le système de scan européen et le logiciel de reconstruction des traces dans les émulsions. Dans la troisième partie, on donne une brève description du système de scan japonais et les points de différence entre ce système et le système de scan européen. La dernière partie traite les performances du scan.

5.1 Les émulsions nucléaires

5.1.1 Histoire des émulsions

La technique de détection des particules chargées par les émulsions nucléaires a été souvent utilisée dans le passé par les physiciens nucléaires et des hautes énergies. Les émulsions ont servi en 1896 à la découverte de la radioactivité de l'Uranium par Henri Becquerel. Puis par Cecil Powell [70] dans la détection des π (figure 5.1) produit par interaction des rayons cosmiques. Après cette découverte, les émulsions ont été utilisées pendant de nombreuses années, montrant ainsi qu'elle sont bien adaptées à la détection de nouvelles particules, ce qui fut d'ailleurs le cas pour les π^+ , π^- , K^+ , K^- , Σ^+ , $\bar{\Lambda}$ et le ν_τ . Grâce à leur très haute sensibilité et leur précision microscopique, les émulsions permettent d'enregistrer le passage des particules chargées et de reconstruire leurs trajectoires en 3 dimensions. Avec un champ magnétique extérieur, on pouvait mesurer l'impulsion des particules en courbant leurs trajectoires. Les émulsions ont permis aussi de mesurer le temps de vie de ces particules. Mais, à cette époque [70], la composition des émulsions n'était pas assez précise. Les microscopes utilisés n'étaient pas très développés et les techniques de développement n'étaient pas assez sophistiquées pour contrôler le niveau de brouillard dans les émulsions. De plus, l'acquisition des données était manuelle. On comprend donc pourquoi, cette technique fut progressivement abandonnée.

En 1976, les émulsions ont été réintroduites dans les expériences hybrides de physique des particules. Les émulsions exposées perpendiculairement au faisceau, sont alternées avec des feuilles de plomb ou d'acier. Des détecteurs électroniques sont placés derrière les émulsions pour déterminer la nature et l'impulsion des particules. En 2000, cette technique a été validée par l'expérience DONUT [72] au Fermilab pour la détection du neutrinos ν_τ .

5.1.2 Composition et fonctionnement des émulsions

Les émulsions sont composées de cristaux d'halogénure d'argent (AgBr) et de gélatine. Une émulsion possède les caractéristiques suivantes :

- densité : $\rho = 2.4 \text{ g/cm}^3$
- numéro atomique moyen : $\langle A \rangle = 18.2$

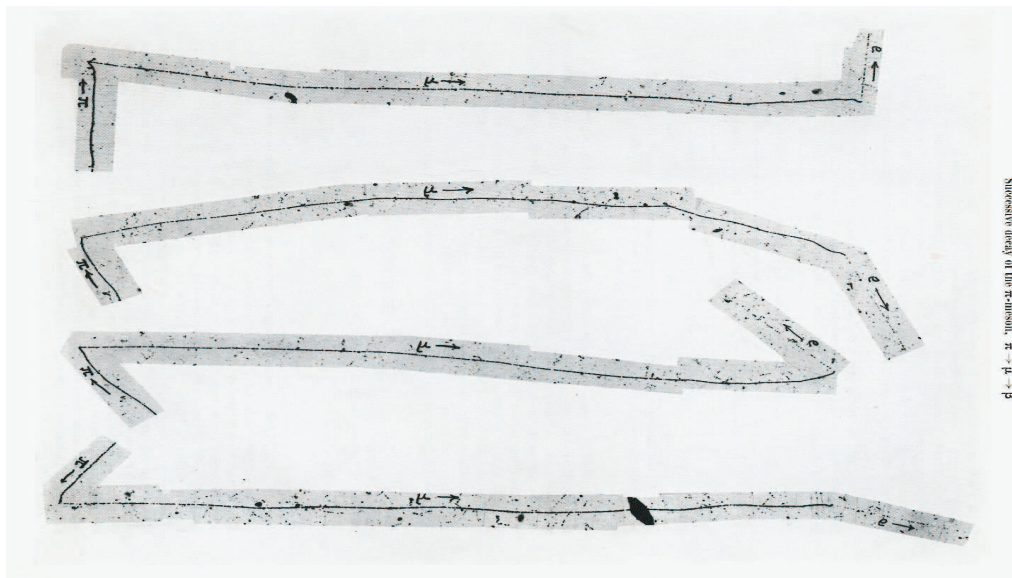


FIG. 5.1 – Désintégration du pion dans une émulsion [71].

- nombre de charges moyen : $\langle Z \rangle = 8.9$
- $(dE/dx)_{mip} = 37 \text{ keV}/100 \mu\text{m}$.

Lorsqu'une particule chargée traverse les émulsions, elle ionise les atomes de Br ($Br^- \xrightarrow{h\nu} Br + e^-$). Les électrons produits se déplacent librement jusqu'à ce qu'ils soient capturés dans un puit de potentiel dû à des impuretés dans les émulsions. Ces électrons vont attirer des ions Ag^+ ($Ag^+ + e^- \rightarrow Ag$) et former des agrégats (grains d'argent) sous forme d'une image latente. Cette image peut disparaître au cours du temps (**fading**¹). C'est pourquoi, il ne faut pas trop tarder à développer les émulsions (figure 5.2).

Le développement permet de révéler l'image latente. L'application d'un agent réducteur, catalyse les sites sensibles qui seront développés plus vite que les autres. Cependant certains cristaux n'appartenant pas à l'image latente sont révélés et aléatoirement distribués : ils constituent le **brouillard**² (fog). Ces grains sont

¹Si les émulsions ne sont pas développées, les grains laissés par le passage des particules chargées dans les émulsions s'effacent progressivement. On peut accélérer ce processus par l'augmentation de la température et de l'humidité [73]. Cette propriété est très utile pour rafraîchir les émulsions avant exposition.

²La densité moyenne de brouillard prévue est de l'ordre de $5 \text{ grains}/1000 \mu\text{m}^3$.

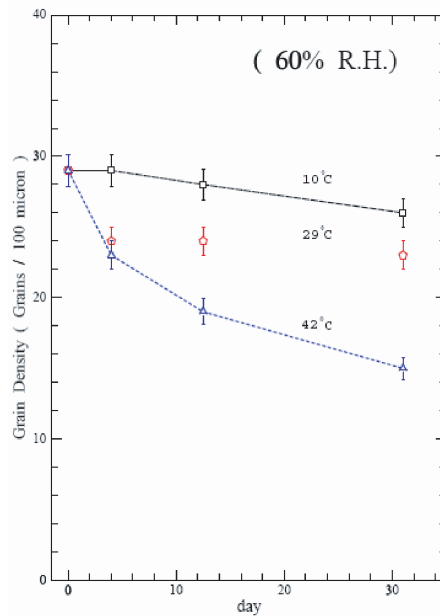


FIG. 5.2 – Effet du fading sur la densité des grains en fonction de la température pour une humidité constante (60%)

similaires à ceux des traces, il n'existe aucun moyen de distinguer les 2 types de cristaux (figure 5.3). L'étape suivante est la fixation et le nettoyage des cristaux non développés. Pendant cette étape, la gélatine devient transparente. Enfin les feuilles d'émulsion sont enduites de glycérine pour les rendre rigides et prêtes à être analysées par le système de scan.

Au cours du développement, les émulsions, sont soumises à des **distorsions** mécaniques locales. Elle peuvent avoir diverses sources (un gradient de température pendant le traitement, une dilution des émulsions due à l'injection de glycérine pendant le développement...). La position des traces sur la base plastique n'est pas affectée par cette distorsion et ce sont ces coordonnées qu'on utilise comme référence. De plus, au cours du développement, l'épaisseur des émulsions diminue ("**shrinkage**"). En effet la grande majorité des grains d'argent ne contribue pas à la formation de l'image latente. Ces grains sont enlevés pendant le développement. Il en résulte une diminution de l'épaisseur des feuilles. Le rapport entre l'épaisseur après et avant développement définit le facteur de rétrécissement. La distorsion et le "shrinkage" peuvent influencer la résolution spatiale pour la reconstruction des

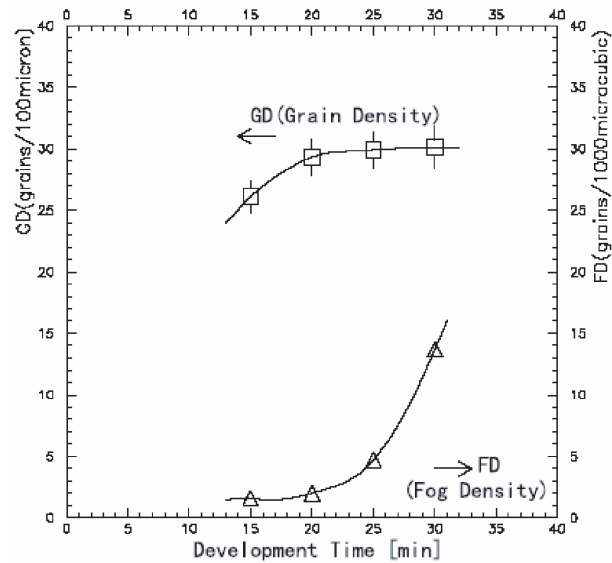


FIG. 5.3 – Effet du temps du développement des émulsions sur la densité des grains (GD) et la densité du brouillard (FD). La densité du brouillard est intrinsèquement liée à la sensibilité des émulsions [74].

traces mais ils sont minimisés et contrôlés pour les émulsions d’OPERA.

5.1.3 Les caractéristiques des émulsions dans OPERA

Les émulsions sont fabriquées par l’entreprise FUJI en collaboration avec le laboratoire de physique de Nagoya au Japon[75]. Une émulsion est composée de 2 couches de gélatine d’épaisseur $44 \mu m$ séparées par une base plastique de $200 \mu m$. Pour des raisons mécaniques, les feuilles d’émulsions se présentent sous la forme suivante :

- Couche “haut” de $44 \mu m$**
 - $1 \mu m$ de gélatine insensible
 - $21 \mu m$ de gélatine sensible
 - $1 \mu m$ de gélatine insensible
 - $21 \mu m$ de gélatine sensible
- Base plastique de $200 \mu m$**
- Couche “bas” de $44 \mu m$**

- 21 μm de gélatine sensible
- 1 μm de gélatine insensible
- 21 μm de gélatine sensible
- 1 μm de gélatine insensible

5.1.4 Préparation des émulsions pour l'expérience

Avant de les placer dans le détecteur, les émulsions provenant de Nagoya subissent un “rafraîchissement” dans la mine de TONO [76] au Japon à une profondeur de 89 m. Cela permet de réduire le nombre de traces impressionnées sur les émulsions depuis leur fabrication³. Les feuilles d'émulsions sont transportées par bateau jusqu'au laboratoire du Gran Sasso. Des feuilles de plomb sont alternées avec les feuilles d'émulsions pour former les briques qui seront installées dans le détecteur. Dès que les détecteurs électroniques localisent la brique où a eu lieu l'interaction neutrino, cette brique est retirée. Si le scan des feuilles amovibles confirme l'interaction, la brique est exposée aux rayons cosmiques. Les émulsions sont ensuite extraites de la brique, puis développées sur place. Elles sont ensuite réparties dans les laboratoires japonais et européens où elles seront stockées à une température constante d'environ 23° et un taux d'humidité autour de 62% pour conserver l'épaisseur des feuilles d'émulsion.

L'étape suivante est l'analyse des feuilles d'émulsion et la reconstruction des traces dans la brique. Le défi à relever est donc, de développer un système d'acquisition automatique et d'analyse permettant la reconstruction des traces avec une grande précision et une grande rapidité. Deux systèmes de scan ont été développés ; le système européen qui repose sur la puissance de calcul et utilise un logiciel et un matériel commercial qui n'est donc pas très cher et en évolution permanente et le système de scan Japonais S-UTS⁴ qui utilise des algorithmes de reconstruction en ligne codés directement sur les cartes électroniques.

³On place les émulsions dans des conditions extrêmes pendant 3 jours à une température de $\simeq 30^\circ$ et à une humidité de 98%. Cette opération permet pratiquement d'effacer leur historique avant exposition.

⁴Super- Ultra Tracker Selector.

5.2 Le système de scan européen

L'objectif du scan est d'aligner puis reconstruire les traces en 3 dimensions à partir des μ -traces (formées par l'association des grains d'argent contenus dans une couche d'émulsion). Ce système doit avoir une haute résolution spatiale⁵, une vitesse de scan de l'ordre de 10–20 cm²/heure, une bonne analyse en 3 dimensions⁶. Enfin, le système doit avoir une grande flexibilité au niveau du logiciel et du matériel pour s'adapter aux évolutions technologiques au cours du temps. La figure 5.4 montre le principe de reconstruction d'une trace dans une brique.

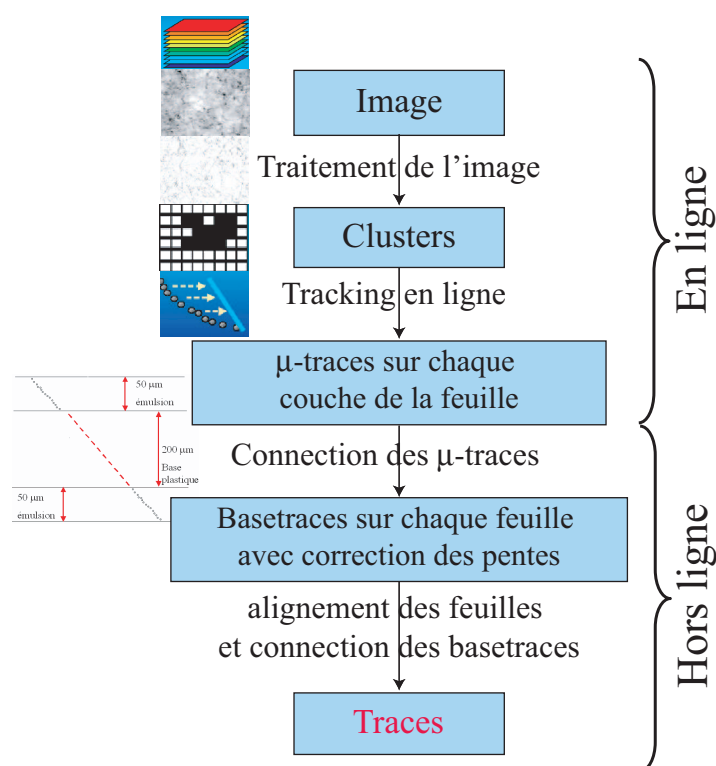


FIG. 5.4 – Principe de la reconstruction des traces dans une brique d'OPERA. La reconstruction des μ -traces se fait en ligne, la reconstruction des basetraces (association de deux μ -traces) et des traces se fait hors ligne.

⁵Le diamètre des grains est en moyenne de $0.8 \mu m$, on demande une résolution mécanique et optique de l'ordre de $0.1 \mu m$.

⁶On doit être capable de suivre et de distinguer les grains en profondeur le long de la trajectoire.

5.2.1 Table de scan : Laboratoire de Lyon

Quatre tables de scan fonctionnelles sont installées à Lyon, ces tables répondent aux exigences citées plus haut. La figure 5.5 montre une photo d'une table de scan. Cette table est composée de :

- Une source lumineuse qui éclaire perpendiculairement les feuilles d'émulsion.
- Un condenseur permettant de rendre uniforme l'éclairage de la source de lumière.
- Une table mécanique motorisée (X, Y) sur laquelle on place la feuille d'émulsion. La résolution intrinsèque est inférieure à $0.3 \mu m$.
- Un objectif permettant d'agrandir l'image avec un facteur de l'ordre de 50.
- Une caméra CMOS mobile sur l'axe z avec une résolution de $0.2 \mu m$: la surface de lecture est composée de 1280×1024 pixels, ce qui représente avec le grossissement une vue de $337 \times 270 \mu m^2$. La vitesse d'acquisition peut atteindre 500 image/s [77].
- Une carte MATROX Odyssey traitant 1 Go/s de données.
- L'ensemble du dispositif expérimental est relié à un ordinateur.
- Un logiciel SySal2 (SYstem of SALerno), développé à l'origine par le laboratoire de Salerno pour extraire les informations sur la position et la taille des grains. SySal pilote les constituants de la table de scan et reconstruit en ligne les μ -traces (succession de grains). Tout d'abord la table de scan est positionnée dans le plan (X, Y) , ensuite la surface de la couche d'émulsion supérieure est détectée. La caméra transmet le flux d'image instantanément à la carte MATROX. Un filtre binaire est appliqué sur les images ; on attribue aux pixels dont le contenu en bit dépasse un certain seuil, la valeur 1 et 0 pour les autres. L'image traitée est ensuite transmise au PC pour la construction des clusters.

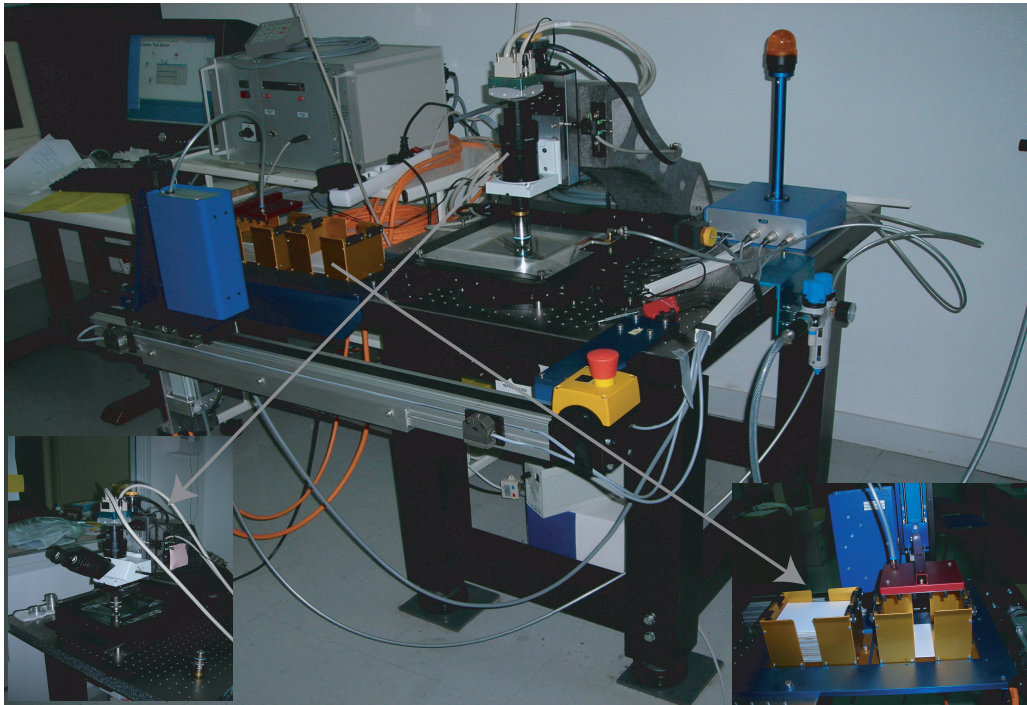


FIG. 5.5 – Photographie d'une table de scan du laboratoire de scan de Lyon formée du haut vers le bas par une caméra CMOS montée sur un support mobile en z , un objectif, une table mobile dans le plan (X, Y) sur laquelle on place la feuille d'émulsion, d'un condenseur et une source de lumière. On montre également le robot qui place les feuilles d'émulsions sur la table.

5.2.2 Le principe de fonctionnement du logiciel de scan SySal [78]

SySal a été développé sur la plateforme Microsoft Windows⁷ à base d'une structure orientée objet (C++) sous forme de plusieurs blocs, chacun correspondant à une tâche. Ces blocs fonctionnent d'une façon indépendante et flexible⁸. Les programmes du bloc "lecture des émulsions" sont optimisés pour un traitement en ligne efficace et rapide de l'information provenant des émulsions. Ce bloc de lecture est le coeur du logiciel de scanning. Ce bloc contient neuf classes d'objets diviser en trois sous groupes : Le dispositif primaire contrôle l'interface entre le capteur d'image (frame-grabber) et les mouvements du microscope. Le dispositif d'entrée et de sortie qui définit les objets utilisés comme point d'entrée de SySal et gère l'interface permettant l'écriture des données dans un fichier et enfin les outils de scanning permettant la reconstruction d'une μ -trace. Ces outils de scanning sont définis par des classes qui sont compilées séparément sous forme de DLLs (Dynamic Linked Libraries). Ces classes représentent les étapes de la reconstruction des μ -traces :

- La classe Scan permettant l'exécution de SySal, contrôle toutes les autres classes et définit la stratégie du scan à employer. On divise chaque couche en 16 vues tomographiques et on prend une image tous les $3 \mu m$ (l'échantillonnage dépend de l'analyse à effectuer, on verra par la suite que pour la séparation des particules en fin de parcours on utilise un échantillonnage d'une vue/ μm). Les informations sur les grains sont enregistrées pour l'étape suivante.
- La classe ClusterFinder permettant d'identifier les grains provenant de différentes vues et appartenant à une même trace.
- La classe TrackFitter élimine les fausses traces en appliquant des coupures de qualité et corrige les distortions locales des émulsions.
- La classe SheetMap transforme les coordonnées des μ -traces dans un système de référence plus général. Les informations concernant les μ -traces sont

⁷La plupart des composants commerciaux utilisés (carte d'acquisition, caméra, table motorisée) ne sont supportés que sur ce système d'exploitation.

⁸Cette flexibilité permet d'ajouter d'autres modules spécifiques (pour piloter par exemple le robot qui place les feuilles d'émulsion sur la table).

enregistrées pour des analyses ultérieures.

5.2.3 Reconstruction en ligne des μ -traces

L'algorithme de reconstruction utilisé pour la reconstruction des μ -traces est Smart Tracker. Cet algorithme est intégré dans SySal et fonctionne en ligne pendant le scanning. Avant de commencer la reconstruction et pour réduire les combinaisons aléatoires possibles (la plupart des grains vus par la caméra sont en réalité des grains de brouillard créés aléatoirement lors du développement, ni la forme, ni le niveau de gris ne permettent de distinguer des grains physiques de ces grains) et donc de diminuer le temps de calcul, les clusters très petits⁹ et très grands¹⁰ sont écartés. Pour déclencher la reconstruction des μ -traces, l'algorithme choisit 2 vues non-consécutives, contenant chacune un grain. Il construit une microtrace virtuelle liant ces deux grains. L'algorithme Smart-Tracker cherche ensuite, dans des couches intermédiaires choisies si à l'intersection de cette trace virtuelle et les vues intermédiaires se trouve un grain. Pour déclencher la reconstruction, il faut trouver au moins un grain dans l'une des couches intermédiaire (figure 5.6). On examine alors l'ensemble des autres vues et on récupère les informations sur la position et la taille des grains à proximité de cette trace. A chaque fois qu'un grain est trouvé la pente de la trace est recalculée¹¹. Pour une particule de haute énergie (MIP), la densité de grains est environ 30 grains/100 μm et leur répartition suit une distribution de Poisson. La distance moyenne entre 2 grains est de $\sim 3 \mu m$. Par conséquent, une μ -trace dans une couche de 45 μm est constituée de ~ 15 grains. Pour ne pas perdre des traces physiques, la limite inférieure sur le nombre de grains formant une μ -trace est fixée à 6 grains pour un échantillonnage de 16 vues par couche.

⁹Les clusters qui ont une aire inférieure à 4 pixels sont dus à un bruit électronique ou à des impuretés.

¹⁰Ces grains sont générés par des impuretés à la surface des émulsions dus aux processus de développement. Les grains qui ont une aire supérieure à 64 (diamètre de 2.4 μm) pixels sont éliminés.

¹¹Pour réduire les reconstructions multiples, si des grains appartiennent à plus d'une trace, la trace contenant le plus grand nombre de grains est retenue.

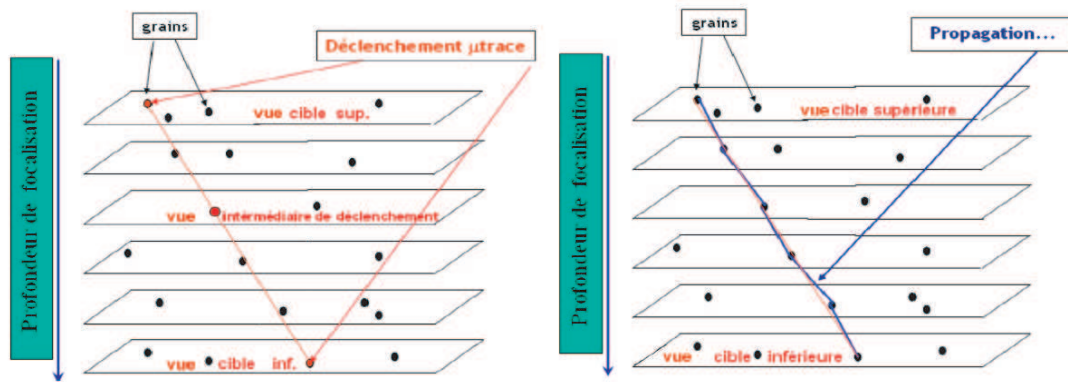


FIG. 5.6 – Représentation du principe de formation d’une μ -trace dans une couche d’émulsion. Si sur la trajectoire formée par deux grains des couches cibles se trouve un grain sur l’une des couches intermédiaire alors on déclenche la reconstruction (à gauche). Toutes les couches sont alors inspectées (à droite).

5.2.4 Reconstruction hors-ligne des basetraces

Après la reconstruction des μ -traces qui sont constituées d’une succession de grains dans chaque couche d’émulsion, l’étape suivante est de lier les microtraces pour former les basetraces. Pour cela, on utilise hors-ligne une application nommée FEDRA [79] (Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis) qui est développée par les groupes de scan européens, pour reconstruire les traces dans une brique. Ce logiciel est très flexible, les fichiers d’entrée et de sortie sont des fichiers ROOT avec une structure en arbre et chaque étape de l’analyse peut être effectuée indépendamment dans une session ROOT interactif utilisant les bibliothèques de FEDRA constituées d’un ensemble de classes et de routines basées sur C++. FEDRA contient un filtre de Kalman permettant la reconstruction des traces à travers l’ajustement de la trajectoire des particules tenant compte de la diffusion multiple dans le plomb. Seules les particules ayant une impulsion supérieure à 1 GeV/c sont reconstruites avec FEDRA. Par contre, pour les particules en fin de parcours subissant une grande diffusion multiple, nous avons développé un algorithme spécial permettant leurs reconstructions.

La première étape dans la reconstruction des basetraces consiste à éliminer les traces générées à 0° . Elles sont dues à des impuretés présentes sur le capteur de la

caméra CMOS. Il est difficile d'éliminer la totalité de ces impuretés manuellement. Ces traces sont parfaitement verticales et possèdent un maximum de grains. Une représentation de ces impuretés est donnée sur la figure 5.7.

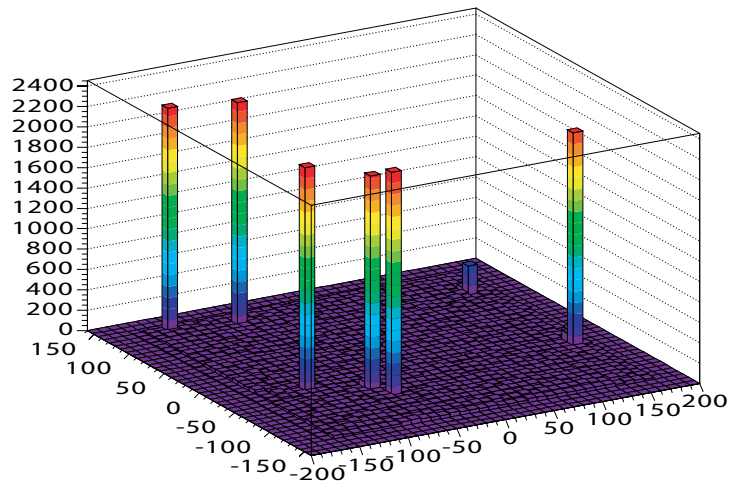


FIG. 5.7 – Répartition des μ -traces dans les coordonnées du senseur CMOS (en pixels) avant traitement. Les pics correspondent à des impuretés présentes sur le senseur.

L'étape suivante consiste à lier les μ -traces des couches haut et bas deux à deux pour former les basetraces (figure 5.8). Pour cela, il faut tout d'abord trouver les pentes réelles des μ -traces (le rétrécissement de la gélatine dans les couches d'émulsion implique une augmentation des pentes des μ -traces par rapport à l'inclinaison réelle des traces lors de l'exposition de la brique). La correction est itérative et se déroule de la façon suivante : Les μ -traces des deux couches haut et bas sont associées deux à deux avec les critères suivants¹² :

$$\Delta x \text{ et } \Delta y \leq 2\mu m \quad (\text{résolution sur la position})$$

$$\Delta(\tan \theta_y) \leq a(1 + b \times \tan \theta_{x,y}) \quad (\text{résolution angulaire})$$

$$\Delta(\tan \theta_x) \leq a(1 + b \times \tan \theta_{x,y})$$

¹²Les valeur de a et b sont définies de telle sorte à maximiser l'efficacité. Cette représentation tient compte de la résolution angulaire en fonction de la pente de la basetrace.

Pour chaque couple on définit un χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{4} \left(\left(\frac{\Delta S_{x_1}}{\sigma_{S_x}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{y_1}}{\sigma_{S_y}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{x_2}}{\sigma_{S_x}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{y_2}}{\sigma_{S_y}} \right)^2 \right),$$

avec

$$\sigma_{S_x} = \Delta(\tan \theta_x) \text{ et } \sigma_{S_y} = \Delta(\tan \theta_y)$$

$$\Delta S_{x_1} = t_x - \tan \theta_{x_1}$$

$$\Delta S_{y_1} = t_y - \tan \theta_{y_1}$$

$$\Delta S_{x_2} = t_x - \tan \theta_{x_2}$$

$$\Delta S_{y_2} = t_y - \tan \theta_{y_2}$$

où t_x et t_y sont les tangentes des angles prédits telle que $t_x = (x_2 - x_1)/dz$ et $t_y = (y_2 - y_1)/dz$. dz est l'épaisseur de la base plastique ($200 \mu m$) et $x_1, y_1, \theta_{x_1}, \theta_{y_1}$ ($x_2, y_2, \theta_{x_2}, \theta_{y_2}$) les coordonnées du point d'intersection des microtraces haut (bas) sur la base plastique.

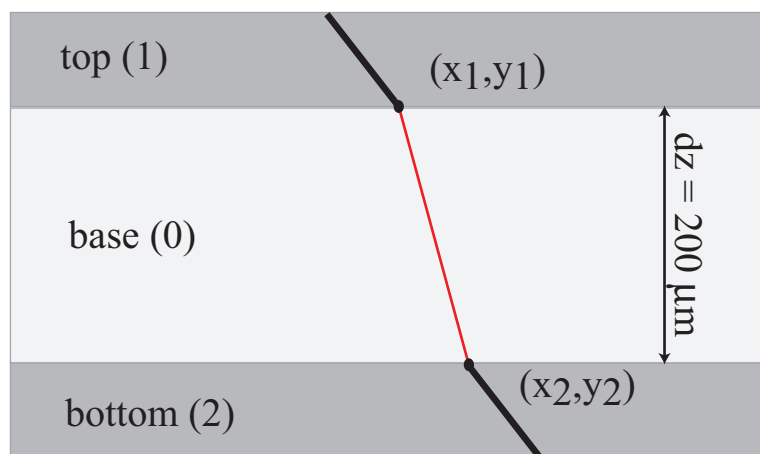


FIG. 5.8 – Principe de reconstruction d'une basetrace à partir de l'association de 2 μ -traces.

Les pentes des μ -traces sont corrigées pour tenir compte du rétrécissement de l'émulsion après développement en calculant le facteur moyen de rétrécissement donné par :

$$\frac{\text{pente des } \mu\text{-traces}}{\text{pente de la basetrace associée}}$$

Ce facteur correspond au rapport :

$$\frac{\text{épaisseur scannée}}{\text{épaisseur au moment du développement}}$$

5.2.5 Alignement des feuilles d'émulsion

L'étape suivante consiste à aligner les feuilles d'une brique. Pour cela, on utilise les marques fiducielles¹³ pour un alignement grossier et ensuite les particules très énergiques qui traversent entièrement la brique avec de très faibles diffusions multiples (la brique est exposée aux rayons cosmiques avant le développement), soit (figure 5.9).

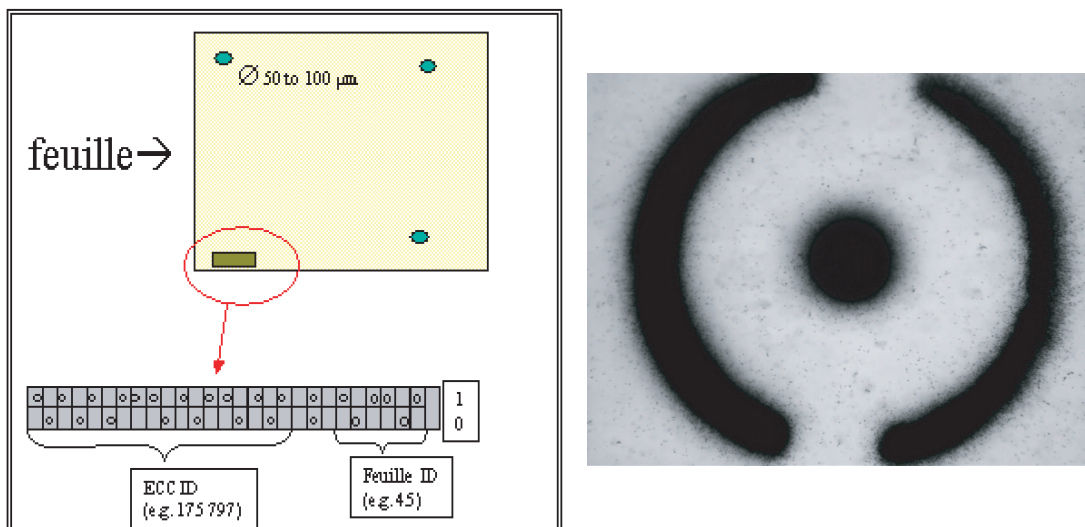


FIG. 5.9 – Les marques fiducielles permettent l'alignement des feuilles mais aussi servent de carte d'identité de la feuille (rang de la brique et brique d'appartenance).

L'alignement est réalisé en utilisant 2 feuilles successives et en effectuant la transformation affine suivante :

¹³Des marques fiducielles sont imprimées sur les feuilles d'émulsion aux rayons X juste avant le démantèlement des briques. Ces marque forment un repère lié aux feuilles d'émulsion par rapport auquel les coordonnées des μ -traces sont calculées lors du scan.

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_{R'} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_R + \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \tan \theta_x \\ \tan \theta_y \end{pmatrix}_{R'} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tan \theta_x \\ \tan \theta_y \end{pmatrix}_R$$

L'algorithme divise la feuille en cellules et applique itérativement des déplacements $(\Delta X, \Delta Y, \Delta(\tan(\theta_x)), \Delta(\tan(\theta_y)))$. Le χ^2 utilisé est le même que précédemment sauf que les indices 1 et 2 représentent les basetraces de 2 feuilles consécutives. A chaque itération les valeurs des paramètres (a_{ij}, b_i) sont calculées jusqu'à ce qu'un nombre maximum de coïncidences soit trouvé¹⁴. Pour que la convergence soit rapide, on applique des coupures sur le χ^2 et sur le nombre de grains. Sur la figure 5.10, on représente la position suivant la direction (x, z) et (y, z) de 56 feuilles d'émulsion après l'alignement.

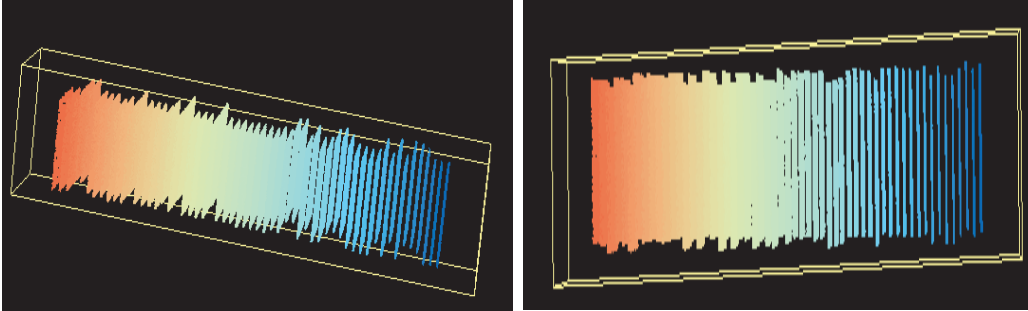


FIG. 5.10 – L'alignement de 56 feuilles d'émulsion suivant le plan (x, y) et (y, z) .

5.2.6 Reconstruction des traces

La dernière étape concerne la reconstruction des traces dans une brique. Une trace est une association de basetraces successives déterminées à partir des paramètres d'alignement. Tout d'abord l'algorithme forme des couples de basetraces

¹⁴Pour faire l'alignement entre deux feuilles, il y a donc 6 paramètres à calculer.

contenues dans 2 feuilles consécutives en procédant de la même manière que la reconstruction des basetraces à partir des μ -traces. Ensuite, il procède à une reconstruction grossière de traces pour diminuer le nombre de combinaisons. Puis, l'algorithme de reconstruction applique un filtre de Kalman qui est un processus itératif permettant de recalculer les paramètres d'ajustement, au fur et à mesure de la propagation, pour obtenir les traces avec le meilleur ajustement. L'algorithme admet 2 trous successifs au maximum. La figure 5.11 montre le principe de la reconstruction d'une trace à partir des basetraces.

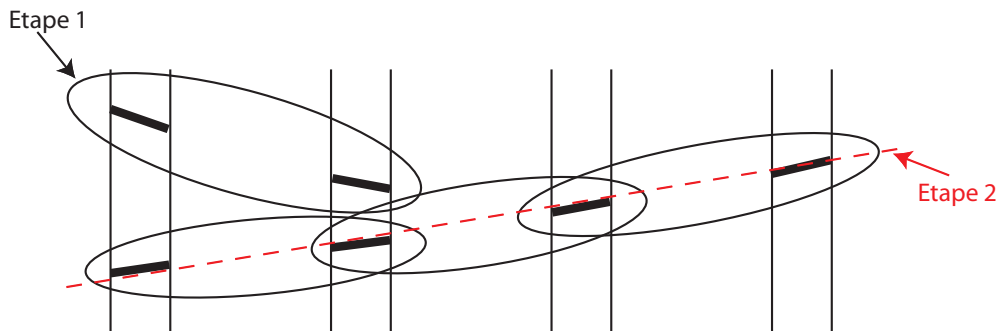


FIG. 5.11 – Reconstruction d'une trace dans une brique à partir de l'association des basetraces. On commence par associer les basetraces 2 à 2 (étape 1) puis des traces sont reconstruites par regroupement de ces couples (étape 2).

5.3 Le système de scan japonais

Le système de scan Japonais S-UTS fonctionne d'une façon similaire au système de scan européen. La figure 5.12 représente une photographie d'une table de scan du système japonais S-UTS. Le premier point de différence entre le système européen et S-UTS, est que dans ce dernier, on construit directement les basetraces au moment du scan (en ligne) sans passer par les μ -traces. La vitesse de scan est de 20 cm²/h. Avec cette grande vitesse, S-UTS est adapté au scanning de suivi pour la localisation des vertex.

Une autre différence entre les deux systèmes de scan est que le système de scan japonais est équipé d'une caméra CCD très rapide et d'un objectif mobile contrôlé

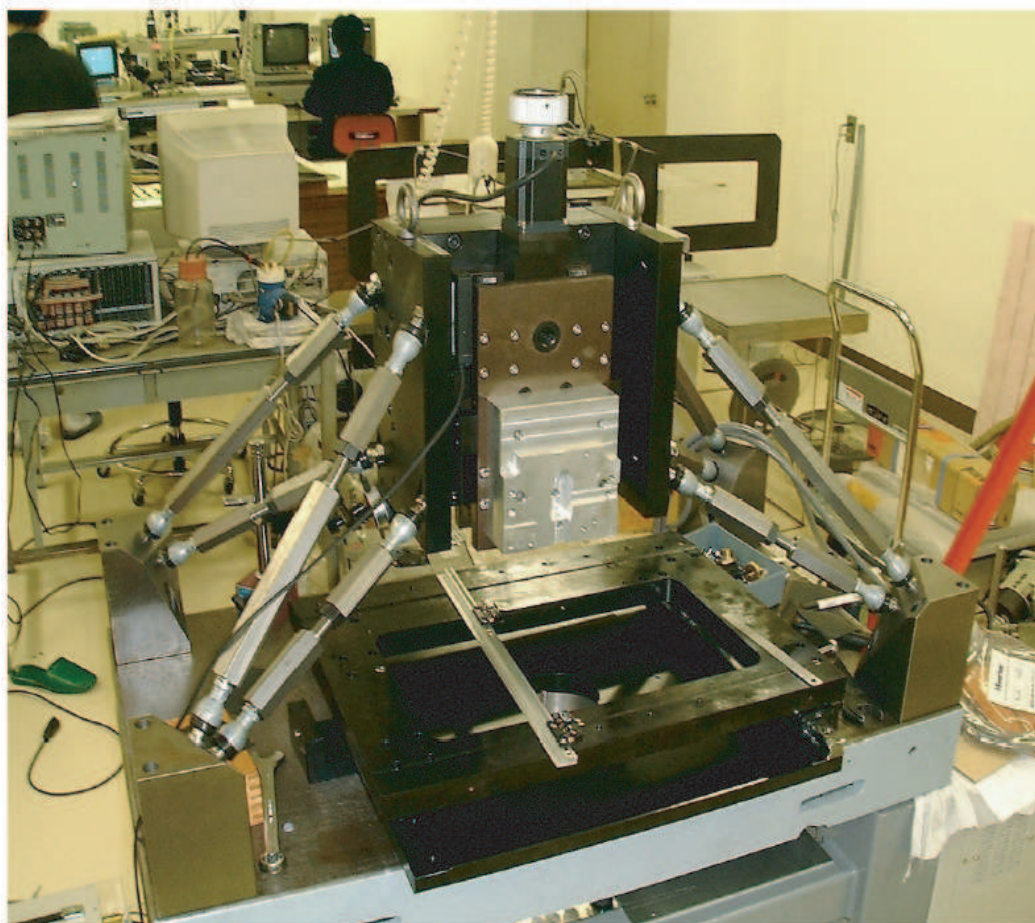


FIG. 5.12 – Photographie de la table de scan du système japonais S-UTS.

par un système piezo-électrique et synchronisé aux mouvements du support du microscope pour éviter l'arrêt du support au moment de la prise des images. Pour éviter cet arrêt l'objectif du microscope se déplace le long de deux axes horizontal et vertical pour compenser le déplacement du support du microscope lors de la prise des images. L'information de sortie du système S-UTS est :

- la position (X, Y) de la basetrace,
- l'angle (θ_x, θ_y) ,
- le nombre de grains par couche en tenant compte du niveau de gris (pulse height).

Le système de scan japonais peut aussi avoir des informations supplémentaires sur les μ -traces dans un mode de scan spécial.

5.4 Performance du système de scan à Lyon

Pour étudier les performances du scan, un faisceau test de référence a été réalisé au CERN. Des feuilles ont été emballées en une brique sous vide et sans plomb. La brique a été exposée à un faisceau de pions de 10 GeV. Le faisceau contenait une faible contamination d'électron ($\sim 1\%$) et de muons ($\sim 10\%$ au plus). La brique a été exposée perpendiculairement au faisceau puis inclinée sous différents angles (figure 7.2). Cela a permis d'étudier l'efficacité de scan en fonction de l'angle. L'efficacité de scan est définie comme étant la capacité du système de scan à trouver une vraie basetrace et à la distinguer du grand nombre des fausses basetraces générées par les grains de brouillard.

Pour calculer l'efficacité, des traces comportant 7 basetraces sont reconstruites¹⁵. Ensuite, on prolonge ces traces dans la feuille numéro 8 et on cherche la basetrace correspondante qui coïncide avec le prolongement de la trace à 7 segments. L'efficacité est définie comme le rapport du nombre des traces à 8 segments sur le nombre des traces à 7 segments (figure 7.6). L'efficacité et l'impureté de la reconstruction des traces sont représentées dans le tableau 5.1.

¹⁵Le choix de nombre de feuille ≥ 7 permet d'éliminer complètement toute coïncidence aléatoire.

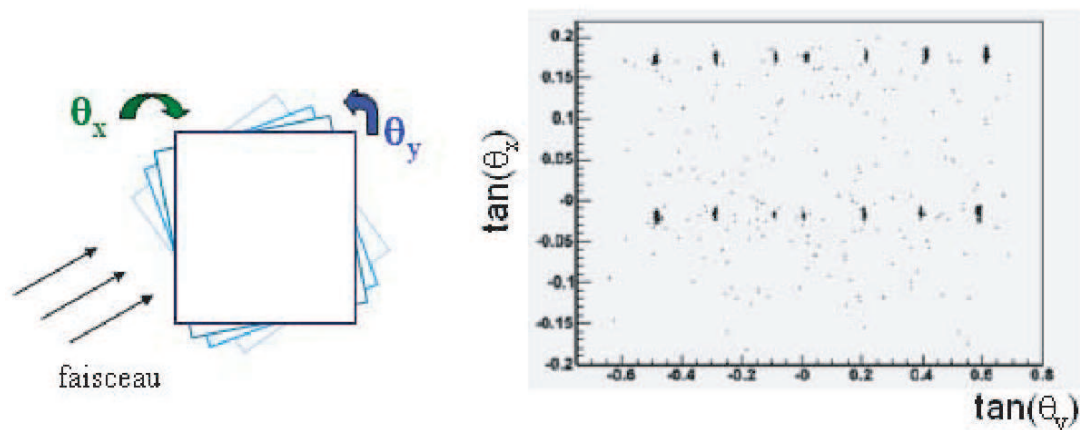


FIG. 5.13 – Angle d'exposition du test de référence.

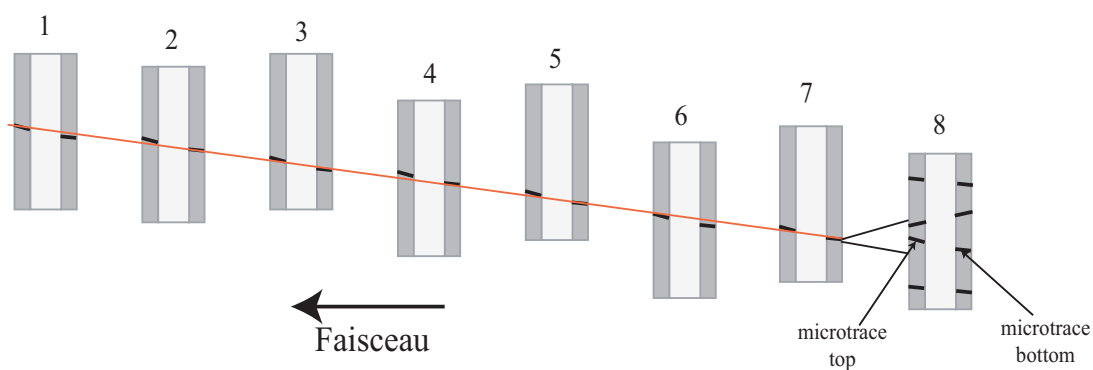


FIG. 5.14 – Les efficacités sont calculées en cherchant dans la feuille numéro 8 les basetraces prédites par le prolongement des traces à 7 segments.

| $ \tan(\theta_y) $ (en mrad) | 0 | 100 | 200 | 300 | 400 | 500 |
|------------------------------|------|------|------|------|------|------|
| Efficacité (%) | 87.5 | 84.9 | 84.3 | 85.2 | 85.7 | 85.6 |
| Impureté (%) | 0.9 | 1.5 | 1.2 | 1.3 | 0.8 | 1.4 |

TAB. 5.1 – Efficacité et impureté de la reconstruction des traces en fonction de $\tan(\theta_y)$ pour $\tan(\theta_x) = 0$. L'impureté est calculée en appliquant un désalignement de 1mm sur la huitième feuille et en cherchant dans cette feuille les fausses basetraces qui coïncident avec les prolongement des traces à 7 segments.

Les efficacités de scan calculées pour des particules de haute énergie sont en accord avec les exigences d'OPERA. Un calcul de l'efficacité de la reconstruction pour des particules de basse énergie sera donné dans le dernier chapitre.

Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté le principe de fonctionnement des émulsions nucléaires, le système de scan et les applications d'analyse associées. On a également mentionné l'efficacité et la pureté de la reconstruction des traces. Cette étude est réalisée pour des traces de hautes énergies. Un calcul de cette efficacité pour les particules de basse énergie sera donné dans le chapitre traitant la séparation pions/protons.

Séparation des pions et des muons de basse énergie

L'identification des muons joue un rôle fondamental dans l'expérience OPERA. Elle permet de distinguer les événements ν_μ CC des événements ν_τ CC. Elle permet également de réduire le bruit de fond associé à ces événements ν_τ . Le spectromètre est l'outil idéal pour identifier les muons et mesurer leur charge et leur impulsion. Cependant, pour ce faire, il faut que le muon ait une énergie suffisante pour atteindre le spectromètre. C'est pourquoi, les émulsions seront très utiles pour identifier les muons de basse énergie et ainsi les distinguer des hadrons de basse énergie (essentiellement les pions). La seule approche qui a été utilisée dans la séparation μ/π jusqu'ici est le dépôt d'énergie dans les émulsions. Dans le cas des μ/π , avec une différence de masse de 31 MeV, l'analyse a donné une séparation de 25% avec $\simeq 3\%$ de pions mal identifiés [81]. Dans ce chapitre une étude basée sur des variables liées à la diffusion multiple permettant d'améliorer la séparation entre les muons et les pions (une séparation de 54% avec 3% de pions mal identifiés) est présentée.

6.1 Problématique liée à l'identification des muons dans OPERA

L'identification des muons permet de diriger les événements neutrino vers les différents canaux de désintégration comme le montre la figure 6.1.

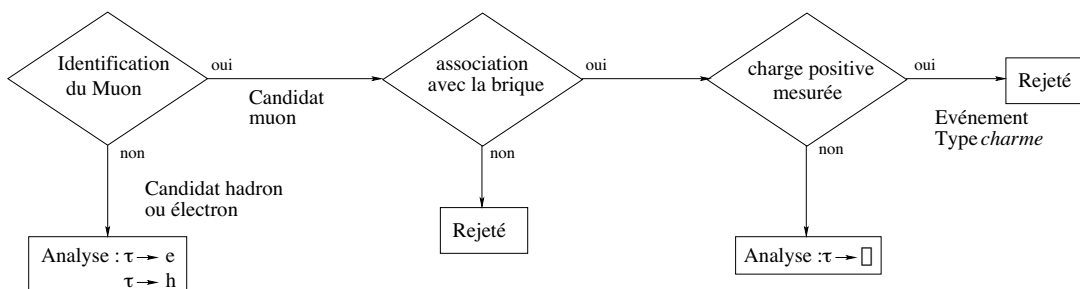


FIG. 6.1 – Organigramme de l'analyse des événements en fonction de l'identification des muons.

6.1.1 Bruit de fond charmé

Les particules charmées produites dans les interactions courant chargé des neutrinos ν_μ et pour lesquelles le muon n'est pas détecté présentent une topologie de désintégration similaire à celle du τ^1 (figure 6.2). Si le muon n'est pas identifié, cela constitue un bruit de fond pour les trois canaux $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$, qui représente la moitié du bruit de fond total de l'expérience (0.382 bruit de fond dû aux événements charmés pour un bruit de fond total de 0.707).

| Canal de désintégration | $\tau \rightarrow e$ | $\tau \rightarrow \mu$ | $\tau \rightarrow h$ | Total |
|-------------------------|----------------------|------------------------|----------------------|-------|
| Bruit de fond charmé | 0.210 | 0.010 | 0.0162 | 0.382 |

TAB. 6.1 – Le bruit de fond charmé dans les trois canaux de désintégrations du τ .

¹Pour les interactions ν_μ CC, dans 3.3% des cas, une particule charmée est produite, dont la topologie de désintégration est très similaire à celle du τ .

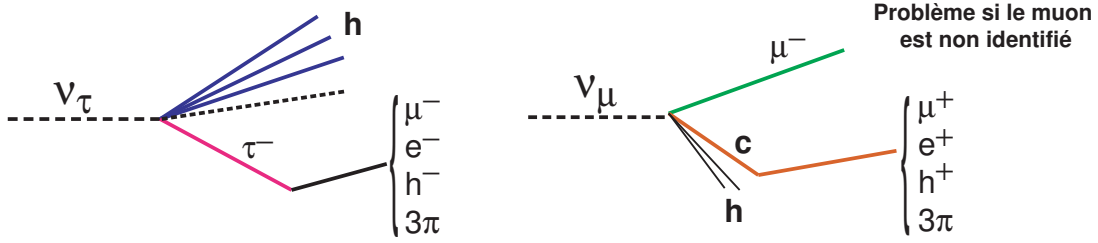


FIG. 6.2 – Topologies de désintégrations : l'interaction du ν_τ courant chargé est représentée à gauche, à droite on montre l'interaction des ν_μ courant chargé dans laquelle le muon n'est pas détecté avec production d'une particule charmée se désintégrant en muon, positon ou hadron.

Les différentes interactions qui produisent des particules charmées sont [80] :

$$\begin{aligned}
 \nu_\mu &\longrightarrow c + \mu^- + X \\
 \nu_\mu &\longrightarrow c + \bar{c} + \nu_\mu + X \\
 \bar{\nu}_\mu &\longrightarrow \bar{c} + \mu^+ + X \\
 \bar{\nu}_\mu &\longrightarrow c + \bar{c} + \bar{\nu}_\mu + X
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

où X est la gerbe hadronique, c et \bar{c} représentent les particules charmées. La source la plus importante est celle décrite par la première interaction. Les masses et les temps de vie de ces particules sont comparés à ceux du τ dans le tableau 6.2.

| Particules | Masse (MeV/c ²) | Temps de vie (s) |
|-----------------|-----------------------------|-------------------------|
| τ | 1777.03 | 290.6×10^{-15} |
| D^+/D^- | 1869.3 | 1040×10^{-15} |
| D^0/\bar{D}^0 | 1864.5 | 410.1×10^{-15} |
| D_s^+/D_s^- | 1968. | 500×10^{-15} |
| Λ_c^+ | 2286.5 | 200×10^{-15} |

TAB. 6.2 – Masse et temps de vie des particules charmées et du lepton tau.

La mesure de la charge des μ^- primaire et des μ^+ secondaire produits par interaction des neutrinos ν_μ permet d'éliminer $\simeq 94\%$ [65] des événements charmés.

Cette mesure nécessite que les muons traversent au moins la moitié du spectromètre. Une simulation Monte Carlo des événements charmés a montré que :

- 80.3% des muons traversent entièrement le spectromètre,
- 10.2% s’arrêtent à l’intérieur du spectromètre,
- 1.2% sortent de la cible tout en restant dans l’acceptance du spectromètre,
- 8.3% des muons s’arrêtent dans la cible.

Les muons d’impulsion supérieure à 3 GeV/c, traversent entièrement la cible et le spectromètre. Ces muons sont identifiés par le spectromètre, ce qui réduit fortement le bruit de fond charmé à haute énergie. Les muons qui ont une énergie supérieure à 1.5 GeV/c sont identifiés par les détecteurs électroniques (trajectographes) puis associés aux traces dans les briques (chapitre 4). Le reste des muons² s’arrête dans la cible, ces muons ont une énergie inférieure à 1.5 GeV/c, il ne sera pas donc possible de les identifier grâce aux spectromètres ou grâce aux détecteurs électroniques. L’étude de l’énergie déposée et de la diffusion multiple (Une variable qui combine des variables liées à l’énergie déposée et à la diffusion multiple qui sera introduite dans ce chapitre permettra de réduire ce bruit de fond à travers la séparation des pions et des muons.) dans les émulsions a donc pour objectif de distinguer les muons de basse énergie des hadrons et de réduire ainsi le bruit de fond.

6.1.2 Réduction du bruit de fond charmé par l’étude du dE/dx dans la brique

Une étude de la séparation μ/π [67] par simulation sur 8 à 23 feuilles d’émulsion depuis le point d’arrêt (entre 1 et 3 cm) a donné une efficacité d’identification des muons (ε_{ECC_μ}) de 53% avec une mauvaise identification des pions (ε_{fake_μ}) assimilés à des muons de 2.8%. L’effet de cette séparation sur la réduction du bruit de fond charmé est le suivant :

- Dans le cas où il n’y a aucun muon détecté, l’analyse est dirigée vers les canaux de désintégration $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$. Dans ce cas, la réduction du fond dû aux événements charmés (0.386 événements de bruit de fond charmé) est

²Il faut également que le muon n’ait pas un angle trop grand qui le fasse sortir du détecteur avant de passer dans le spectromètre.

très importante car ceux-ci représentent 97% du bruit de fond charmé total. L'étude du dE/dx des muons du vertex primaire dans les briques permet une réduction de ce bruit de fond d'un facteur $1 - \varepsilon_{ECC\mu}$ soit 47%.

- Dans le cas où un muon est détecté, sa trace électronique est associée dans la brique. L'événement est dirigé vers le canal de désintégration $\tau \rightarrow \mu$ si sa charge est négative (dans le cas contraire l'événement est rejeté). Il reste alors 0.010 événement de bruit de fond charmé. L'étude de dE/dx permet de réduire ce fond dans les deux cas suivants :

1. Le muon issu du vertex primaire ν_μ CC charmé est peu énergétique et s'arrête dans la cible.
2. Le muon du vertex primaire a été détecté mais ne pointe pas vers le vertex primaire. Dans le cas où la particule charmée se désintègre dans le canal où apparaît un μ qui s'arrête dans la cible. L'identification des deux muons permet alors de rejeter l'événement.

L'effet espéré de cette méthode est très important puisqu'elle permet de réduire le bruit de fond de moitié et cela représente une réduction du bruit de fond total d'OPERA d'environ 29%.

6.1.3 Stratégie de la séparation

Le dépôt d'énergie

Le pouvoir théorique d'arrêt d'une particule chargée (électron exclu) dans les émulsions est donné par la relation [82] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_0}{I^2(Z)} - \beta^2 - 2C \right)$$

où $A = 0.06705 \text{ MeVcm}^2/g$ pour les cristaux d'argent, m_e est la masse de l'électron, T_0 est l'énergie maximum déposée dans un grain (de l'ordre de 2 à 10 keV) et $I(Z)$ est le potentiel d'ionisation moyen du milieu ($\sim 442 \text{ keV}$). Les C sont les corrections tabulées par Barkas[82].

En fin de parcours la perte d'énergie est liée à la masse de la particule avec la relation :

$$\frac{dE}{dx} = a\sqrt{\frac{M}{R}}$$

où a est une constante dépendant du milieu et R le parcours des particules.

Pour accéder au dépôt d'énergie, on utilise le fait que la densité de grains dans les émulsions est proportionnelle au dE/dx [71]. Cette technique a été validée par le système de scan Japonais dans la séparation des π/p de 1.2 GeV [83]. Une déviation de plus de 3σ a été mesurée en moyennant la densité de grains sur 29 feuilles. Une différence relative de 14% de dE/dx pour les deux particules a été observée. De la même façon, on peut envisager une séparation μ/π en utilisant le dépôt d'énergie (figure 6.3) dans les émulsions nucléaires (séparation plus difficile que celle des π/p avec une différence de masse de 800 MeV). Une étude réalisée au laboratoire de scan de Lyon [81] basée sur le dépôt d'énergie dans les émulsions a donné une efficacité d'identification des muons de 25% avec 2.8% de pions mal identifiés. Pour améliorer cette séparation, on fait appel à des variables liées à la diffusion multiple. Ces variables permettent d'avoir des informations supplémentaires sur la perte d'énergie dans le plomb.

La diffusion multiple

Lors de sa traversée de la matière, une particule chargée (en l'occurrence, ici un muon ou un pion chargé) va subir des petites déflexions successives par interaction coulombienne avec les atomes du milieu traversé. A la sortie, la particule aura une trajectoire finale décalée d'un angle θ par rapport à sa trajectoire d'incidence initiale dépendant de sa marche aléatoire lors de sa diffusion multiple dans le milieu. Dans le cas de l'expérience OPERA, ce sont principalement les plaques de plomb qui sont à l'origine de cette diffusion coulombienne.

En utilisant la théorie de Molière [85] (valable pour de petits angles de déviation), on peut démontrer que la probabilité d'obtenir un angle de sortie θ est approximée par une gaussienne. L'angle θ_0 représentant l'écart-type (RMS) des angles observés en sortie est donné par la formule approximée [84];

$$\theta_0 = \frac{13.6MeV/c}{p\beta c} z \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left[1 + 0.038 \text{Log}\left(\frac{L}{X_0}\right) \right]$$

où p est l'impulsion, βc est la vitesse de la particule incidente et X_0 est la longueur de radiation dans la matière traversée. Cette longueur dépend principalement de

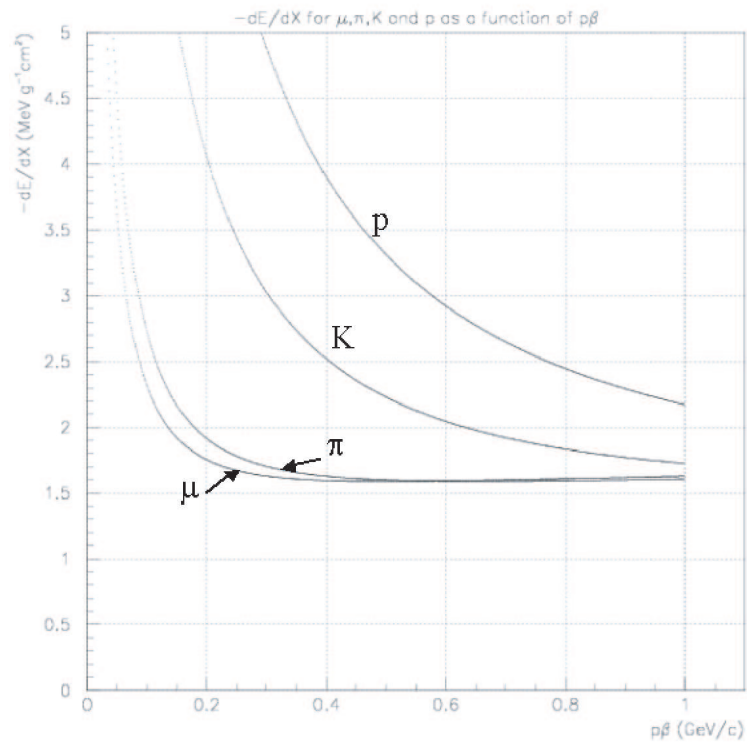


FIG. 6.3 – dE/dx en fonction de $p\beta$ pour les μ , π , K et protons [67].

la charge de la particule incidente et de la densité atomique (nombre d'atomes par unité de volume) de l'atome cible. L est la longueur traversée par la particule dans la cible. La valeur de θ_0 est obtenue par ajustement de la distribution de Molière [85] pour des particules de charge ± 1 avec une précision de 11% pour des rapports L/X_0 comprises entre 10^{-3} et 100, ce qui est le cas pour les feuilles de plomb de 1 mm d'épaisseur.

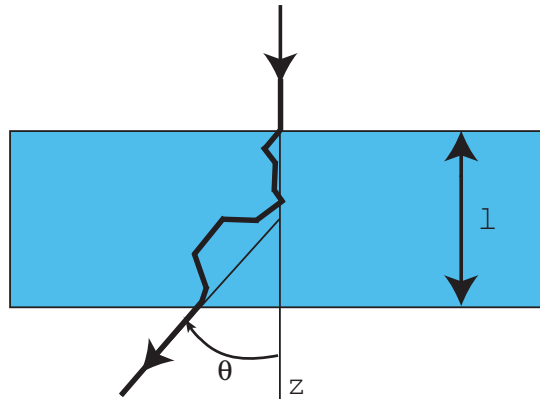


FIG. 6.4 – Déviation d'une particule chargée dans un milieu.

Traçons la distribution de probabilité des angles de diffusion θ projetée selon un axe transverse Ox . Cette distribution peut être assimilée à une gaussienne (pour les petits angles de déviation) centrée en zéro avec un écart-type θ_0 donné par la formule précédente. Un exemple est fourni sur la figure 6.5 pour des muons de 1.5 GeV traversant 1 mm de plomb.

En fin de parcours, la diffusion multiple devient plus importante et les angles de diffusion sont plus grandes et donc la formule précédente n'est plus valable. Néanmoins, l'angle de diffusion dépendra des quantités p et βc comme pour les particules de haute énergie.

6.2 Le test sur faisceau

Pour notre analyse de séparation en fin de parcours des muons et des pions, des briques de type OPERA ont été exposées séparément à un faisceau de pions et de muons pur et de faible énergie pour qu'ils puissent s'arrêter dans la brique. Ce

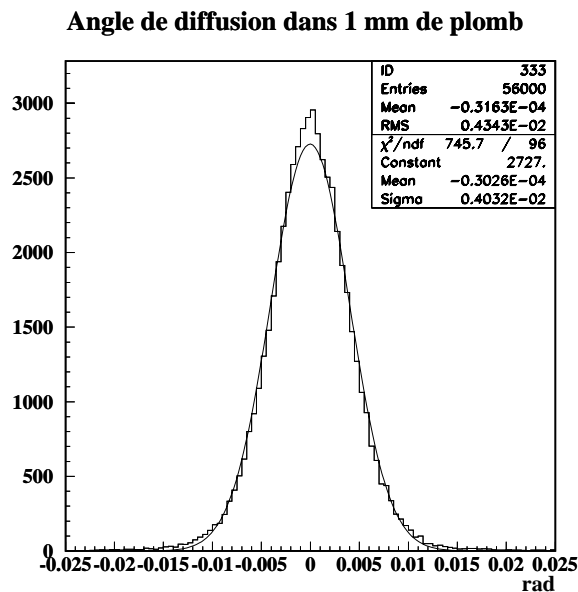


FIG. 6.5 – Distribution de l’angle de diffusion pour des muons de 1.5 GeV traversant 1 mm de plomb.

faisceau est produit au Paul Scherrer Institute (PSI) à Villigen, Zurich. Les analyses sont effectuées par les groupes de Lyon et Berne. Le faisceau de pions utilisé (piM1) est caractérisé par sa haute résolution. Il permet d’obtenir des pions d’impulsion comprise entre 100 et 500 MeV/c. L’impulsion utilisée pour ce test était de 202 MeV/c, avec une résolution de 0.1%. Un séparateur électromagnétique permet de réduire la contamination en protons à quelques pourcents et la contamination en muons est inférieure à 1%. Le faisceau de muons utilisé ($\mu E1$) est produit par la désintégration en vol des pions. Les muons produits vers l’arrière dans le centre de masse du système avec une impulsion de 120 MeV/c sont utilisés. La contamination en pions est négligeable et celle en électrons reste inférieure à 5%.

Deux tests ont été effectués. Dans le premier (septembre 2003), chaque brique a été soumise à deux faibles angles d’exposition ($\tan\theta < 200$ mrad) avec une densité de 10000 tr/cm^2). Ce test a montré qu’une séparation μ/π est possible grâce au volume³ et au nombre de grains (figure 6.6). La densité élevée et le bruit de fond ne permettaient pas la reconstruction des traces ; on ne peut pas suivre les

³L’aire totale des grains en pixels

particules individuellement, il en résulte une incertitude sur le point d'arrêt. De plus, les briques n'ont pas été exposées aux cosmiques, ce qui rendait impossible la calibration de la densité de grains dans les émulsions.

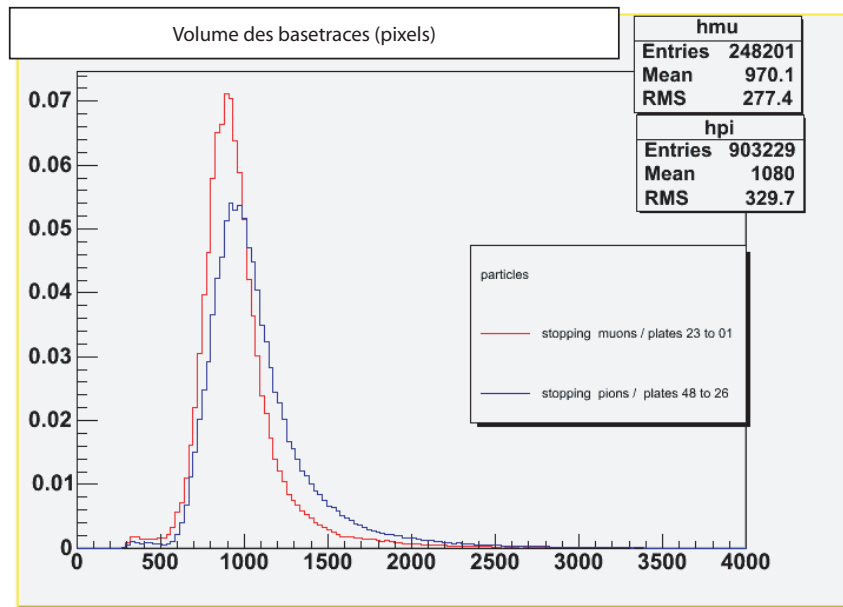


FIG. 6.6 – Valeur moyenne du volume des basetraces sélectionnées pour les 22 dernières feuilles du parcours des particules pour le premier test [81]. Les distributions de volume ont été sommées, ensuite, les distributions de pions et de muons ont été normalisées pour être comparées. L'identification des muons est de $\simeq 9\%$ avec 3% des pions mal identifiés

Compte tenu des résultats du premier test, un deuxième test a été effectué (Juin 2004) afin de distinguer les traces avec le moins d'ambiguïtés possible. Deux briques ont été exposées à un faisceau pur soit de pions soit de muons. La surface exposée sur la brique était environ 4 cm^2 . La densité des traces attendue était de 100 tr/cm^2 afin de distinguer les traces une à une, avec une grande efficacité⁴. Ainsi, on peut suivre les traces jusqu'à leur arrêt dans la brique. L'exposition des deux briques est effectuée sous deux faibles angles ($\tan\theta < 200 \text{ mrad}$). Avant

⁴La densité des traces estimée dans la première feuille n'est pas celle attendue. Pour les pions, la densité est de l'ordre de 300 traces/cm^2 . Pour les muons, la densité des traces est d'environ 1300 traces/cm^2 au centre et sur l'un des bords de la feuille d'émulsion et diminue brutalement ensuite.

le développement, les briques ont été exposées aux particules cosmiques pendant 24 h. Ces cosmiques ⁵ permettent d'aligner les feuilles et seront utilisées pour la calibration de la densité de grains. Pendant le trajet, les briques ont été maintenues en position verticale pour réduire la contamination en cosmiques.

6.3 Etudes préliminaires

Contrairement au système de scan japonais qui permet d'avoir une information sur la somme du niveau de gris des grains scannés grâce à la variable de scan "pulse height", le système de scan européen ne permet pas d'avoir cette information. De plus, la taille de grains (en pixels) ne dépend pas de l'énergie des particules. Ceci signifie que les grains des particules de basse énergie sont plus nombreux mais garde la même taille. Ceci explique pourquoi l'échantillonnage de 16 vues/couche et compte tenu de la profondeur du champ, n'est pas adapté pour séparer ces particules des particules de haute énergie. Une solution à ce problème (proposée par le laboratoire de Lyon) a été d'augmenter le nombre de vues scannées par couche (figure 6.7). Cet échantillonnage sera utilisé dans notre analyse. Une étude permettant de montrer les avantages d'un scan avec un échantillonnage d'une vue/ μm par rapport à la méthode de scan standard (16 vues/couche) sera présentée dans le chapitre suivant.

6.3.1 Qualité du scan

Pour diminuer les erreurs systématiques, on a choisi de travailler avec les mêmes conditions pour la focalisation et les filtres utilisés lors du scan des pions et des muons. La lumière était focalisée au niveau du centre de la base plastique, entre les deux couches, ce qui permet un meilleur réglage du contraste des images et du niveau de l'uniformité de l'éclairage. Le scan est effectué de façon à trouver le même nombre moyen de microtraces et de grains par vue. Un exemple du profil des grains et du nombre de moyen de microtraces et représenté sur les figures 6.8 et 6.9.

⁵100 à 150 traces/cm².

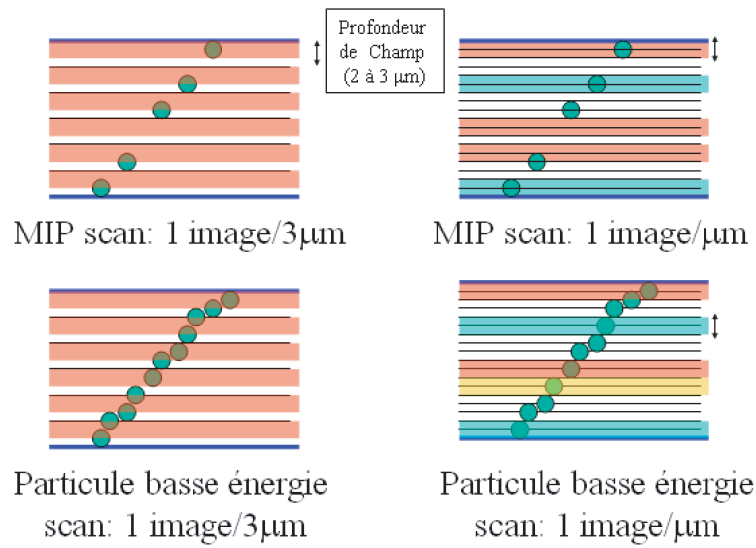


FIG. 6.7 – L'échantillonnage d'une vue/ μm est plus adapté pour les particules de basse énergie.

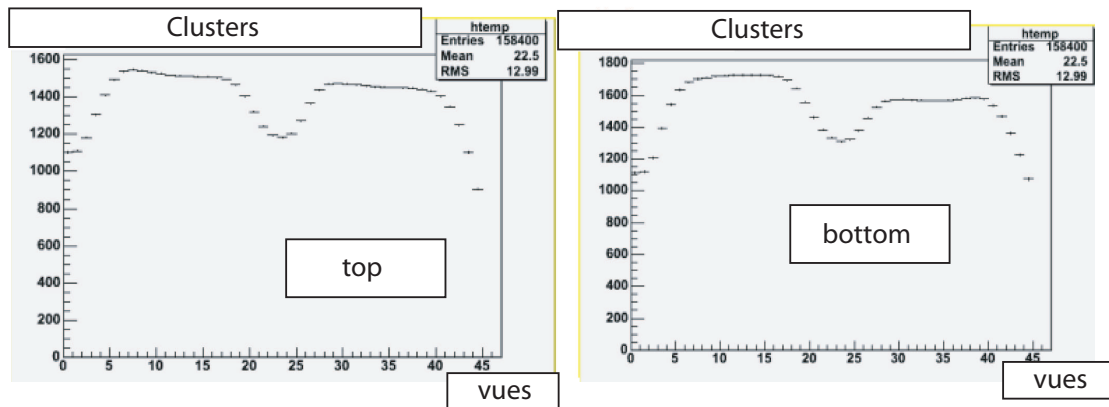


FIG. 6.8 – Nombre moyen de clusters par vue tomographique scannée pour la couche top (à gauche) et la couche bottom (à droite) pour la brique des pions. Au milieu, on observe la couche de gélatine insensible. Le scan est réalisé en utilisant un échantillonnage d'une vue/ μm .

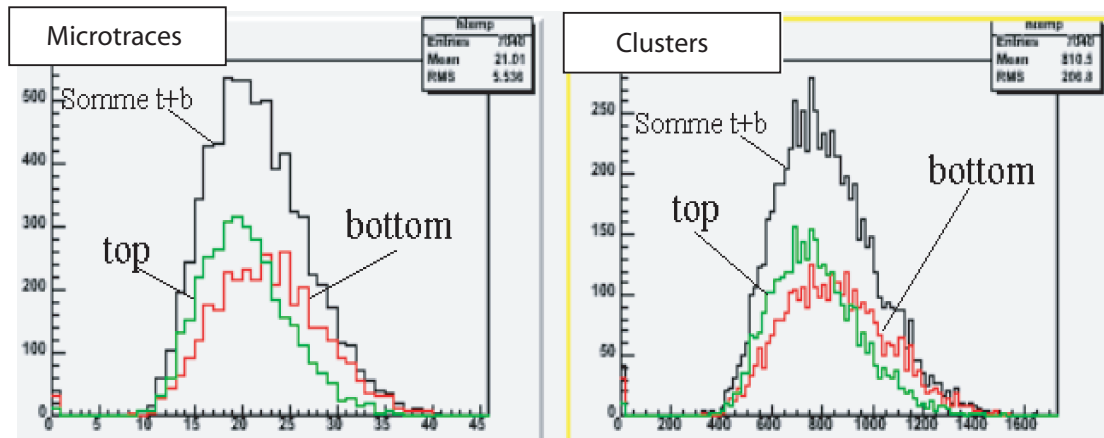


FIG. 6.9 – Nombre moyen de microtraces (à gauche) et de clusters (à droite) par vue tomographique scannée pour les deux couches top (en vert) et bottom (en rouge) pour la brique des pions. La courbe en noir représente la somme des deux. Le scan est réalisé en utilisant un échantillonnage d'une vue/ μm .

A cause du développement (légèrement différent), les épaisseurs des feuilles étaient différentes pour la brique des pions ($49 \mu m$) et celle des muons ($44 \mu m$). Le scan de ces feuilles est réalisé respectivement avec 49 et 44 vues/couche. Pour tenir compte de la diffusion des particules, les surfaces scannées à la fin du parcours (4.5 cm^2) sont plus grandes qu'au début (1 cm^2).

6.3.2 Utilité des cosmiques

- La reconstruction des cosmiques est indispensable pour aligner les feuilles ce qui permet de reconstruire les traces jusqu'à leur point d'arrêt. L'alignement est effectué à l'aide du logiciel FEDRA.
- Les cosmiques vont permettre par la suite de calibrer la densité des grains des basetraces surtout que les épaisseurs des feuilles sont légèrement différentes dans les deux briques⁶. Le volume des basetraces dépend du choix de la procédure de focalisation et donc des seuils des filtres appliqués et de l'épaisseur de la vue lors du scan. Les cosmiques seront utilisés comme référence, en

⁶L'épaisseur des feuilles des émulsions dépend du temps de développement et du vieillissement des produits.

étudiant, feuille par feuille ces particules pour chaque scan.

- Les basetraces correspondant aux traces cosmiques sont retirés de la liste des basetraces qui seront utilisées dans la reconstruction des pions et des muons.

6.3.3 Détermination de la feuille d'arrêt

Une simulation du test PSI a été réalisée avec GEANT3; des pions d'impulsion $202 \text{ MeV}/c$ et des muons de $120 \text{ MeV}/c$ sont générés dans des briques de type OPERA. La figure 7.8.a et 7.8.b montrent respectivement les traces de pions et de muons dans la brique dans le plan xz et le plan xy .

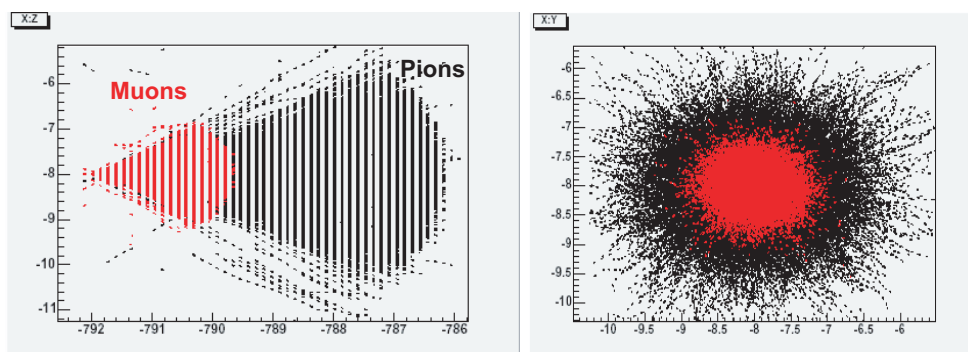


FIG. 6.10 – Simulation des événements de pions ($202 \text{ MeV}/c$) et de muons ($120 \text{ MeV}/c$) dans une brique OPERA, dans le plan xz et le plan xy (en cm).

Le nombre de traces en fonction du nombre des feuilles traversées est calculé et représenté sur la figure 6.11. Nous remarquons que, les muons traversent en moyenne 17 à 18 feuilles et peuvent aller jusqu'à la 22^{ème} feuille, alors que les pions traversent en moyenne 42 à 43 feuilles et peuvent atteindre la feuille 48. Ce comportement est observé sur les données, la figure 6.12 représente le volume des basetraces (représentant l'aire totale des grains en pixels) mesuré dans les feuilles 42, 44, 45 et 48. Le pic correspondant aux pions (à droite) disparaît progressivement en partant de la feuille 42 à la feuille 48 signalant l'arrêt de ces particules.

Le pourcentage des traces qui s'arrêtent juste après une feuille donnée en fonction du numéro de cette feuille (de 1 à 22 pour les muons et de 1 à 48 pour les pions) est représenté sur la figure 6.13. Cette figure montre que 95% des traces arrivent jusqu'au feuille 12 pour les muons et la feuille 32 pour les pions. 80% des

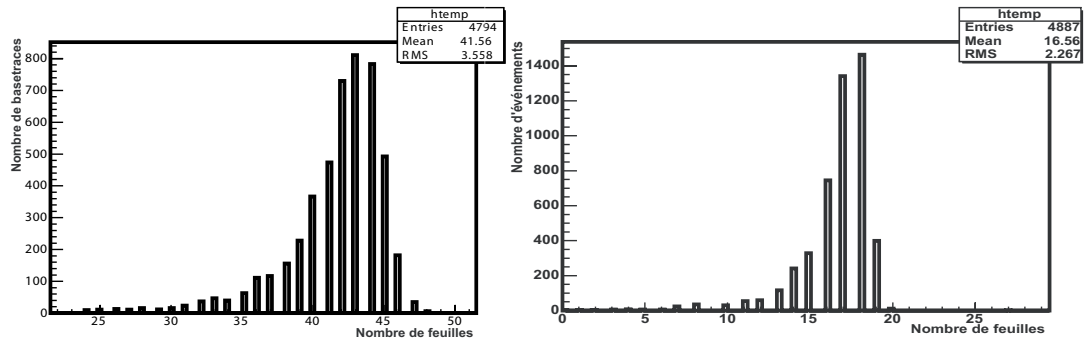


FIG. 6.11 – Simulation du nombre de feuilles traversées par les pions à gauche et les muons à droite.

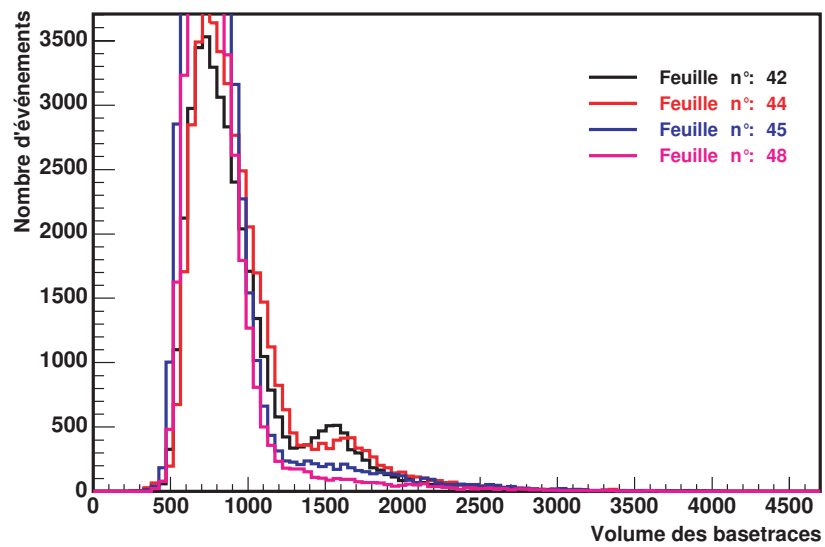


FIG. 6.12 – Volume des basetraces des pions pour les feuilles 42, 44, 45 et 48.

traces s'arrête après la feuille 16 pour les muons et la feuille 40 pour les pions. 10% des traces traversent la feuille 19 pour les muons et la feuille 46 pour les pions.

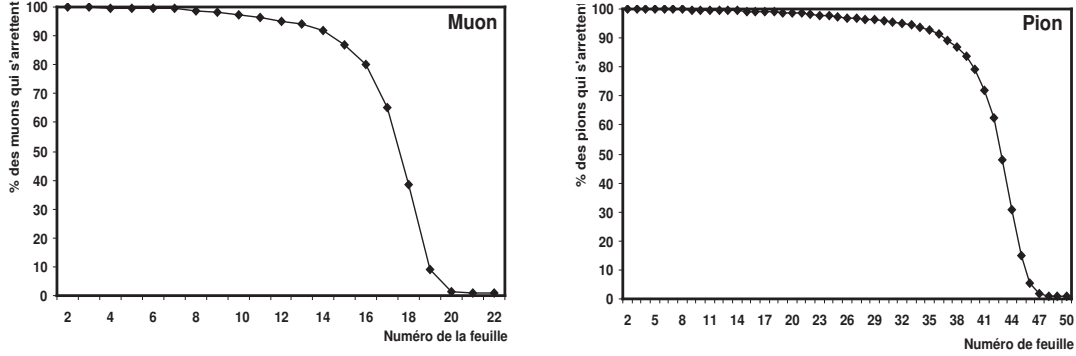


FIG. 6.13 – Simulation du pourcentage des traces étant arrivées à une feuille d'émulsion donnée pour les muons (à gauche) et les pions (à droite).

6.3.4 Influence de l'erreur de la détermination de la dernière feuille sur la séparation μ/π

Pour les dernières feuilles d'émulsion, la diffusion est très grande. La reconstruction des traces vers la fin est plus difficile. Une étude de l'effet de l'erreur de la détermination des basetraces dans la dernière feuille sur la séparation des μ/π est réalisée en utilisant la simulation Monte Carlo. Cette étude est basée sur la variable R donnée par :

$$R = \frac{\overline{\frac{dE}{dx}}_{\pi} - \overline{\frac{dE}{dx}}_{\mu}}{\sigma_{\frac{dE}{dx}}_{\pi} + \sigma_{\frac{dE}{dx}}_{\mu}}$$

où $\overline{\frac{dE}{dx}}$ est la valeur moyenne de la distribution dE/dx pour chaque type de particule et $\sigma_{\frac{dE}{dx}}$ leurs écart type moyen (RMS). La figure 6.14 montre que cette erreur n'a pas beaucoup d'influence (une variation maximal d'environ 10%) sur la séparation μ/π , même si on commet une erreur sur la détermination de la dernière feuille pour 100% des événements.

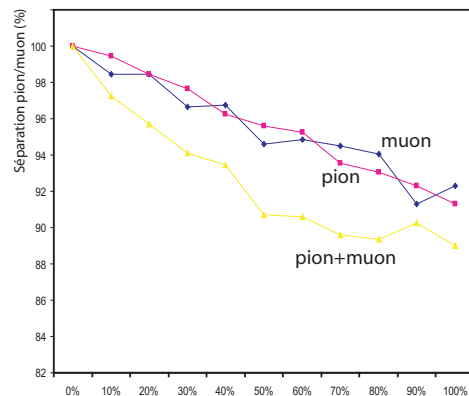


FIG. 6.14 – La courbe en rouge (bleu) représente la qualité de la séparation (%) en fonction du pourcentage des pions (muons) pour lesquels on commet une erreur sur la détermination de la dernière feuille. La courbe en jaune montre la qualité de la séparation (%) en fonction du pourcentage des pions et des muons pour lesquels on commet une erreur sur la détermination de la dernière feuille. La séparation est supposée de 100% lorsqu’il n’y a pas d’erreur sur la détermination de la dernière feuille.

6.4 Etude de la séparation μ/π par simulation MC

En utilisant la simulation Monte Carlo (les simulations ont été réalisées en tenant compte de l’efficacité du scan), on met en évidence la possibilité d’une séparation des μ/π en utilisant l’énergie déposée dans les émulsions (la somme des énergies déposées dans chaque feuille d’émulsion tout au long du trajet de la trace moyennée par le nombre de feuilles). La figure 6.15 montre l’énergie déposée (dE/dx) des pions et des muons, moyennée par le nombre de feuilles traversées pour un nombre de feuilles maximal égal à 12 depuis le point d’arrêt. L’énergie des muons et des pions est celle utilisée dans le test PSI.

La simulation a montré aussi, que si on effectue la somme de la différence des angles entre deux basetraces consécutives, ce qui est liée à la diffusion multiple des particules et qui permet d’accéder à la perte d’énergie dans le plomb, on peut obtenir une faible séparation des particules. La figure 6.16, représente la simulation de la diffusion angulaire dans les conditions du test. En combinant le dépôt d’énergie, la diffusion multiple avec d’autres variables liées à la diffusion multiple,

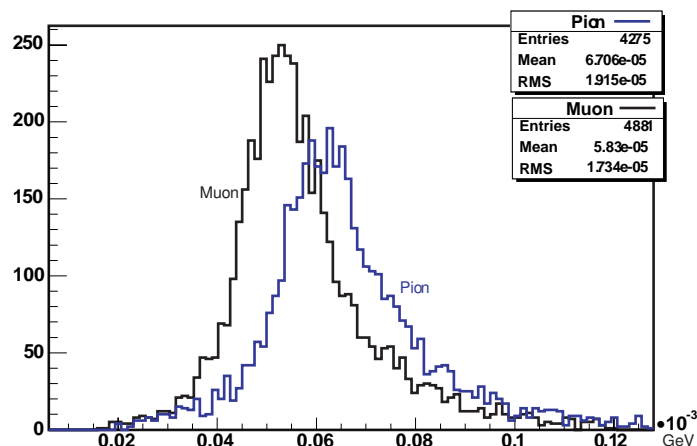


FIG. 6.15 – Simulation de la moyenne de l'énergie déposée dans les émulsions pour des pions et des muons depuis leur point d'arrêt.

nous pouvons améliorer la séparation des pions et des muons. Pour déterminer la meilleur séparation que l'on peut réaliser nous utiliserons un réseau de neurones.

6.4.1 Séparation μ/π par réseau de neurones

L'objectif des réseaux de neurones est de modéliser le fonctionnement des neurones réels. Les neurones ont un fonctionnement assez simple : il suffit de faire une sommation des informations qui leur sont fournies, puis appliquer un seuil à cette somme. Pour schématiser cela, on admettra que les entrées (les informations que le neurone reçoit) ne peuvent valoir que 0 ou 1. Cela correspond aux signaux électriques fournis par les neurones voisins (figure 6.17).

Le seuil est représenté par une fonction de Heavside. Ainsi, si la somme est suffisante, la sortie (signal transmis) vaut 1. Sinon, elle vaut 0 (En réalité, les signaux utilisés ne sont pas binaires (0 ou 1) : on assouplit la définition précédente en autorisant que ces signaux soient des nombres décimaux). De plus, la fonction seuil n'est pas aussi abrupte. On utilise plutôt une sigmoïde qui a une pente plus douce. Le réseau de neurones utilisé dans la séparation μ/π est le "Perceptron Multi-Couches" (PMC). Comme son nom l'indique, il est constitué de plusieurs couches de neurones entièrement connectées entre elles (figure 6.18).

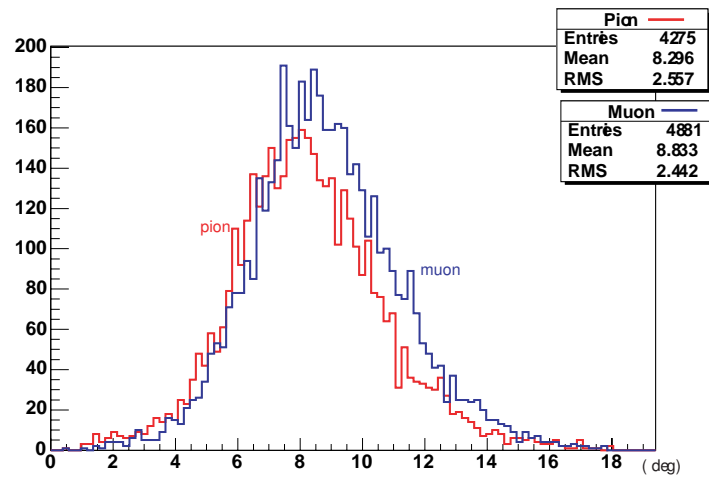


FIG. 6.16 – Simulation de la somme des angles entre deux basetraces successives pour des pions et des muons depuis leur point d'arrêt.

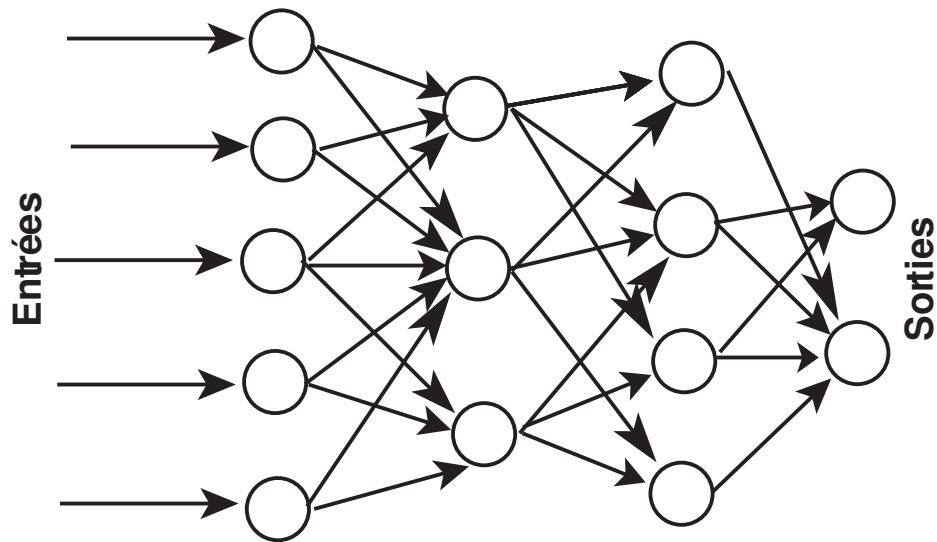


FIG. 6.17 – Représentation du principe de fonctionnement d'un réseau de neurones.

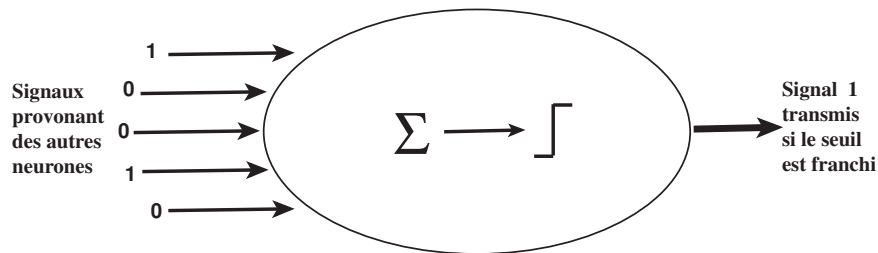


FIG. 6.18 – Représentation des connexions entre les couches d’un réseau de neurones.

Les variables d’entrées

Les variables utilisées dans la séparation μ/π sont :

- l’énergie déposée proportionnelle à la densité des grains,
- le rapport des énergies déposée de deux basetraces consécutives,
- l’angle entre deux basetraces consécutives,
- un χ^2 (défini dans le chapitre 5),
- la distance entre la position prédite d’une basetrace dans la feuille suivante et celle trouvée.

Les deux premières variables sont liées à l’énergie déposée et les trois dernières sont liées à la diffusion multiple. Pour chaque variable, une somme est effectuée tout au long de la trace (Les simulations ont été réalisées en tenant compte de l’efficacité de scan). Cette somme est ensuite divisée par le nombre de basetraces trouvé (trous exclus).

Les variables cachées

Le nombre de noeuds cachés n’est pas fixé par la théorie des réseaux de neurones. Ce nombre a été déterminé en analysant la séparation avec plusieurs valeurs de noeuds cachés, le nombre qui donne la meilleur séparation a été utilisé.

Les variables de sortie

La sortie du réseau de neurones est un nombre réel compris entre 0 et 1 ; 1 s’il s’agit d’un signal, donc d’un muon et 0 s’il s’agit d’un bruit de fond qui n’est autre qu’un pion.

Entraînement du réseau de neurones

Une fois le réseau créé, il faut lui faire apprendre comment distinguer entre les pions et les muons. C'est la phase d'apprentissage, qui est l'avant dernière phase d'élaboration d'un réseau de neurones. Cet apprentissage se fait en utilisant un échantillon⁷ de pions et de muons contenant les variables d'entrées. En fonction de l'erreur obtenue en sortie, on corrige les poids accordés aux pondérations. C'est un cycle qui est répété jusqu'à ce que la courbe d'erreurs du réseau (figure 6.19) devienne stable (il faut bien prendre garde de ne pas sur-entraîner un réseau de neurones qui deviendra alors moins performant). Une fois que le réseau de neurones est entraîné, on introduit l'échantillon à analyser qui n'est autre qu'un mélange de pions et de muons. La sortie du réseau de neurones (la probabilité de trouver un muon) utilisant les variables d'entrées citées précédemment est représentée sur la figure 6.20.

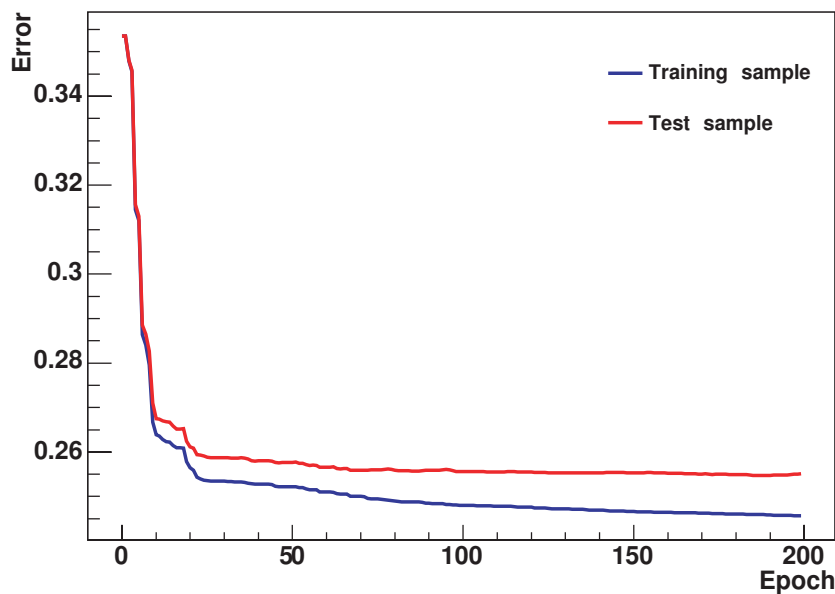


FIG. 6.19 – Courbe de validation de l'entraînement du réseau de neurones.

⁷L'entraînement du réseau de neurones est effectué avec un échantillon de 2000 pions et de 2000 muons

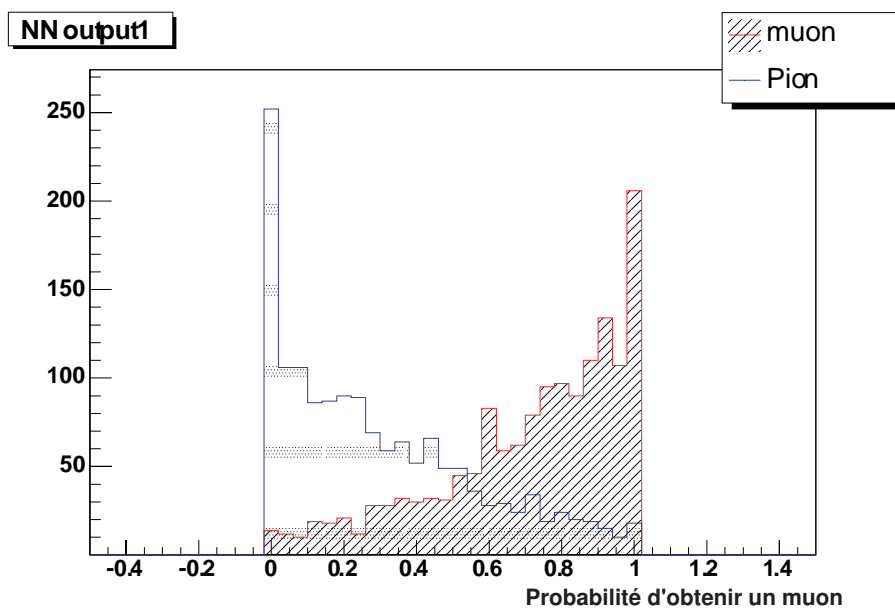


FIG. 6.20 – Sortie du réseau de neurones donnant la probabilité de trouver un muon (Une simulation tenant compte que de l’efficacité du scan).

Efficacité de la reconstruction

L’efficacité des pions mal identifiés en fonction de l’efficacité d’identification des muons est représentée sur la figure 6.21. Cette étude montre qu’il est possible de séparer les muons des pions en utilisant des variables liées à la diffusion multiple et à l’énergie déposée. Nous utiliserons dans la suite pour la séparation μ/π les variables équivalentes dans le scan et nous confirmerons cette séparation à travers l’analyse des données.

6.5 Application sur les données

L’étude réalisée par la simulation Monte Carlo a montré qu’une séparation μ/π est possible à travers un réseau de neurones qui utilise les variables citées plus haut. Dans la partie suivante, on va étudier l’effet des variables testées par cette simulation sur les données. Pour reconstruire les particules en fin de parcours, un programme de reconstruction a été développé.

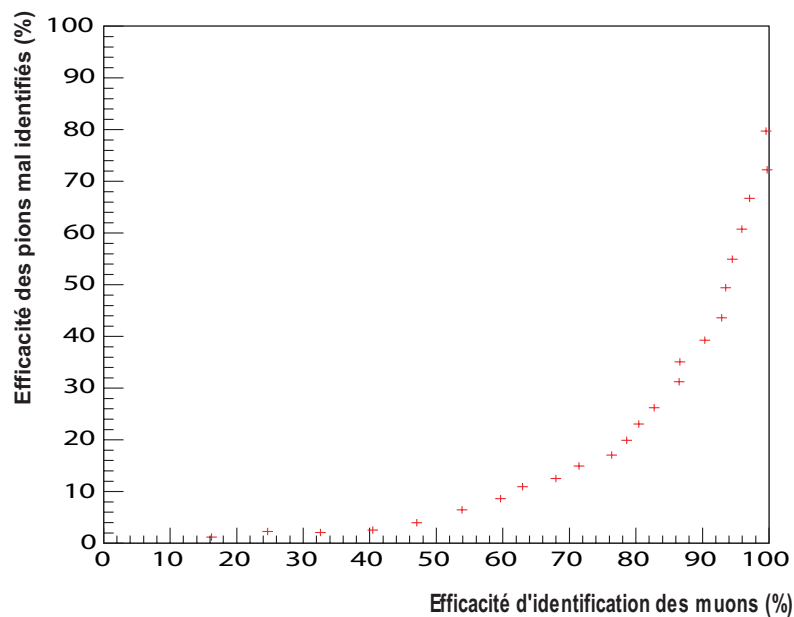


FIG. 6.21 – Efficacité d'identification des μ obtenue par réseau de neurones.

6.5.1 Programme de reconstruction

Un programme de reconstruction des traces de basse énergie a été développé. Cet algorithme permet de reconstruire les traces en fin de parcours avec une bonne pureté vue que la densité du test n'est pas trop élevée. Le programme reconstruit les traces feuille par feuille en utilisant les basetraces reconstruites avec FEDRA. Les microtraces sont pratiquement rectilignes dans les émulsions, la reconstruction des basetraces à l'aide du logiciel FEDRA est donc possible.

Purification des basetraces

La première étape avant de commencer la reconstruction consiste à éliminer le bruit de fond, pour cela, une coupure sur le nombre de grains est appliquée. Cette coupure tient compte de l'efficacité de scan⁸ :

⁸L'efficacité de scan est estimée à 85% pour les traces ayant un faible angle. Cette efficacité se dégrade avec l'angle. Un calcul de l'efficacité de reconstruction des particules de basse énergie pour plusieurs angles d'exposition sera présenté dans le chapitre suivant.

$$\text{Nombre de grains} > 0.85 * C(1 - 0.15 * (\tan(\theta_x) + \tan(\theta_y))^{0.2}), \quad (6.2)$$

où C est le nombre de couches scannées (88 pour les muons et 98 pour les pions). Cette coupure élimine 85% des basetraces. Ensuite, les traces de bruit générées à 0° sont éliminées. Elles sont dues à des impuretés présentes sur le capteur des caméras et qu'il est difficile d'éliminer manuellement. Les basetraces qui ont un $\chi^2 > 1.5$ sont également éliminées (figure 6.22).

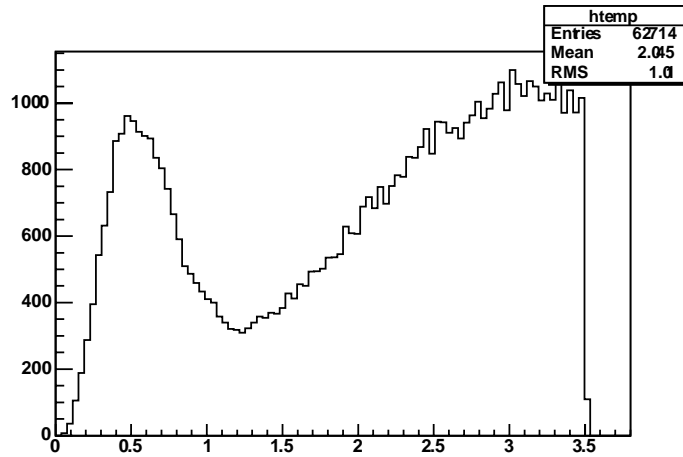


FIG. 6.22 – La distribution du χ^2 pour la feuille des pions numéro 36.

La deuxième étape consiste à purifier l'échantillon de basetraces en éliminant les cosmiques (utilisés pour l'alignement et la calibration des feuilles). Pour cela, les traces cosmiques ont été déjà reconstruites auparavant à l'aide du logiciel FEDRA. Des traces rectilignes ont été reconstruites sur la brique entière, et les traces qui possèdent plus de 5 basetraces et pour lesquelles $\chi_{trace}^2 < 0.5$ sont identifiées comme cosmiques⁹. Les basetraces associées aux cosmiques sont éliminées de la reconstruction.

Dans la troisième étape, les basetraces dont la perte d'énergie dans l'émulsion est trop faible sont éliminées. On se sert de la référence¹⁰ (dE/dx des cosmiques)

⁹Ces coupures résultent d'un compromis entre le nombre de cosmiques que nous voulions identifier et leur pureté.

¹⁰La valeur moyenne ($volume_{ref}$) et la largeur (σ_{ref}) de la distribution du volume des grains des traces cosmiques sélectionnées sont calculées pour chaque feuille et utilisées comme référence.

et après ajustement gaussien, on ne garde que les basetraces qui vérifient :

$$volume > volume_{ref} + 2 \times \sigma_{ref} \quad (6.3)$$

où $volume_{ref}$ est le volume moyen des cosmique dans la feuille considérée et σ_{ref} la largeur de la distribution (RMS).

Ensuite, la position et l'angle de chaque basetrace sont calculés en tenant compte des paramètres de la transformation d'alignement, déduits de la reconstruction classique FEDRA. Pour chaque basetrace on attribue les variables suivantes :

- Les coordonnées $(x, y, S_x = \tan(\theta_x), S_y = \tan(\theta_y))$,
- Le numéro de la feuille concernée,
- Le nombre de "grains calibrés" par basetrace (le nombre de grains est divisé par le nombre de vues/couche utilisé dans le scan),
- L'énergie déposée dans l'émulsion sous forme de l'aire totale des grains en pixels, (volume calibré de la basetrace).

Reconstruction des traces

Un programme utilisant le logiciel ROOT, a été conçu pour la reconstruction des traces. Ce programme utilise les informations concernant les basetraces et reconstruit les traces de la manière suivante :

- Pour chaque basetrace la position prédite sur la feuille suivante est calculée. Cette position n'est autre que le prolongement de la basetrace qui se trouve dans la feuille (i) sur la feuille ($i + 1$). Toutes les basetraces qui vérifient les conditions suivantes sont retenues :

$$|X_{pred} - X| < 3 \times \sigma_{x_{simu}} \quad et \quad |Y_{pred} - Y| < 3 \times \sigma_{y_{simu}} \quad (6.4)$$

où $\sigma_{x_{simu}}$ et $\sigma_{y_{simu}}$ sont les valeurs de la dispersion spatiale moyenne prédite par la simulation pour une feuille donnée. Parmi ces candidats, les basetraces retenues sont celles qui vérifient :

$$\Delta\theta_{i,i+1} < 4 \times \sigma_{\theta_{simu}} \quad (6.5)$$

où $\Delta\theta_{i,i+1}$ est la différence angulaire entre deux basetraces successives et $\sigma_{\theta_{simu}}$ est la dispersion angulaire moyenne prédite par la simulation¹¹ (figure 6.23 et 6.24.

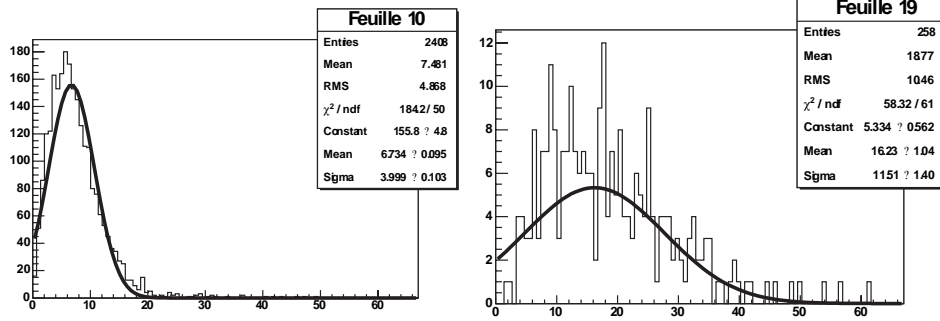


FIG. 6.23 – La dispersion angulaire moyenne prédite par la simulation ($\Delta\theta$) pour les muons : à gauche entre les feuilles 10 – 11 et à droite pour les feuilles 19 – 20.

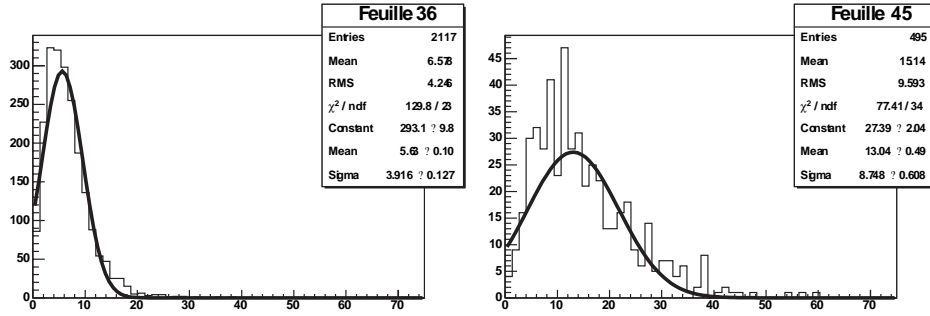


FIG. 6.24 – La dispersion angulaire moyenne prédite par la simulation ($\Delta\theta$) pour les pions : à gauche pour les feuilles 36 – 37 et à droite pour les feuilles 45 – 46.

– Pour chaque couple possible l’alignement est testé par le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{S_{x_{pred}} - S_x}{\sigma_{S_{x_{simu}}}} \right)^2 + \left(\frac{S_{y_{pred}} - S_y}{\sigma_{S_{y_{simu}}}} \right)^2 \right) \quad (6.6)$$

où $\sigma_{S_{x_{simu}}}$ et $\sigma_{S_{y_{simu}}}$ sont les valeurs de la dispersion angulaire moyenne prédite par la simulation pour cette feuille pour les pions et les muons (figure 6.25 et 6.26). La basetrace qui a un angle minimal par rapport à la basetrace qui se trouve dans

¹¹On travail à $4\sigma_{\theta_{simu}}$ pour récupérer les basetraces dans la queue de la distribution (qui n’est pas une gaussienne).

la feuille précédente est retenue, soit un χ^2 minimal à condition que ce χ^2 soit inférieur à 2.

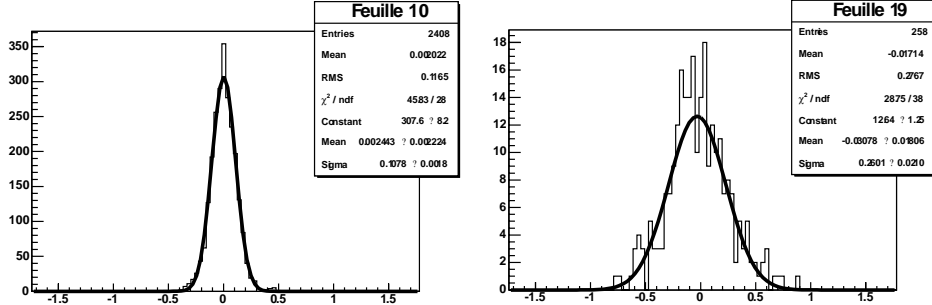


FIG. 6.25 – La dispersion angulaire moyenne prédite par la simulation ($\sigma_{Sx_{simu}}$) pour les muons : à gauche pour la feuille 10 et à droite pour la feuille 19.

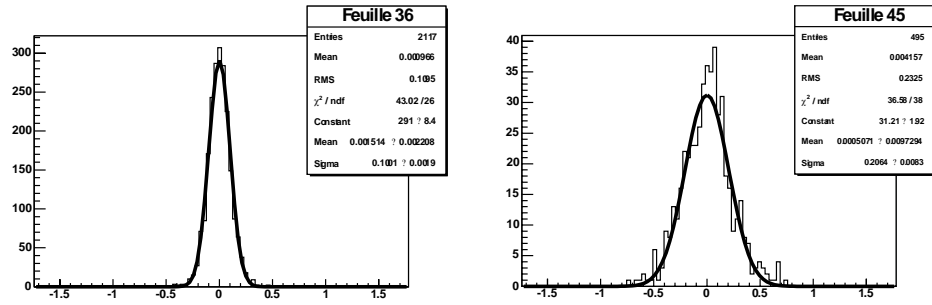


FIG. 6.26 – La dispersion angulaire moyenne prédite par la simulation ($\sigma_{Sx_{simu}}$) pour les pions : à gauche pour la feuille 36 et à droite pour la feuille 45.

- Si aucune basetrace ne correspond à ce premier cas, on cherche la possibilité d'une trajectoire coudée. Pour cela, le paramètre d'impact d entre la basetrace (i) et l'ensemble des basetraces ($i+1$) est calculé. Pour que la basetrace soit sélectionnée, on impose : $d \leq 100\mu m$. On rajoute une contrainte supplémentaire en vérifiant si cette déviation a eu lieu dans le plomb et donc les points d'intersection des deux basetraces projetées dans les plans (xz) et (yz) se situent dans la feuille de plomb séparant les deux feuilles d'émulsions concernées. Cette étape permet de récupérer une faible proportion de basetraces.

- Si aucune basetrace n’est trouvée, un seul trou est autorisé dans la reconstruction ; la basetrace est recherchée dans la feuille suivante ($i + 2$) avec les coupures suivantes¹² :

$$|X_{pred} - X| < 5 \times \sigma_{x_{simu}} \quad \text{et} \quad |Y_{pred} - Y| < 5 \times \sigma_{y_{simu}}$$

Efficacité du programme de reconstruction

Des événements μ/π ont été simulés dans les conditions du test (en tenant compte de l’efficacité du scan). Toutes les basetraces qui appartiennent à la même trace sont étiquetées d’un même numéro, qui sera une indication pour savoir s’il y a une confusion dans la reconstruction. Une trace est considérée comme fausse dès qu’il y a une seule inversion sur une basetrace. L’efficacité de la reconstruction en fonction du nombre de traces simulées est représentée sur la figure 6.27.

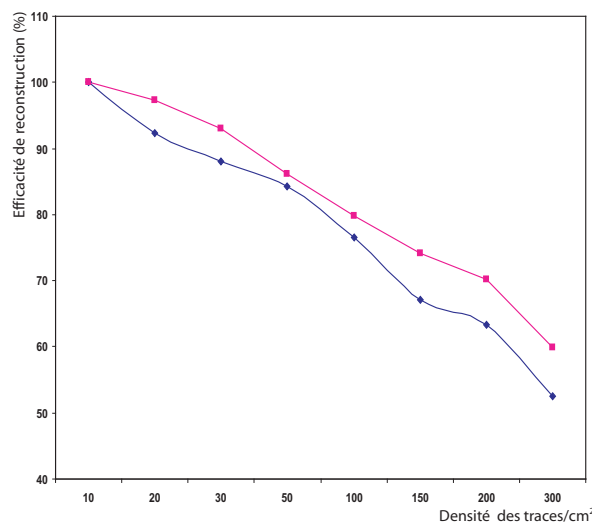


FIG. 6.27 – Efficacité de reconstruction des pions (rouge) et des muons (bleu) simulés et reconstruits à l’aide du programme de reconstruction dans les conditions du test en fonction de la densité des traces.

¹²En effet l’efficacité de scan n’est pas de 100%, donc il est possible de ne pas trouver une des basetrace. On n’autorise pas deux trous consécutifs. Les $\sigma_{x_{simu}}$ et $\sigma_{y_{simu}}$ sont les dispersions spatiales moyennes prédites par la simulation pour la feuille $i + 1$.

6.5.2 Résultats

Pour calculer la séparation des muons et des pions en utilisant le volume des basetraces et le nombre de grains scannés, la valeur moyenne de ces deux variables est calculée depuis le point d'arrêt avec 12 feuilles maximum. Les distributions obtenues sont représentées dans la figure 6.28. Les volumes ont été calibrés avec le volume de référence de la feuille concernée (obtenus avec les cosmiques). Le nombre de grains est divisé par le nombre de couches scannées (88 pour les muons et 98 pour les pions).

L'utilisation de la diffusion multiple des particules en fin de parcours met en évidence une légère séparation des muons et des pions comme on a montré dans la simulation. La figure 6.29 représente la moyenne de la différences des angles entre deux basetraces successives pour les pions et les muons depuis leur point d'arrêt, avec 12 feuilles maximum (les trous sont exclus pour cette comparaison).

Plusieurs variables liées à l'énergie déposée ou à la diffusion multiple sont testées dans la séparation μ/π . L'étude du pouvoir de la séparation de chaque variable est basée sur la variable¹³ R donnée par :

$$R = \frac{\langle V_\pi \rangle - \langle V_\mu \rangle}{\sigma_{V_\pi} + \sigma_{V_\mu}}$$

où $\langle V_\pi \rangle$ est la valeur moyenne de la distribution correspondant à la variable utilisée et σ_{V_π} est l'écart type moyen (RMS).

Les variables utilisées sont les suivantes :

- Volume des grains (*Volume*) ;
- Nombre de grains (*Nb_{grains}*) ;
- l'angle entre deux basetraces successives (Δ_{Teta}) ;
- la distance entre la position prédite et celle trouvée (Δ_x) ;
- le χ^2 utilisé dans la reconstruction des basetraces (chap. 5).

Ces variables sont calculées pour les pions et les muons depuis leur point d'arrêt avec un maximum de 12 feuilles et un nombre de segments ≥ 5 . La séparation est donnée dans le tableau suivant 6.3 :

¹³Comme, le nombre des traces correspondant aux muons est faible, le résultat de la séparation en utilisant un réseau de neurones n'est pas stable, on a recours à la méthode de séparation présentée ci-dessous. La séparation en utilisant un réseau de neurones sera présentée vers la fin de ce chapitre, juste pour confirmer les résultats obtenus par la méthode de combinaison des variables.

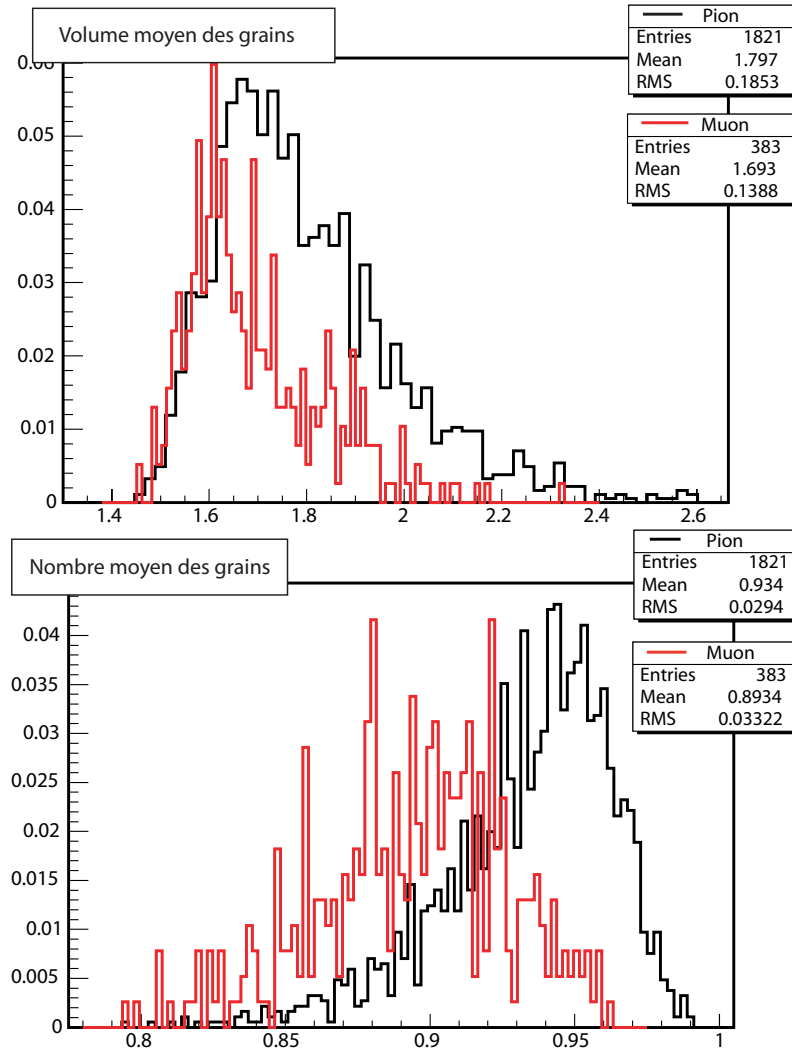


FIG. 6.28 – Volume et nombre de grains (calibrés) moyens des traces des pions et des muons, avec un maximum de 12 feuilles et pour un nombre de segments supérieurs à 5 (données). Les trous sont exclus.

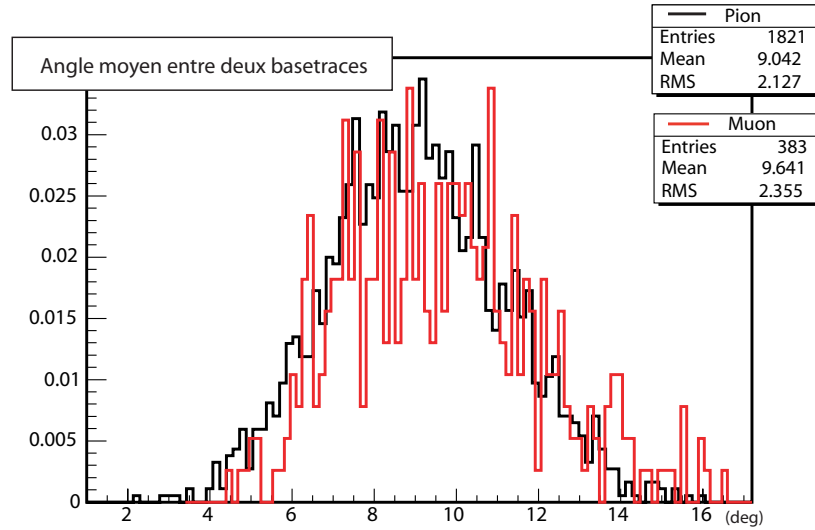


FIG. 6.29 – L’angle entre deux basetraces successives pour les pions et les muons depuis leurs point d’arrêt, avec un maximum de 12 feuilles et un nombre de segments supérieur à 5.

| Variable | R |
|-----------------|------|
| $Volume$ | 0.32 |
| Nb_{grains} | 0.65 |
| Δ_{Teta} | 0.13 |
| Δ_x | 0.16 |
| χ^2 | 0.15 |

TAB. 6.3 – Séparation μ/π en utilisant les différentes variables citée ci dessus.

L'association de ces variables permet d'améliorer la séparation entre les deux types de particules. Une représentation du volume moyen des grains (*Volume*) en fonction de la diffusion multiple (Δ_{Teta}) est donnée sur la figure 6.30. Les μ sont séparés des π par la droite représentée sur la figure. La nouvelle variable $Volume/(0.076 \times \Delta_{Teta} + 1.12)$ qui tient compte de *Volume*, Δ_{Teta} et de l'équation de la droite séparant les deux lots de particules permet une meilleur séparation.

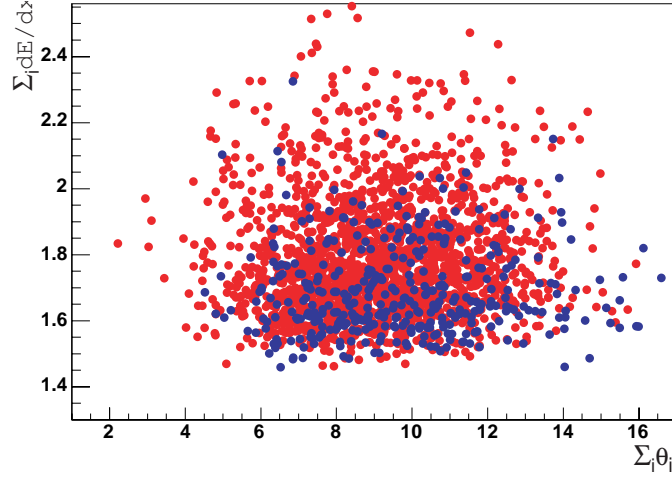


FIG. 6.30 – Représentation du volume moyen des grains en fonction de la diffusion multiple.

En effectuant la même procédure, et en utilisant l'ensemble des variables citées plus haut, on obtient finalement un $R = 0.83$ pour la variable V suivante¹⁴ :

$$V = \frac{Nb_{grains}}{(-0.1 \times \chi^2 + 1) \times -0.122 \times \frac{Volume}{0.076 \times \Delta_{Teta} + 1.12} + 1.21 \times (-0.00014 \times \Delta_x + 0.62)}$$

L'efficacité d'identification des muons en fonction des pions mal identifiés, en utilisant le nombre de grains et la variable V est représentée sur la figure 6.31. On voit que si on requiert la même pureté que celle obtenue par la simulation ($\varepsilon_{fake\mu} \simeq 3\%$, proportion des pions mal identifiés), on obtient une efficacité d'identification des muons de l'ordre de 54%, ce qui est une amélioration par rapport à l'étude effectuée en utilisant seulement le dépôt d'énergie ($\sim 25\%$). Cette séparation est confirmée par l'utilisation d'un réseau de neurones. 300 pions et 300 muons

¹⁴Le choix de cette variable n'est pas unique. D'autre combinaison sont possibles.

ont été utilisés pour l'entraînement¹⁵ et 80 muons et 80 pions pour tester la séparation. La sortie du réseau de neurones est représentée sur la figure 6.32. L'efficacité d'identification des muons d'environ 60% pour 3% de pions mal identifiés.

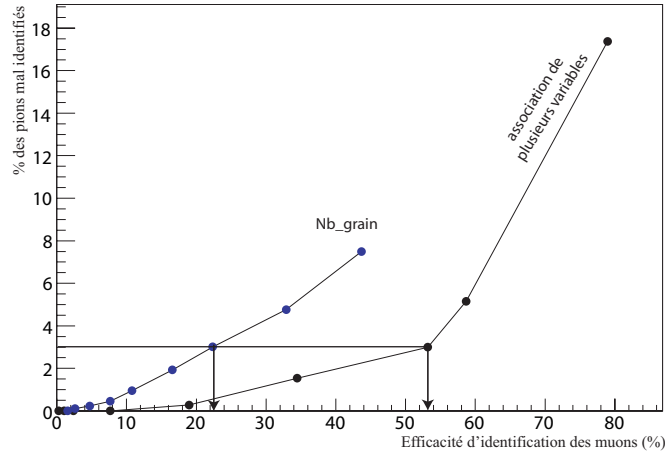


FIG. 6.31 – Efficacité d'identification des μ en fonction des π mal identifiés en utilisant le nombre des grains et la variable V .

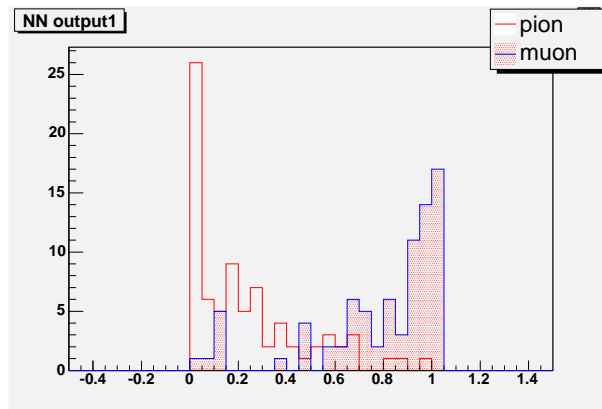


FIG. 6.32 – Sortie du réseau de neurones utilisant les 5 variables citées plus haut et donnant la probabilité de trouver un muon (données).

¹⁵Le réseau de neurones a été testé malgré le petit nombre d'événements disponible pour l'entraînement et ce, pour confirmer le résultat de la séparation des μ/π par la méthode d'association des variables.

Conclusion

Une analyse de la séparation μ/π à basse énergie a été réalisée dans ce chapitre. Cette analyse utilise une méthode de scan dédiée pour détecter les particules en fin de parcours. Cette méthode sera confirmée dans le chapitre suivant. Plusieurs variables liées à l'énergie déposée et la diffusion multiple ont été testées dans la séparation. Il a été montré également qu'il est possible d'obtenir une séparation μ/π avec le système de scan européen. Une nouvelle variable liée à l'énergie déposée et à la diffusion multiple a été introduite pour améliorer la séparation. Les résultats obtenus, donnent une séparation de $\sim 54\%$ avec 3% de pions mal identifiés. L'analyse d'un troisième test, réalisé en juillet 2007 dans des conditions expérimentales mieux adaptées (réduction des problèmes liés à la densité et à l'homogénéité) permettra d'avoir un nombre d'événements suffisant pour utiliser un réseau de neurones.

Séparation p/π

Dans ce chapitre nous allons étudier le pouvoir des émulsions nucléaires de séparer des particules chargées en appliquant deux méthodes de scan différentes. Pour cette étude, une brique a été exposée au Japon à un faisceau de pions et de protons de quatre énergies différentes. Les caractéristiques de la brique et du faisceau sont décrites dans la première partie de ce chapitre. Dans la deuxième partie, une étude par simulation Monte Carlo est effectuée pour montrer les possibilités de séparer ces deux particules à basse énergie en utilisant l'énergie déposée. Ensuite, nous appliquerons cette étude aux données du test sur faisceau et nous montrerons l'avantage d'un scan avec un échantillonnage d'une vue/ μm par rapport à la méthode standard qui consiste à scanner une vue tous les $3 \mu m$. Dans la partie suivante, nous comparerons les résultats obtenus à l'aide du système de scan européen avec ceux obtenus en utilisant le système japonais. Nous montrons également que l'introduction de la diffusion multiple permettra non seulement d'améliorer cette séparation mais aussi de séparer partiellement ces particules à des énergies plus élevées.

7.1 Analyses préliminaires et test sur faisceau

7.1.1 Description de la brique utilisée

Les feuilles d'émulsion utilisées dans la brique sont de même nature que celles utilisées dans OPERA ; une couche d'émulsion ($44 \mu m$), une base plastique ($200 \mu m$) et une nouvelle couche d'émulsion ($44 \mu m$). La brique est composée en partant dans la direction du faisceau ; de 24 feuilles d'émulsion collées l'une à l'autre¹ (numérotées ci-après de 64 à 41). Les 11 feuilles suivantes (40 – 30) sont séparées par une couche de plomb d'épaisseur 0.1 mm . Le reste des feuilles² (29 – 1) est placé comme dans une brique d'OPERA, en alternance avec des couches de plomb de 1 mm d'épaisseur. Une représentation de la brique et ses 64 feuilles est donnée dans la figure 7.1.

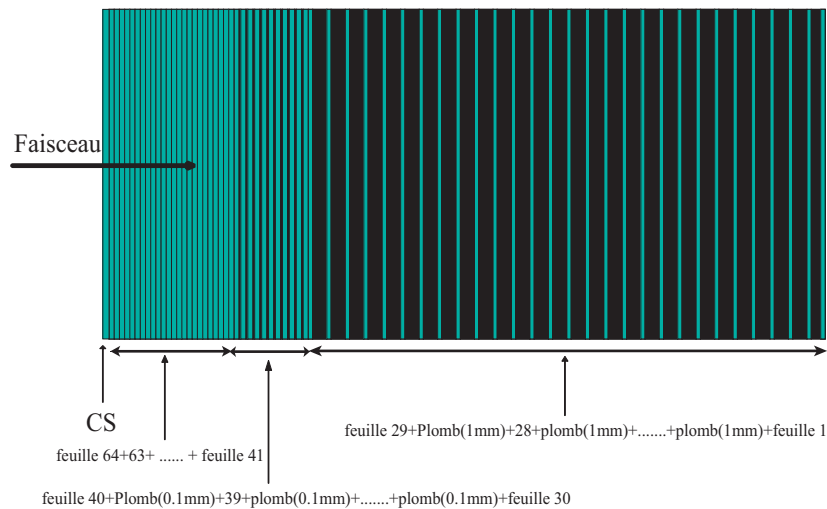


FIG. 7.1 – Structure schématique de la brique utilisée dans le test.

¹Le calcul de l'efficacité est réalisé sur les huit premières feuilles en tenant compte de l'efficacité de scan dans la feuille (de la feuille 64 à la feuille 57). La comparaison des résultats obtenus avec le système de scan européen et ceux obtenus avec le système japonais est effectuée sur 11 feuilles (51 – 41).

²L'étude de la séparation des p/π dans la première partie de ce chapitre et la comparaison données/simulations est réalisée sur 11 feuilles (29 – 19).

7.1.2 Le faisceau

La brique a été exposée à un faisceau secondaire produit à "KEK PS Internal Target π^2 beam line" au Japon (figure 7.3). Le faisceau est composé essentiellement de protons et de π^+ , la contamination par des e^+ et des μ^+ est faible. Quatre impulsions ont été utilisées dans le test : 0.4, 0.8, 1, et 2 GeV/c , avec une incertitude relative ($\Delta p/p$) de $\pm 1\%$. L'exposition a été faite sous huit angles (figure 7.2) : $[\tan(\theta_x) \simeq 0.27, 0.13, 0.04, -0.05] \times [\tan(\theta_y) \simeq 0.02, -0.01]$. La densité des traces³ est d'environ 12000 traces/ cm^2 . La brique n'a pas été exposée aux cosmiques, l'alignement des feuilles peut se faire avec les pions et les protons les plus énergiques qui traversent entièrement la brique. Après exposition, la brique a été développée dans le laboratoire de Nagoya au Japon.

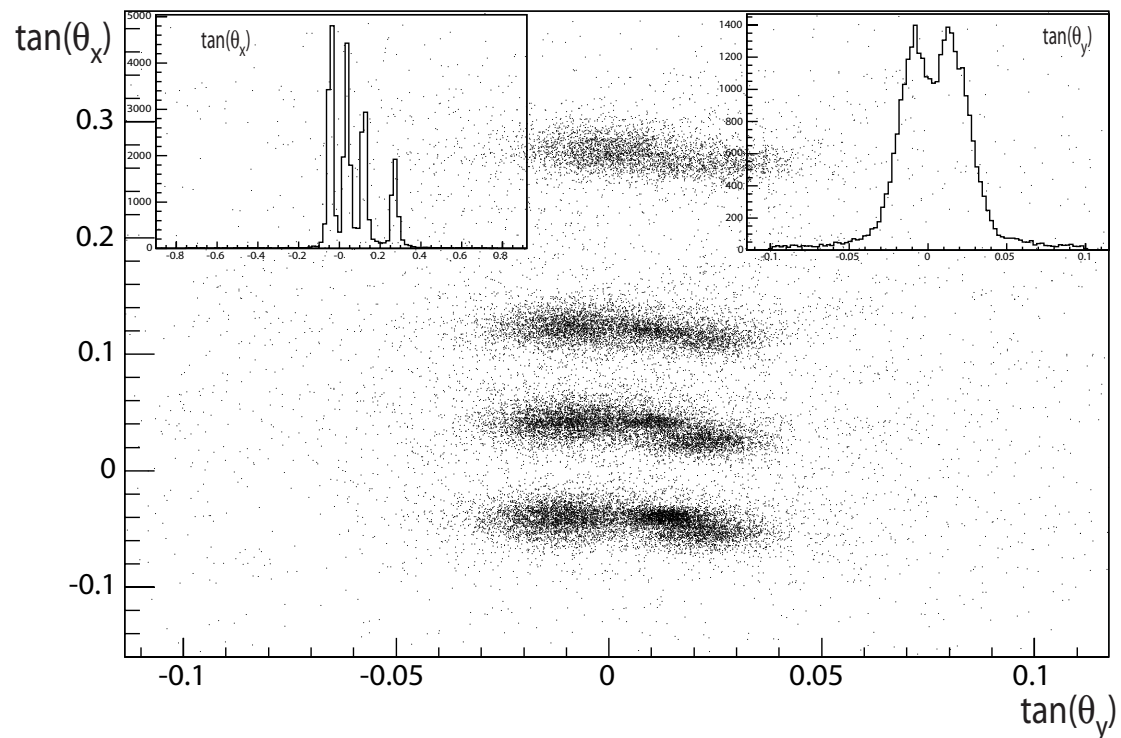


FIG. 7.2 – Angles d'exposition du test mesurés pour la première feuille (feuille numéro 64).

³La densité des traces a été estimée grâce à la première feuille en tenant compte de l'efficacité de scan dans la feuille (feuille numéro 64) où les angles d'exposition sont clairement identifiables.

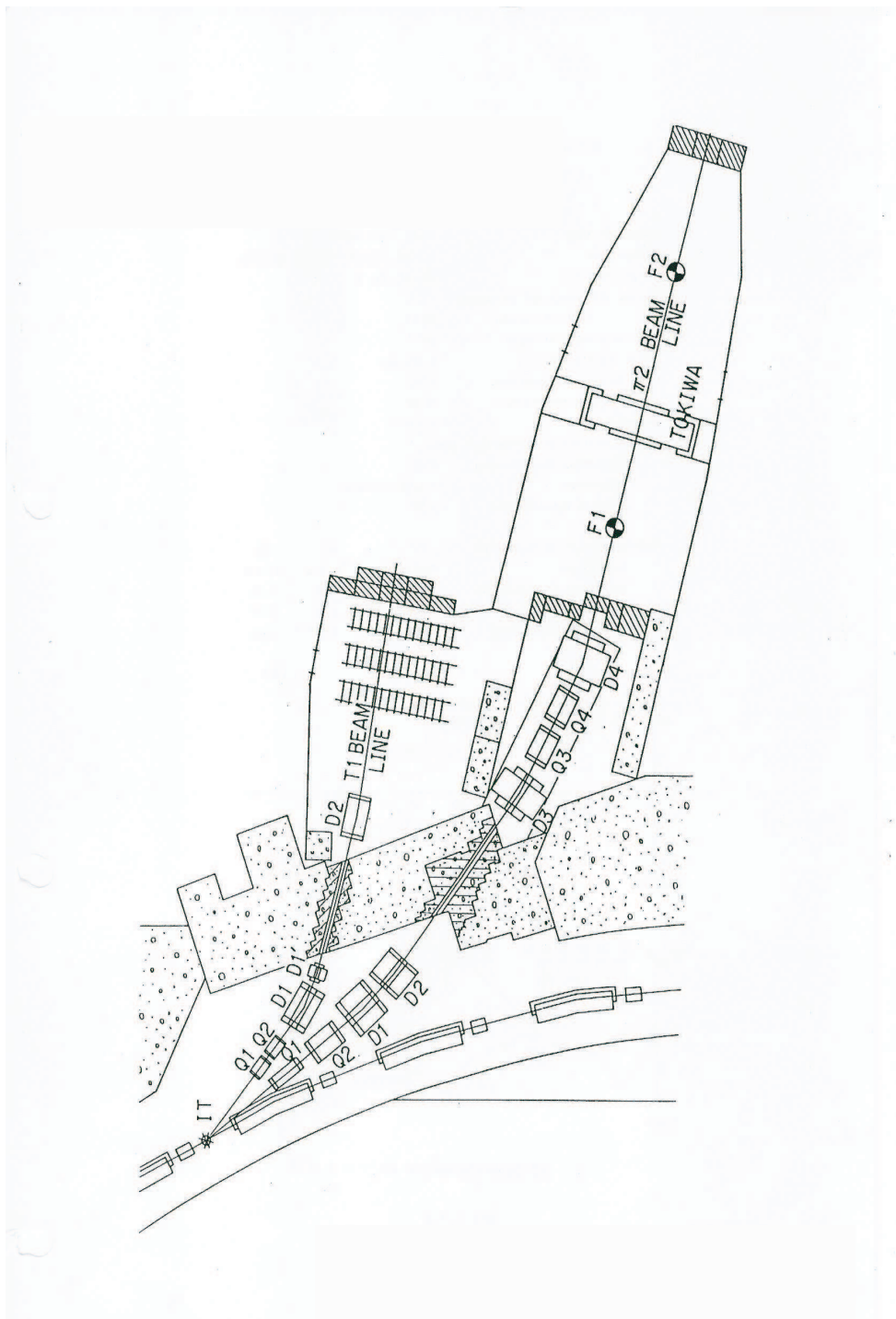


FIG. 7.3 – Représentation des accélérateurs donnant les faisceaux de pions et de protons au PS du KEK.

Dans la suite du chapitre on notera p_{04} , p_{08} , p_1 et p_2 respectivement les protons d'impulsion 0.4, 0.8, 1 et 2 GeV/c . Les pions d'impulsion 0.4, 0.8, 1 et 2 GeV/c seront notés respectivement π_{04} , π_{08} , π_1 et π_2 .

7.1.3 Qualités du scan

Les mêmes critères sur la focalisation et les filtres utilisés sont imposés pour toutes les feuilles scannées. Les épaisseurs des feuilles ont été estimées à $45 \mu m$. Un exemple des profils des grains est donné sur la figure 7.4. Les seuils des filtres ont été optimisés pour qu'il y ait le même nombre de μ -traces dans les deux couches d'émulsions. Le nombre de μ -traces et le nombre de "clusters" par vue sont représentés sur la figure 7.5. La zone scannée est de $4 cm^2$, cette zone est choisie de façon à avoir un nombre maximal de traces.

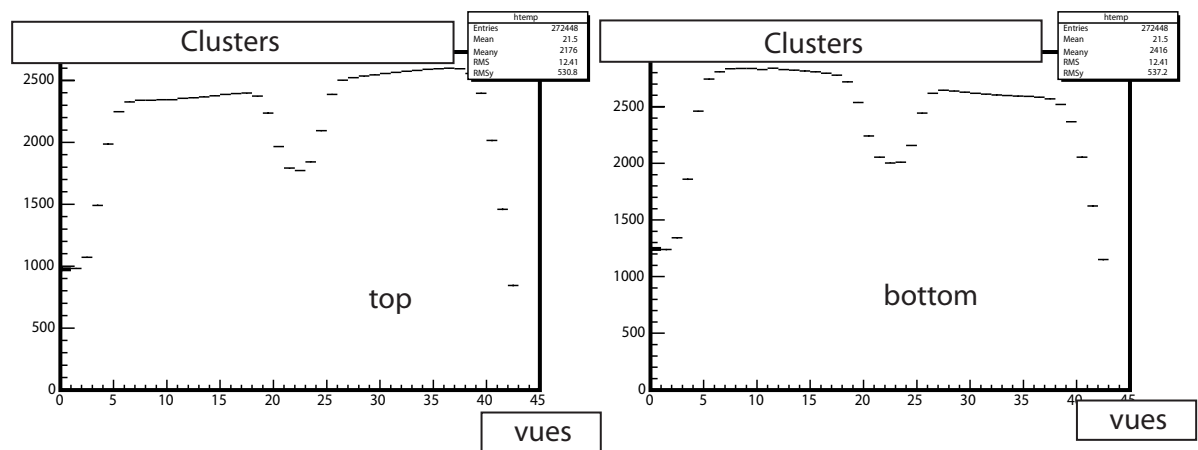


FIG. 7.4 – A gauche, le profil des grains en fonction de la vue tomographique de la couche supérieure. A droite de la couche inférieure. La petite diminution au milieu de chaque couche est due à la présence d'une couche mince de gélatine de $1 \mu m$ d'épaisseur, insensible.

7.1.4 Efficacité de reconstruction des traces de basse énergie

Les tests d'efficacité étudiés dans OPERA sont effectués à l'aide des tests sur faisceau utilisant des particules de haute énergie $\simeq 10 GeV$. Ce test va nous per-

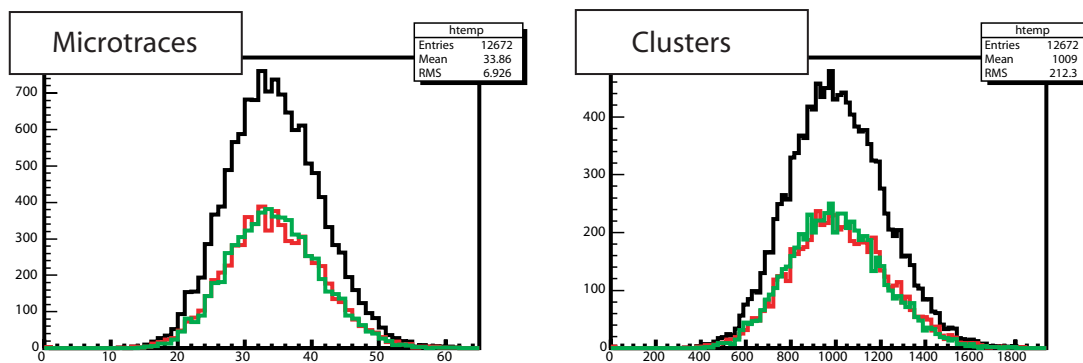


FIG. 7.5 – A gauche, la distribution du nombre de microtraces par vue (échantillonnage d’une vue/ μm). A droite la distribution des clusters par vue. Les courbes vertes représentent la couche supérieure, les rouges montrent la couche inférieure et les noires pour la somme des deux.

mettre d’étudier l’efficacité de la reconstruction pour différents angles⁴ d’exposition pour des particules de basse énergie (les protons de 400 MeV/c). Les huit premières feuilles⁵ de la brique ont été scannées avec un échantillonnage d’une vue/ μm . Les basetraces correspondant aux protons de 400 MeV sont séparés du reste des particules en appliquant une coupure sur le nombre de grains (Nombre de grains ≥ 80). Les traces sont ensuite, reconstruites d’abord, en utilisant 7 feuilles, puis on cherche dans la huitième feuille les basetraces qui coïncident avec les prolongement de ces traces. Les traces sélectionnées pour l’analyse sont représentées sur la figure 7.6. L’efficacité est maximale à $\tan\theta = 0$ et diminue avec l’angle comme le montre la figure 7.7. Une efficacité moyenne de $\sim 84\%$ est obtenue. Ces résultats confirment l’efficacité utilisée dans le programme de reconstruction conçu pour la séparation des pions et des muons de basse énergies dans le chapitre précédent. Les simulations qui nous allons présenté dans ce chapitre, tiennent compte de cette efficacité.

⁴Les grand angles permettent d’étudier la dégradation de l’efficacité de reconstruction en fonction de l’angle (Le nombre de grains vues par microtraces reconstruite diminue avec l’angle) pour des particules de basse énergie.

⁵Ces feuilles sont collées dans la brique sans plomb et exposées sous différents angles.

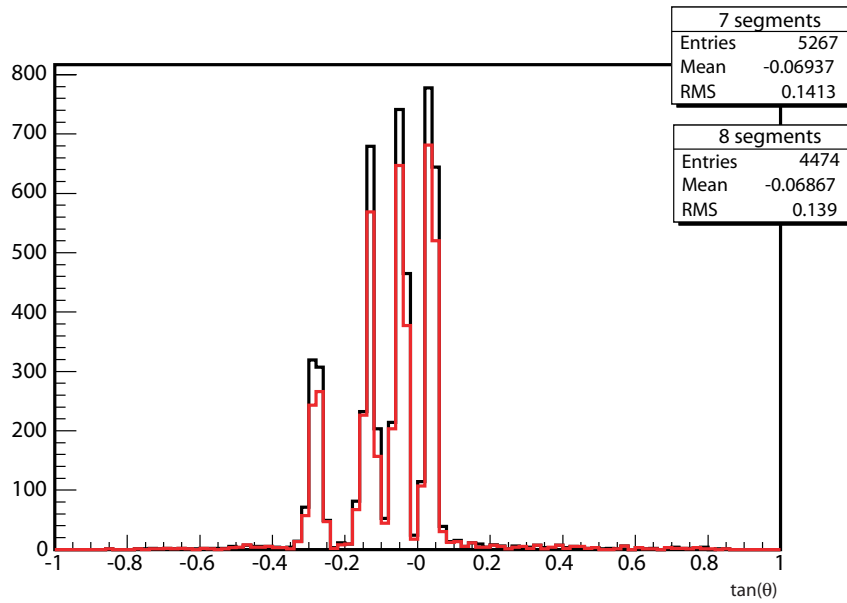


FIG. 7.6 – Traces sélectionnées pour le calcul de l’efficacité et de l’impureté. La courbe en noire représente les traces ayant un nombre de segments égal à 7. La courbe en rouge représente les traces ayant un nombre de segments égal à 8.

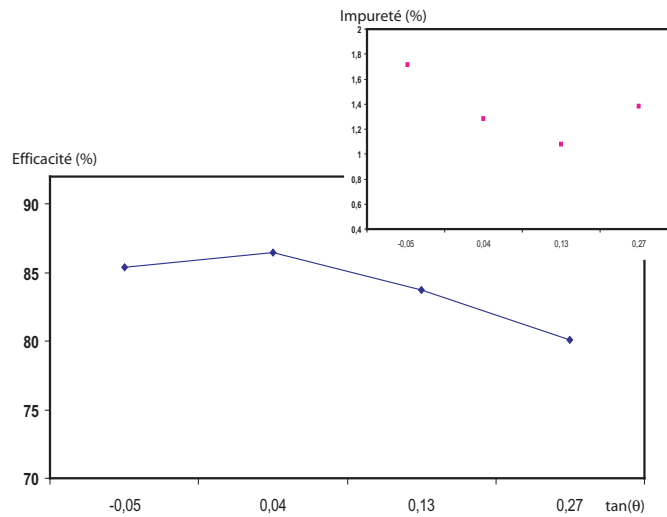


FIG. 7.7 – Efficacité et impureté de reconstruction des traces en fonction de l’angle d’exposition.

7.2 Séparation des p/π utilisant le dE/dx

Dans cette partie nous étudierons d’abord par une simulation Monte Carlo la séparation p/π utilisant dE/dx . Ensuite, nous appliquerons cette étude aux données et nous montrerons l’avantage d’un scan utilisant un échantillonnage d’une vue/ μm par rapport à celui avec une vue/ $3\mu m$. Enfin, nous comparerons les résultats obtenus à l’aide du système de scan européen avec ceux obtenus en utilisant le système japonais.

7.2.1 Simulation Monte Carlo

L’étude de la séparation des protons et des pions est réalisée sur 11 feuilles (29–19). Les mêmes feuilles seront scannées par la suite pour comparer les simulations aux données.

Etude préliminaire

La brique utilisée dans le test a été simulée en utilisant GEANT3. Des protons et des pions sont générés dans les mêmes conditions du test. La figure 7.8 montre les traces des protons et des pions dans le plan xz .

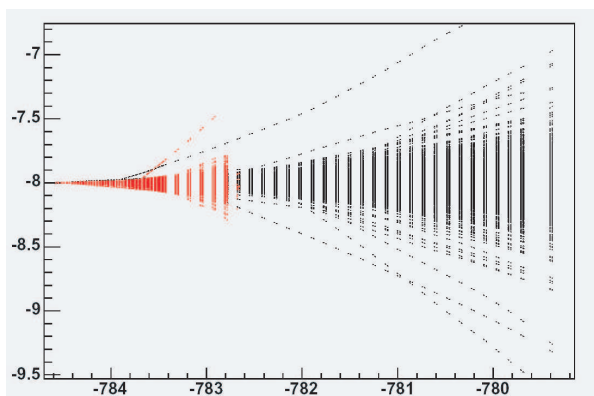


FIG. 7.8 – Simulation des événements protons et pions dans le plan xz (en cm). Les protons p_{04} sont représentés en rouge, le reste des particules est tracé en noir.

Toutes les particules traversent entièrement la brique, à l'exception des protons p_{04} . Ces particules traversent en moyenne 27 feuilles, et peuvent atteindre la feuille numéro 24 (figure 7.9). Ce comportement est confirmé par les données. La figure 7.10 représente le volume des basetraces pour les feuilles 29, 28, 27, 26, 25 et 24. On voit que le pic correspondant aux basetraces des protons p_{04} disparaît progressivement en partant de la feuille 29 à la feuille 24.

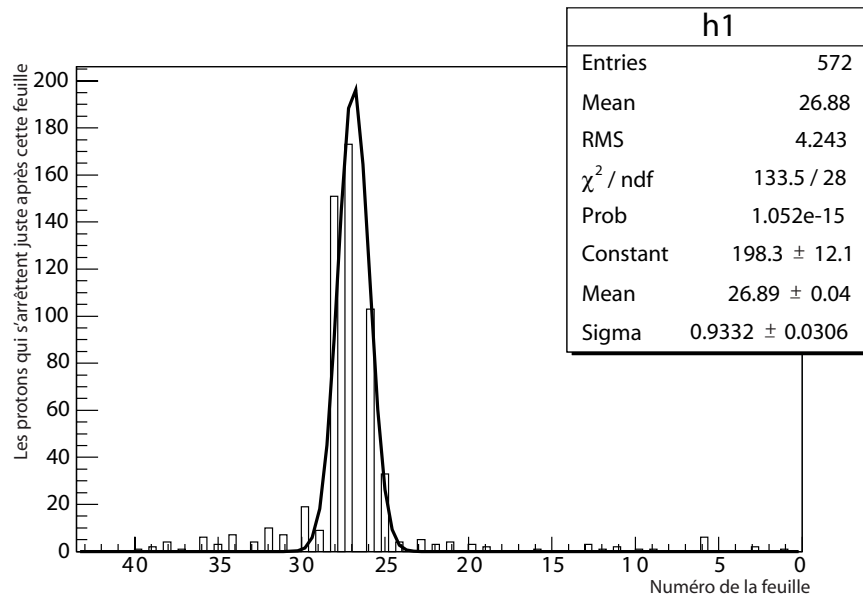


FIG. 7.9 – Simulation de la feuille d'arrêt pour les protons de $400 \text{ MeV}/c$.

Le dE/dx

Nous avons calculé à l'aide d'une simulation Monte Carlo l'énergie moyenne déposée dans 11 feuilles d'émulsions (29 – 19). Cette moyenne représente la somme des énergies déposées dans chaque feuille tout au long du trajet de la trace moyennée par le nombre de feuille traversées par cette trace. La simulation est réalisée en tenant compte de l'efficacité de scan (des trous sont simulés dans les feuilles). L'énergie des protons et des pions est celle utilisée dans le test. La figure 7.11 montre l'énergie déposée des protons et des pions, divisée par le nombre de segment constituant la trace. Les protons p_{04} s'arrêtant dans la brique, déposent plus

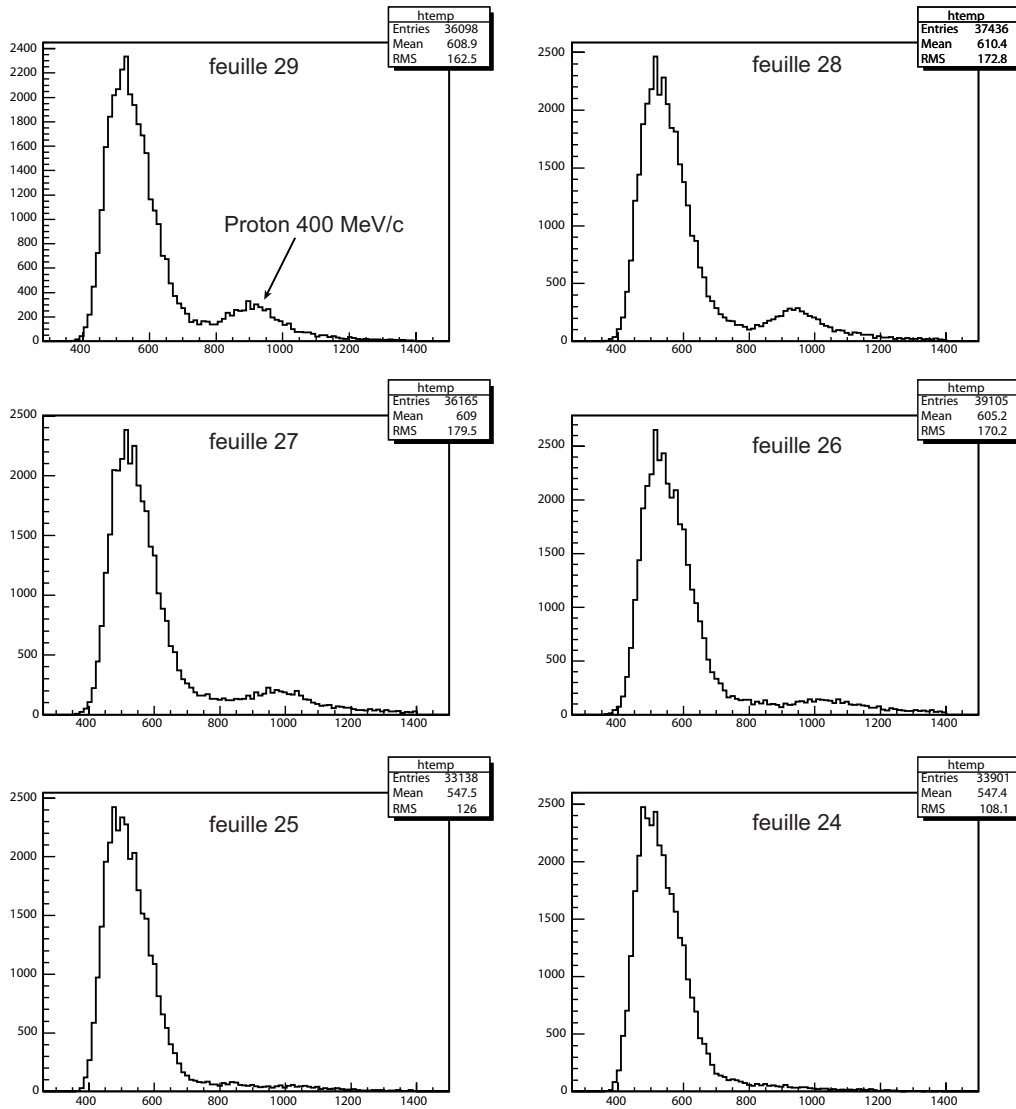


FIG. 7.10 – Volume des basetraces (données) pour les feuilles 29, 28, 27, 26, 25 et 24.

d'énergie que les autres particules, ils sont séparés du reste des particules. La séparation est nette aussi, pour les protons p_{08} et p_1 . Les protons p_2 et les pions π_{04} , π_{08} , π_1 , π_2 déposent le moins d'énergie. L'énergie déposée ne permet pas de séparer ces particules.

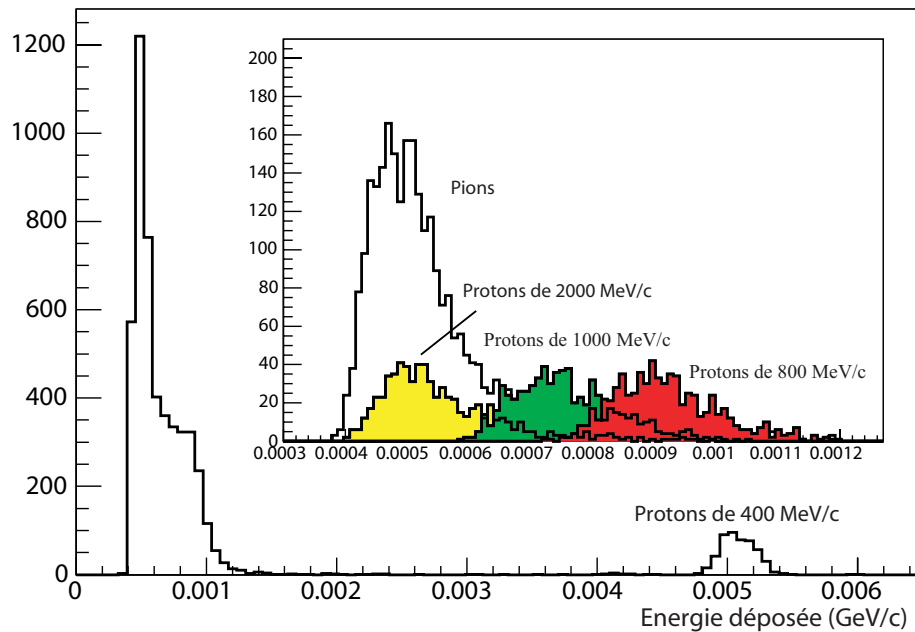


FIG. 7.11 – Simulation de l'énergie déposée dans les émulsions pour les différents types de particules de la feuille 29 jusqu'à la feuille 19.

Pour étudier la séparation entre les composantes du faisceau on a calculé la contamination de chaque pic par des particules appartenant à d'autres catégories dans un intervalle de 3σ . La contamination est définie comme le rapport du nombre des traces n'appartenant pas à ce pic par le nombre total des traces dans cet intervalle (tableau 7.1). La contamination est maximale pour les pions de différentes énergies et les protons p_2 alors qu'aucune contamination n'est observée pour les protons p_{04} .

| Particule | Pion | | | | Proton | | | |
|-----------------|------|------|------|------|--------|------|------|------|
| Énergie MeV/c | 400 | 800 | 1000 | 2000 | 400 | 800 | 1000 | 2000 |
| Contamination % | 75.8 | 76.7 | 75.8 | 76.4 | 0 | 35.2 | 62.7 | 77.4 |
| Incertitude % | 0.7 | 0.7 | 0.8 | 0.8 | 0.1 | 1.4 | 1.1 | 0.7 |

TAB. 7.1 – Contamination de chaque énergie dans un intervalle de 3σ avec d’autres traces (simulation).

7.2.2 Application sur les données

Les émulsions ont prouvé leur pouvoir séparateur dans la séparation μ/π en fin de parcours à travers une méthode de scan utilisant un échantillonnage d’une vue/ μm . En effet, une microtrace est construite à partir d’une succession de grains d’argent produits par le passage d’une particule chargée dans une couche d’émulsion. Pour un MIP (particule de haute énergie), la densité des grains est de l’ordre de 30 grains/ $100 \mu m$ et leur distribution suit une distribution de Poisson. La distance moyenne entre deux grains est de $3 \mu m$. Un MIP dépose de l’ordre de 15 grains par couche d’émulsion de $45 \mu m$ d’épaisseur. Donc, un scan d’une vue/ $3\mu m$ est adapté aux particules de hautes énergies (chapitre 6). Par contre les traces de basse énergie déposent plus de grains, donc le scan avec un échantillonnage d’une vue/ $3\mu m$, n’est pas adapté à ces particules surtout avec une absence d’information sur le niveau de gris dans le système de scan européen. Pour palier à ce manque d’information du nombre de grains dans une vue, on a choisi d’augmenter la fréquence d’échantillonnage de scan. Dans cette partie, nous confirmerons la validité de cette méthode en étudiant la séparation des particules du test sur faisceau et ce en scannant 11 feuilles (29 – 19).

Scan avec un échantillonnage d’une vue/ $1 \mu m$

Les protons de $0.4 GeV/c$ s’arrêtent dans la brique, la diffusion de ces particules dans le plomb est grande. Pour suivre ces particules nous utiliserons le même programme de construction (développé à Lyon) utilisé pour les pions et les muons en fin de parcours, mais adapté aux protons (Les distributions de $\sigma_{Sx_{sim}}$, $\sigma_{Sy_{sim}}$,

$\sigma_{x_{sim}}$, $\sigma_{y_{sim}}$ et $\Delta\theta$ sont celles calculées pour des protons en fin de parcours). Le reste des particules traversant entièrement la brique, est reconstruit à l'aide du logiciel FEDRA, puisque les microtraces sont pratiquement rectilignes dans les émulsions.

Sélection et reconstruction des protons p_{04} : La première étape avant de commencer la reconstruction consiste à éliminer le bruit de fond. Pour cela, on applique la sélection suivante :

$$\chi^2 < 1.5$$

Cette sélection permet d'éliminer les fausses basetraces dues au brouillard comme le montre la figure 7.12.a. La deuxième étape consiste à purifier l'échantillon de basetraces en éliminant les basetraces appartenant à des traces de pions ou à des protons d'impulsion différente de $400 \text{ MeV}/c$. Pour cela, une coupure sur le nombre de grains des basetraces est appliquée (figure 7.12.b) :

Nombre de grains ≥ 80

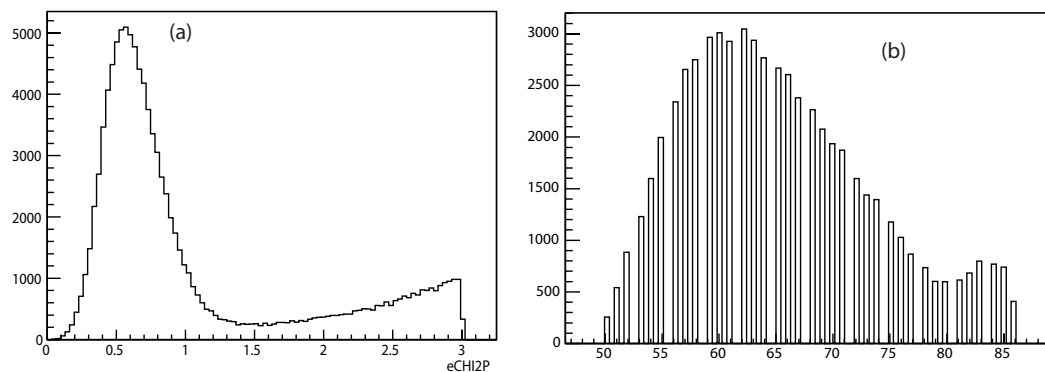


FIG. 7.12 – La figure de gauche représente la variable χ^2 pour la feuille 29. La figure de droite montre le nombre de grains des basetraces pour la même feuille.

Les basetraces sélectionnées sont ensuite utilisées dans la reconstruction des traces. Sur la figure 7.13 est représenté l'énergie déposée sous forme du volume moyen des grains des traces reconstruites dans les conditions que nous venons de décrire. La reconstruction est réalisée à partir de la feuille numéro 29 jusqu'au point d'arrêt.

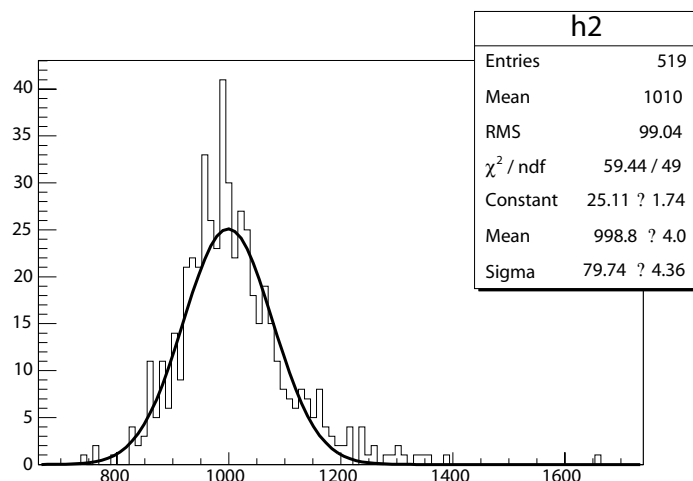


FIG. 7.13 – Volume moyen de grains des protons de 400 MeV/c. La reconstruction est effectuée de la feuille 29 jusqu’au point d’arrêt et les traces qui possèdent plus de 3 segments sont sélectionnées.

Reconstruction des p_{08} , p_1 , p_2 , π_{04} , π_{08} , π_1 et π_2 : Les particules restantes sont reconstruites à l’aide du logiciel FEDRA. L’alignement des feuilles est fait grâce aux particules du faisceau les plus énergiques, essentiellement les protons et les pions de 2 GeV/c.

La brique contient deux types de particules de quatre énergies, subissant des diffusions multiples différentes. Les π_{04} subissent le plus de diffusion multiple. Ces particules devront être reconstruites avec des tolérances angulaires plus larges. Mais, une reconstruction utilisant une coupure large détériore la pureté des traces reconstruites en connectant des basetraces appartenant à des traces différentes, vue que la densité du test est élevée. Pour éviter ces fausses connections entre les basetraces, la reconstruction est effectuée en utilisant des coupures angulaires strictes. Pour récupérer les π_{04} , on refait la reconstruction des traces qui déposent le moins d’énergie (dont fait partie les pions π_{04}) avec une coupure angulaire plus large. Le résultat de la séparation des différents types de particule est représenté sur la figure 7.14. Les protons p_{08} et les protons p_1 déposent le plus d’énergie, alors que les pions π_{04} , π_{08} , π_1 , π_2 et les protons p_2 déposent la même énergie. L’énergie déposée est donc, insuffisante pour séparer les π_{04} , π_{08} , π_1 , π_2 et les p_2 .

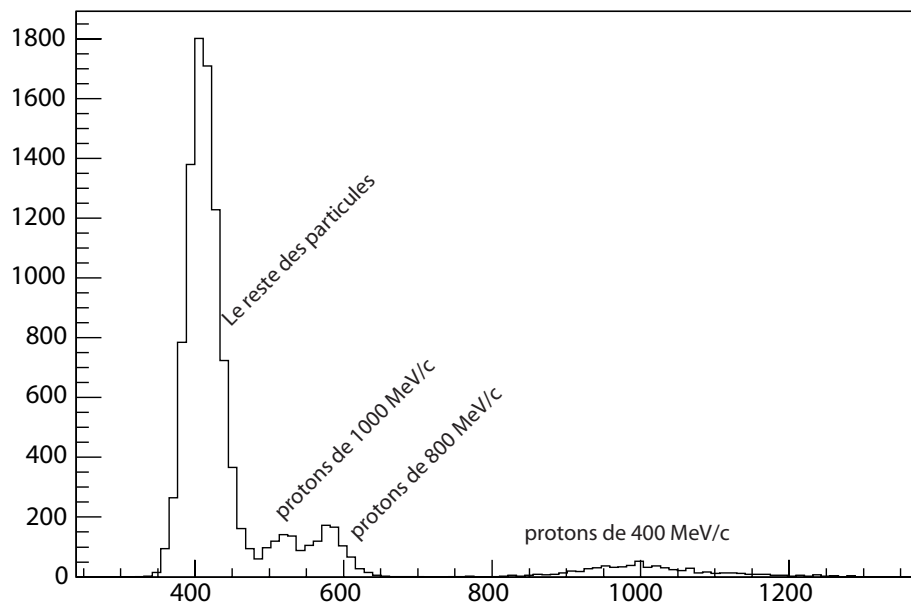


FIG. 7.14 – Volume moyen des traces reconstruites de la feuille 29 jusqu'à la feuille 19 (échantillonnage d'une vue/ μm).

Scan avec un échantillonnage d'une vue/ $3\mu m$

Pour comparer le scan avec un échantillonnage d'une vue/ μm avec la méthode standard qui consiste à scanner 16 vues/couche, la feuille numéro 64 a été scannée en utilisant ces deux méthodes de scan. Ensuite, nous avons étudié la séparation des protons p_{04} par rapport au reste des particules. Pour cela, le pic correspondant aux protons p_{04} et celui représentant le reste des particules (autre que les p_{04}) ont été ajustés par des gaussiennes (figure 7.15) pour les deux méthodes de scan. La contamination du pic des protons p_{04} avec d'autres traces (des pions ou des protons différents des p_{04}) dans un intervalle de 3σ est égal à 66.2% pour un échantillonnage de 16 vues/couche alors qu'il est de 41.5% pour un échantillonnage d'une vue/ $1\mu m$.

La même procédure utilisée pour la reconstruction des traces dans la partie précédente (scan avec un échantillonnage d'une vue/ μm) est refaite pour les feuilles scannées utilisant un échantillonnage de 16 vues par couche. Avec ce type d'échantillonnage on a pu séparer que les protons p_{04} du reste des particules. Aucune séparation des protons p_{08} et p_1 n'a été observée (figure 7.16).

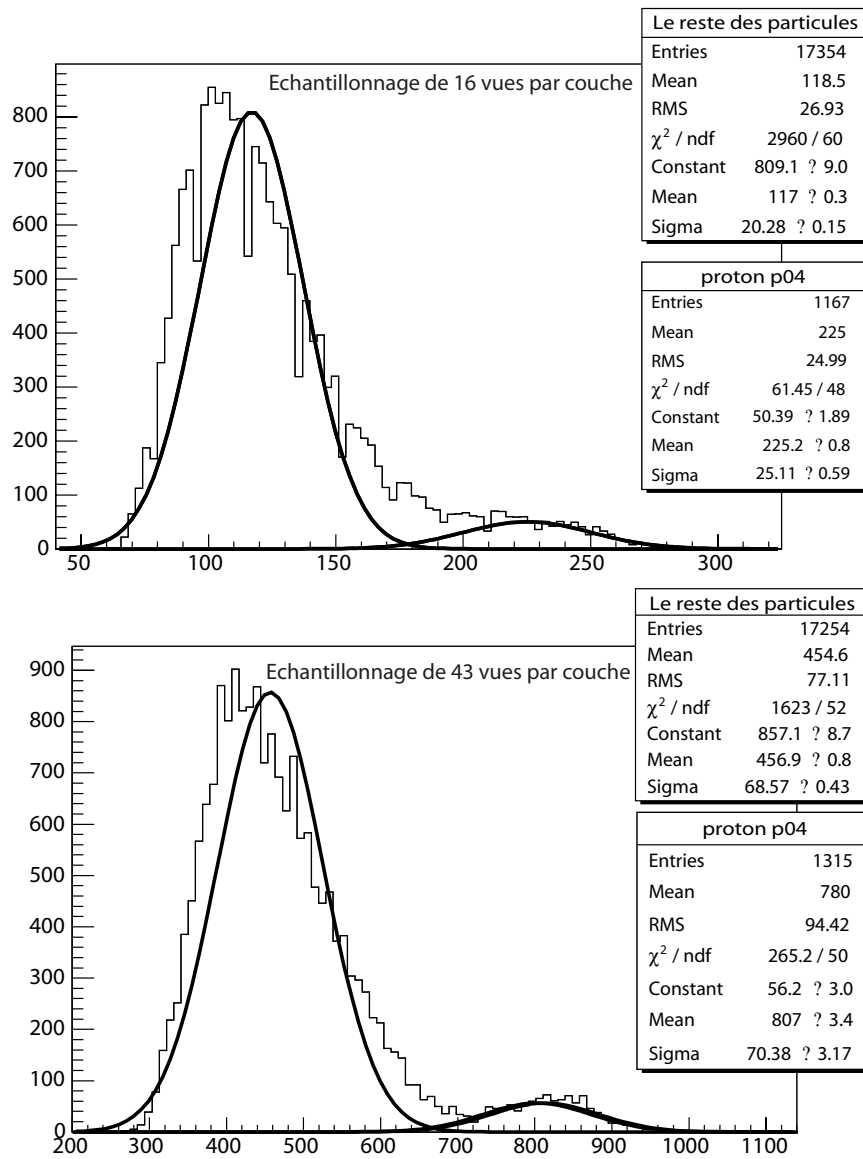


FIG. 7.15 – Volume des grains des basetraces dans la feuille numéro 64 pour un échantillonnage d'une vue/ $3\mu m$, représenté en haut et d'une vue/ μm en bas. Le pic représenté à droite correspond aux protons p_{04} et celui de gauche représente le reste des particules.

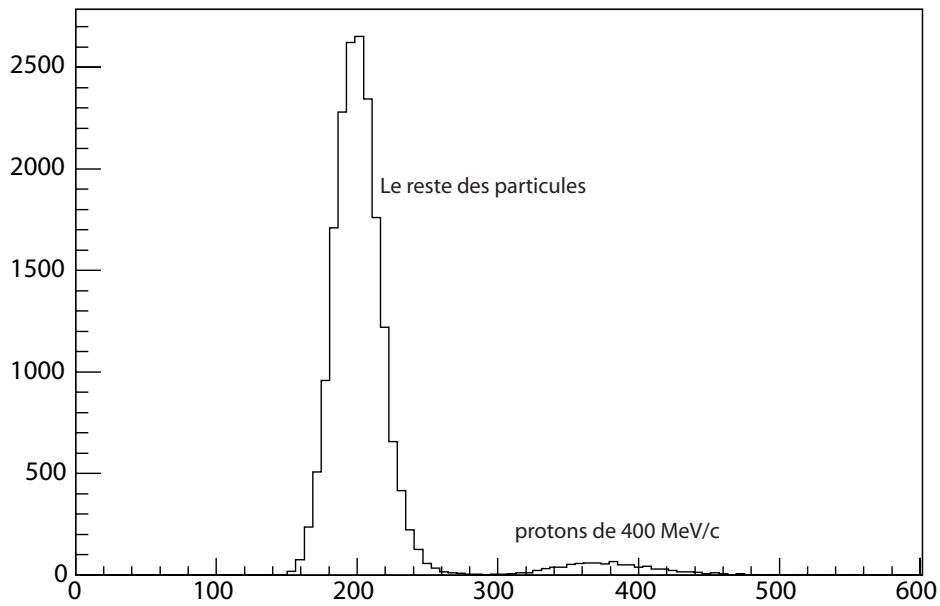


FIG. 7.16 – Volume moyen de grains pour les traces reconstruites de la feuille 29 jusqu'à la feuille 19 pour un scan utilisant 16 vues/couche.

7.2.3 Comparaison des résultats obtenus en utilisant le système de scan européen avec ceux obtenus avec le système japonais

L'étude de la séparation des p/π à travers l'analyse du test sur faisceau a été réalisée par le groupe de Nagoya au Japon. La distribution angulaire des basetraces scannées par le système de scan japonais dans la feuille numéro 64 est représentée sur la figure 7.17 et la variable "pulse height" pour les feuilles 64, 40, 29, 28, 26 et 24 est donnée sur la figure 7.18. Le même comportement des protons $p04$ a été observé par le système de scan Européen comme nous l'avons montré auparavant (figure 7.10).

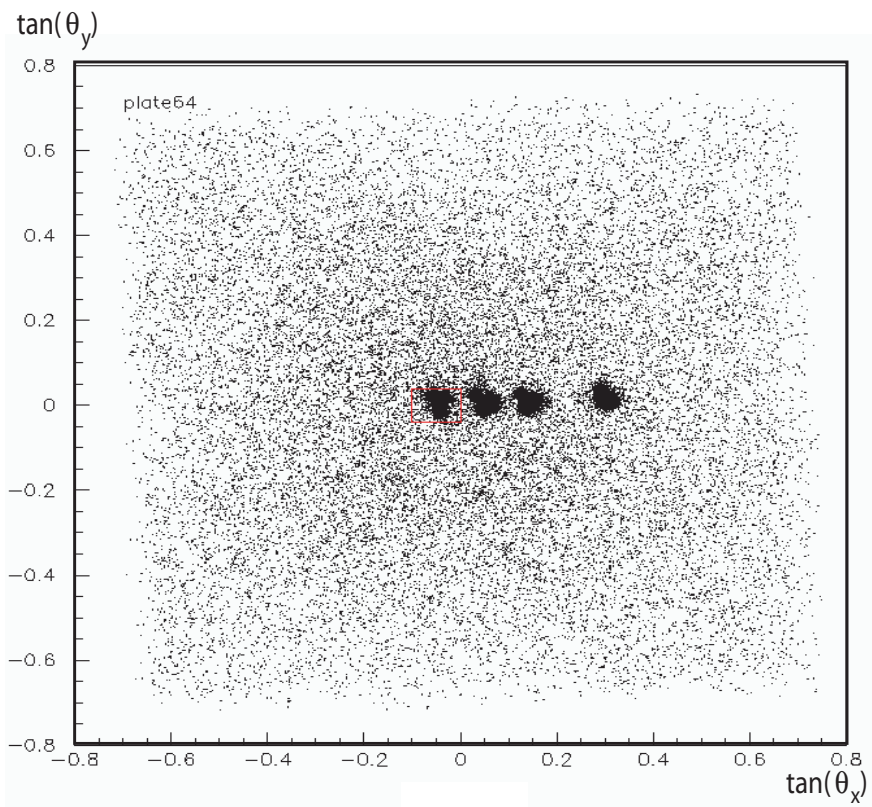


FIG. 7.17 – Angles d'exposition du faisceau mesurés par le système de scan Japonais pour la première feuille (feuille numéro 64).

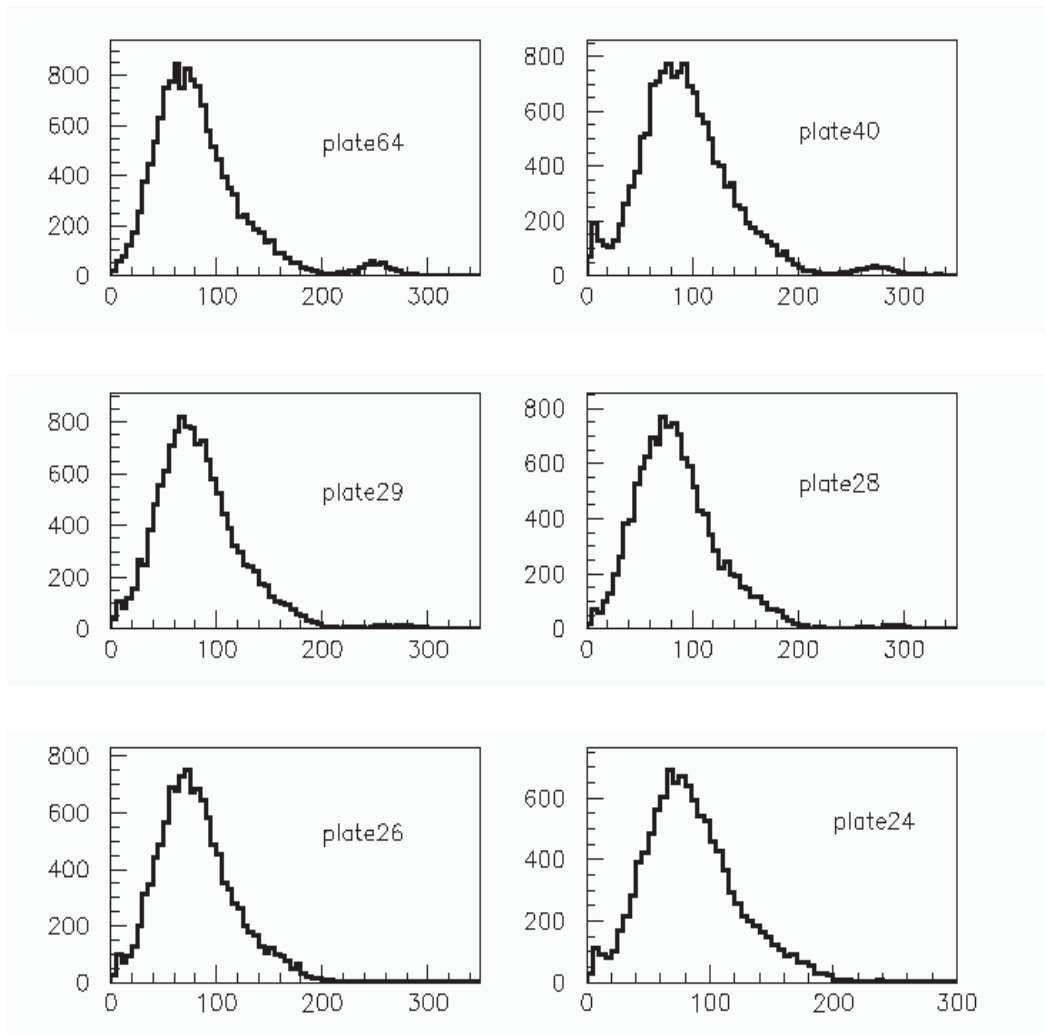


FIG. 7.18 – La variable de scan "pulse height" des basetraces obtenues par le système de scan Japonais pour les feuilles 64, 40, 29, 28, 26 et 24. Le même comportement a été observé avec le système de scan européen (figure 7.10).

Les traces sont reconstruites à partir de la connexion des basetraces de la feuille 51 à la feuille 41. Les différences entre les deux systèmes de scan ont été détaillées dans le chapitre 5. Pour chaque trace on additionne respectivement la valeur de la variable "pulse height" (système de scan japonais) et volume de grains des basetraces (système de scan européen) constituant une trace. La valeur trouvée est divisée par le nombre de basetraces constituant la trace. Une représentation des résultats obtenus par le système de scan japonais et européen est donnée respectivement dans les figures 7.19 et 7.20. Les deux systèmes de scan permettent de séparer les protons p_{04} sans contamination avec le reste des particules. Les protons p_{08} et p_1 sont partiellement séparés. Alors, qu'aucune séparation n'a été observée par les deux systèmes de scan européen et japonais pour les pions de différentes énergies et les protons de 2 GeV/c. Nous étudierons dans la partie suivante l'effet de la diffusion multiple sur la séparation p/π .

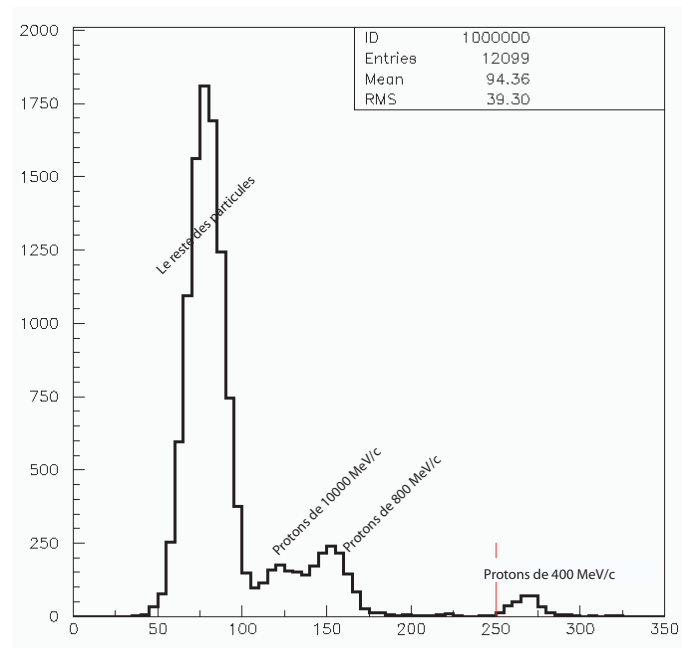


FIG. 7.19 – La valeur moyenne de la variable de scan "pulse height" pour des traces reconstruites de la feuille 51 à la feuille 41 par le système de scan japonais.

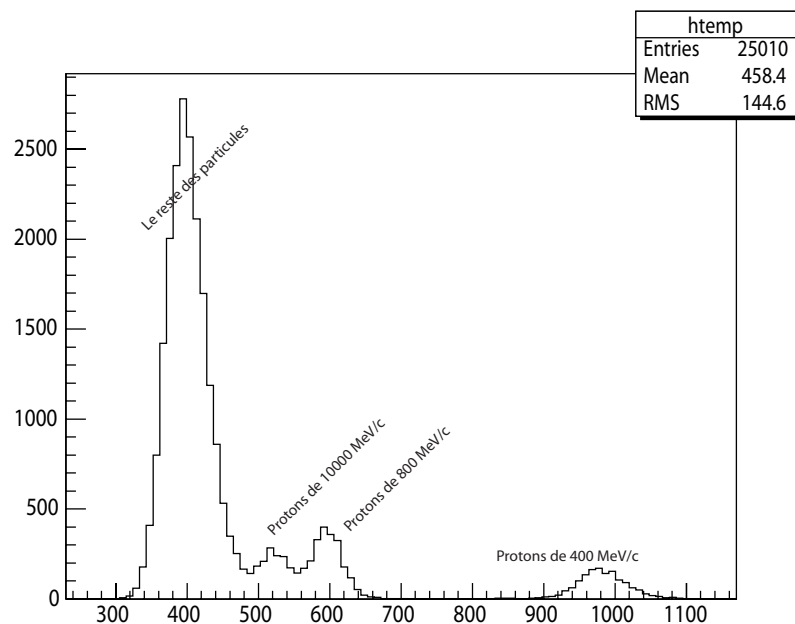


FIG. 7.20 – Volume moyen de grains des basetraces constituant les traces reconstruites par le système de scan européen de la feuille 51 à la feuille 41.

7.3 Effet de la diffusion multiple sur la séparation p/π

L'énergie déposée ne permet pas de séparer les protons p_2 et les pions de différentes énergies. Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, l'introduction de la diffusion multiple a permis d'améliorer la séparation des μ/π . Dans la suite on va étudier la séparation des p/π utilisant la diffusion multiple.

7.3.1 Simulation Monte Carlo

La simulation Monte Carlo de la diffusion multiple ($\overline{\Delta\theta} = \frac{\sum \Delta\theta}{\text{Nombre de Segments}}$) représentant la différence moyenne des angles entre deux basetraces successives d'une trace compte tenu de l'efficacité de scan est représentée sur la figure 7.21. La diffusion multiple permet de séparer les pions π_{04} , π_{08} et π_1 des pions et des protons de $2 \text{ GeV}/c$. La contamination de chaque angle (correspondant à un type de particule et à une énergie donnée) avec des particules appartenant à d'autre

catégories dans un intervalle de 3σ est représentée dans le tableau 7.2. L'utilisation de l'énergie déposée combinée à la variable angulaire permet une meilleure séparation comme le montre la figure 7.22. La contamination est réduite pour les protons p_{08} , p_1 et les pions π_{04} , π_{08} , π_1 (tableau 7.3).

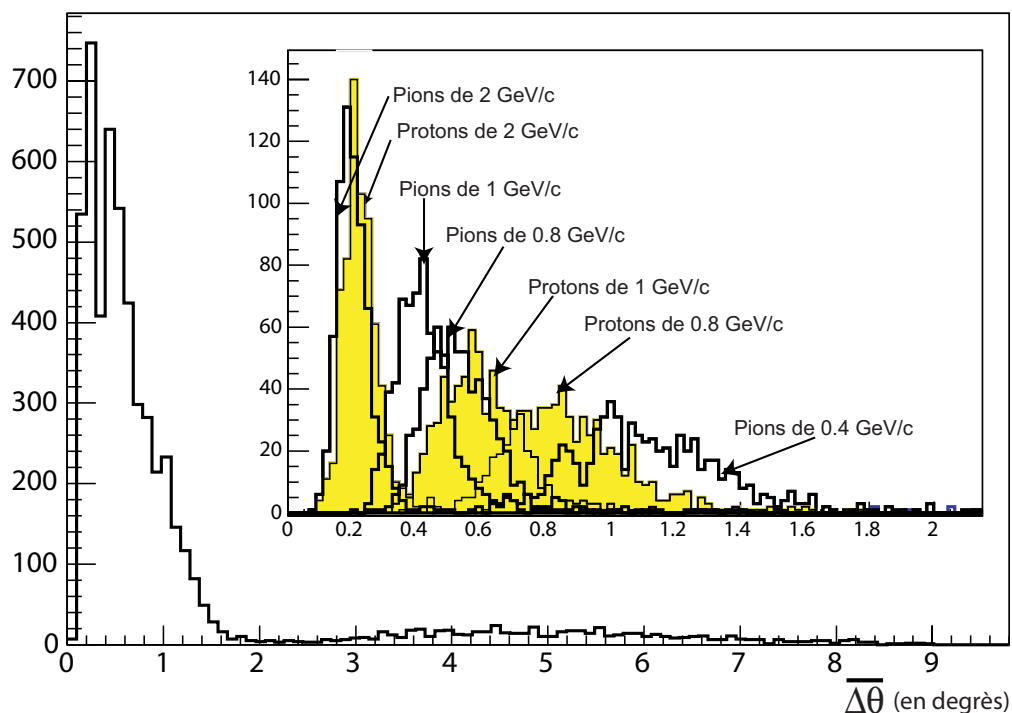


FIG. 7.21 – Simulation de la différence moyenne des angles entre deux basetraces successives pour les différents types de particule en partant de la feuille 29 jusqu'à la feuille 19.

7.3.2 Application sur les données

Une comparaison entre la simulation et les données de la moyenne des angles entre deux basetraces consécutives est représentée sur la figure 7.24.1.a,b, 7.24.2.a,b et 7.24.3.a,b respectivement pour les protons p_{04} , p_{08} et p_1 (simulation et données). La représentation de la somme moyenne des angles des traces reconstruites à partir des données et celles simulées pour les protons p_2 , π_{04} , π_{08} , π_1 et π_2 est montrée sur

| Particule | Pion | | | | Proton | | | |
|-----------------|------|------|------|------|--------|------|------|------|
| Énergie MeV/c | 400 | 800 | 1000 | 2000 | 400 | 800 | 1000 | 2000 |
| Contamination % | 73.5 | 73.5 | 74.3 | 51.2 | 66.1 | 77.1 | 75.1 | 53.9 |
| Incertitude % | 0.8 | 0.8 | 0.7 | 1.2 | 1.1 | 0.7 | 0.8 | 1.25 |

TAB. 7.2 – Contamination de chaque type de particules par d’autres traces dans un intervalle de 3σ (simulation).

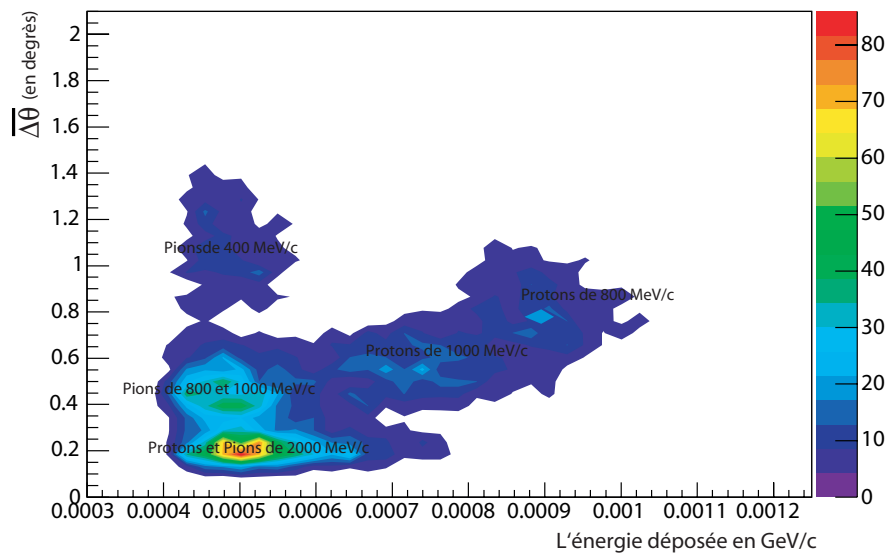


FIG. 7.22 – Représentation de la moyenne des angles entre deux basetraces consécutives en fonction de l’énergie déposée (simulation).

| Particule | Pion | | | | Proton | | | |
|-----------------|------|------|------|------|--------|------|------|------|
| Énergie MeV/c | 400 | 800 | 1000 | 2000 | 400 | 800 | 1000 | 2000 |
| Contamination % | 49.1 | 61.5 | 68.7 | 50.6 | 0 | 32.4 | 46.9 | 54.2 |
| Incertitude % | 1.4 | 1.5 | 1.2 | 1.4 | 0 | 1.4 | 1.3 | 1.3 |

TAB. 7.3 – Contamination de chaque type de particules par d’autres traces en combinant les coupures sur l’énergie déposée (3σ) et la diffusion multiple (3σ).

la figure 7.24.4.a et 7.24.4.b. Le même comportement a été observé pour les données et la simulation. La figure 7.23 représentant la somme des angles en fonction de l'énergie déposée montre une séparation des pions π_{04} des autres particules et confirme la séparation obtenue par simulation (figure 7.22). On peut constater également, une séparation entre les pions π_{08} et π_1 des pions π_2 et des protons p_2 .

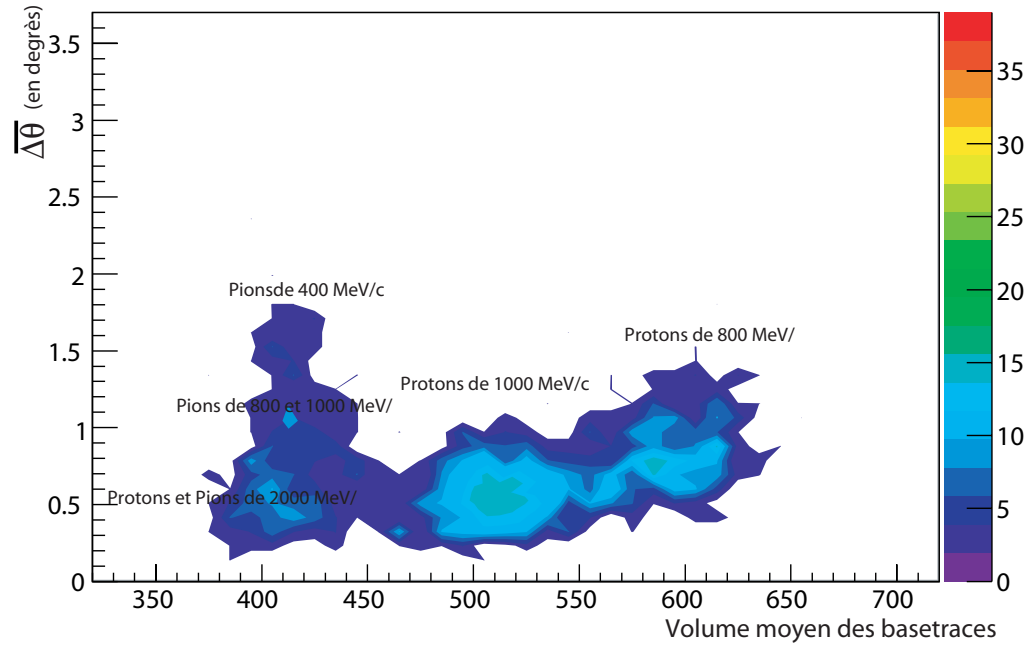


FIG. 7.23 – Représentation de la moyenne des angles entre deux basetraces consécutives en fonction de l'énergie déposée calculés pour les 29 dernière feuilles d'émulsion (données).

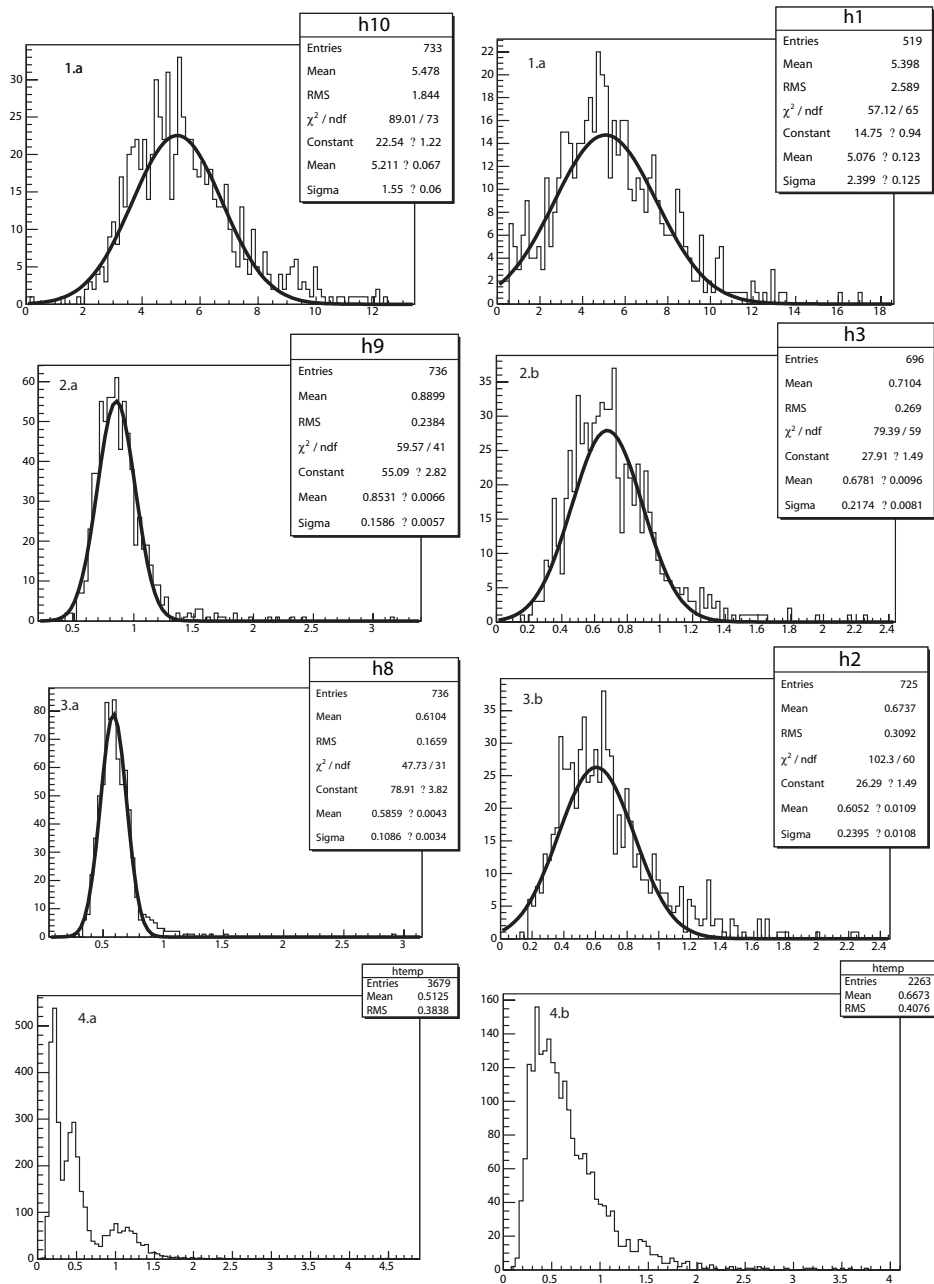


FIG. 7.24 – La différence moyenne des angles (en valeur absolue) de deux basetraces successives pour la simulation (figures de gauche) et les données (figures de droite) pour les protons p_{04} (figure 1.a et 1.b), les protons p_{08} (figure 2.a et 2.b), les protons p_1 (figure 3.a et 3.b) et pour les protons p_2 et les pions de différentes énergies (figure 4.a et 4.b).

Conclusion

L'étude du test réalisé par le groupe de Nagoya au Japon contenant des protons et des pions de différentes énergies a permis de montrer le pouvoir des émulsions nucléaire dans l'identification et la séparation des particules chargées. Cette étude a aussi montré que le système de scan européen donne des résultats comparables aux résultats obtenus par le système de scan japonais. On a montré également que l'introduction de la diffusion multiple pouvait permettre de séparer partiellement des particules d'énergie plus élevée et d'améliorer la séparation entre le reste des particules.

Conclusion

L'expérience OPERA a commencé les prises de données en Septembre 2007. Une réduction du nombre d'événements ν_τ due à la réduction de 25% de la masse de la cible du détecteur est attendue.

Pour distinguer les événements ν_μ CC des événements ν_τ CC, ce qui permet de réduire le bruit de fond associé à ces événements ν_τ sans perdre d'avantage d'événements ν_τ , une analyse de la séparation μ/π de basse énergie a été réalisée. Cette analyse utilise une méthode de scan (échantillonnage plus fin) et un programme de reconstruction dédiés pour la détection et la reconstruction des particules en fin de parcours. Des variables liées à la diffusion multiple ont été introduites pour améliorer la séparation. Il a été montré qu'il est possible d'obtenir une séparation μ/π avec le système de scan européen. Les résultats obtenus, donnent une séparation de 54% avec 3% de pions mal identifiés en utilisant une variable qui combine l'énergie déposée et la diffusion multiple. L'analyse d'un troisième test, effectué en juillet 2007 dans des conditions expérimentales mieux adaptées (réduction des problèmes liés à la densité et à l'homogénéité) permettra d'avoir un nombre d'événements suffisant pour utiliser un réseau de neurones dans la séparation des pions et des muons.

L'étude du test réalisé par le groupe de Nagoya au Japon contenant des protons et des pions de différentes énergies a permis de montrer le pouvoir des émulsions nucléaires dans l'identification et la séparation des particules chargées. Cette étude a aussi montré que le système de scan Européen donne des résultats comparables aux résultats obtenus par le système de scan Japonais.

Application des outils d'analyse de la physique des hautes énergies à un problème de physique nucléaire

Les outils d'analyse de la physique des hautes énergies maîtrisés au cours de mon travail de thèse ont été appliqués à un problème de physique nucléaire de basse énergie. Dans ce travail j'ai contribué à la validation de la technique de la simulation Monte Carlo dans les processus d'irradiation gamma ¹. Le code de simulation GEANT4, conçu pour des applications de hautes énergies (jusqu'à quelques centaines de GeV) sera testé dans les processus d'irradiation gamma de produits industriels (des énergies de l'ordre du MeV). Un calcul de la dose de transit est également présenté.

¹L'application de la simulation dans ce domaine permet de réduire le coût des tests de routine effectués pour la détermination de la distribution du débit de dose dans la chambre d'irradiation, l'homogénéité de la dose ... Ces tests demande aussi un temps considérable (quelques jours (données)/quelques heures (MC)).

A.1 Notions sur les rayonnements Gamma et la dosimétrie

L'émission des rayonnements gamma suit généralement une désintégration radioactive alpha ou beta et correspond à un ré-arrangement des nucléons à l'intérieur du noyau transformé. Pour se débarrasser de cet excès d'énergie, le noyau émet un ou plusieurs photons d'énergie bien déterminée qui sera en quelque sorte la signature du radioélément. Fréquemment, la transition ne se fait pas directement entre un état supérieur et l'état fondamental mais elle peut passer par plusieurs étapes qui correspondent à des états d'excitation intermédiaires.

A.1.1 Interaction des rayonnements γ avec la matière

L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique se manifeste lorsque un photon d'énergie $h\nu_0$ cède toute son énergie à un électron atomique. Cela peut s'exprimer par :



avec γ est le photon incident et ${}^A X$ est un atome de nombre de masse A . Le photon est absorbé par l'atome et l'électron appartenant au cortège électronique de l'atome est éjecté avec une énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison².

Les électrons sont émis dans toutes les directions de l'espace, mais avec une direction préférentielle. Cette direction dépend de l'énergie $h\nu_0$ du photon incident. Lorsque l'énergie du photon est élevée, les électrons sont émis dans la même direction que le photon incident. Pour les photons de basse énergie, la distribution est pratiquement symétrique par rapport à $\theta = 90^\circ$, où θ est l'angle entre la direction du photon et celle de l'électron émis. Lorsque $h\nu$ croît, θ tend vers zéro [86].

La section efficace photoélectrique par atome, σ_Φ , est une fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbeur. La probabilité d'inter-

²Les lois de conservation imposent la participation du noyau au processus mais le recul du noyau est généralement négligeable.

action est maximale lorsque l'énergie du photon $h\nu_0$ est égale à l'énergie de liaison de l'électron (E_b). Les photons de très basse énergie n'interagissent qu'avec les électrons périphériques (qui sont les moins liés). Les photons d'énergie supérieure ont la possibilité d'interagir avec des électrons de couches plus profondes.

L'effet Compton

C'est l'interaction d'un photon avec un électron peu lié du milieu absorbeur. Le photon est diffusé dans une direction θ par rapport à la direction incidente et perd une fraction de son énergie. Cette énergie est cédée à l'électron qui recule dans une direction d'angle ϕ par rapport à la direction incidente. La direction du photon diffusé est quelconque. Il a quasiment l'énergie du photon incident, lorsqu'il est diffusé vers l'avant. Lorsque il est diffusé vers l'arrière (rétrodiffusion), son énergie est minimale. L'angle d'émission de l'électron ϕ est lié aux énergies des photons incident $h\nu_0$ et diffusé $h\nu$, et à l'angle d'émission du photon diffusé θ . Quel que soit l'énergie du photon incident, l'électron sera éjecté vers l'avant (l'angle ϕ est compris entre 0° et 90°). Pour un angle $\phi = 90^\circ$, l'énergie de l'électron est nulle, alors que pour un choc frontal ($\phi = 0^\circ$), l'énergie E_e de l'électron est maximale. La probabilité d'avoir un effet Compton est quasiment constante à basse énergie (entre 10 et 100 keV) puis augmente avec l'énergie. En dessous de 1 MeV, l'énergie est davantage transférée au photon, alors qu'au dessus de 1 MeV, l'électron reçoit plus d'énergie.

La probabilité qu'un photon d'énergie $h\nu_0$ soit diffusé sur un électron avec un angle θ par unité d'angle est représentée dans la figure A.1 pour différentes énergies. On constate que plus l'énergie du photon incident est grande, plus grande est la probabilité que le photon diffusé soit émis vers l'avant. A partir de 1 MeV, la probabilité d'être rétrodiffusé devient négligeable. Inversement, pour les basses énergies, les probabilités que le photon soit diffusé vers l'avant ou vers l'arrière tendent à s'équilibrer.

La production de paires

La création de paires est une matérialisation d'une paire électron-positon lorsqu'un photon disparaît au voisinage d'un noyau ou d'un électron atomique. Ce

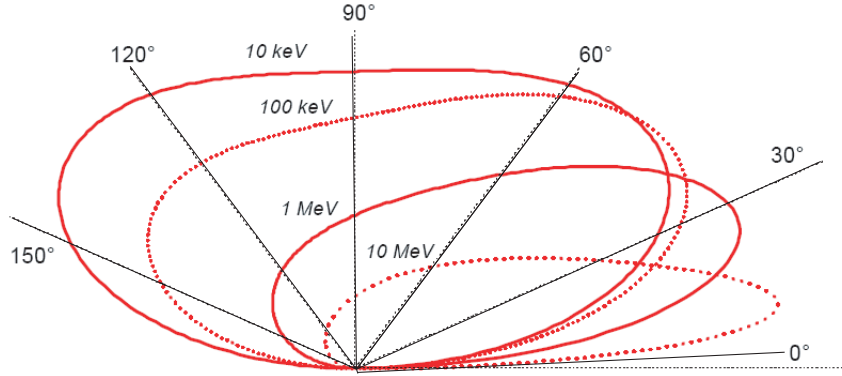


FIG. A.1 – Distribution angulaire du photon diffusé lors d’une interaction Compton. Les énergies indiquées se rapportent à l’énergie du photon incident.

phénomène peut s’écrire sous la forme :



où γ est le photon incident, X est le noyau (ou l’électron atomique), e^+ est le positon, et e^- l’électron émis.

L’effet de production de paires donne lieu à l’émission de rayonnements secondaires. En effet, l’interaction d’un positon dans la matière commence par une phase de ralentissement très rapide au cours de laquelle il perd son énergie par les mêmes processus que l’électron et se comporte de façon similaire. Une fois que son énergie devient de l’ordre de quelques 10^{-2} eV, le positon continue sa pénétration dans la matière par une phase de diffusion au cours de laquelle il reste dans les régions interatomiques où il est repoussé par le potentiel positif des noyaux. En fin de diffusion, il s’annihile avec un électron libre du milieu. L’énergie correspondante apparaît sous forme de deux photons, émis dans des directions opposées et emportant chacun une énergie de 511 keV.

La section efficace pour la création de paires est nulle pour des énergies infé-

rieure à $2m_e c^2$. Au-delà de cette énergie seuil, elle augmente avec l'énergie d'une façon logarithmique et croit comme le carré du numéro atomique du milieu [87].

La diffusion élastique :

La diffusion élastique d'un photon consiste en une collision avec la matière dans laquelle le photon ne perd pas d'énergie. Il existe deux types de diffusion :

- La diffusion Thomson concerne les photons de faible énergie qui sont absorbés par un électron atomique. Celui-ci est mis en oscillation forcée et réémet un photon de même énergie que le photon incident, mais pas forcément dans la même direction.
- La diffusion Rayleigh : Le photon incident interagit avec l'ensemble des électrons de l'atome qui se mettent à osciller en phase avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident. Du point de vue conceptuel, les diffusions Thomson et Rayleigh sont très semblables et sont souvent considérées de manière globale sous le nom de diffusion Thomson-Rayleigh.

Dominance des effets en fonction des énergies des photons incidents

La nature de l'interaction dépend de l'énergie du photon incident et du numéro atomique du milieu. Les lieux d'isoprobabilité des effets dans le plan $(h\nu, Z)$ sont représentés sur la figure A.2. On définit trois zones :

- A basse énergie où l'effet photoélectrique est dominant. Dans les matériaux lourds, il cesse de l'être à partir de 500 keV.
- A haute énergie : l'effet de production de paires domine. Il devient important à partir de 5 MeV dans les matériaux de Z élevé.
- Entre les deux, se situe un domaine où l'effet Compton domine. Pour les milieux de faibles Z (carbone, air, eau, tissus humains), ce domaine est extrêmement large (de ~ 20 keV à ~ 30 MeV) [86].

Atténuation des photons dans la matière

Soit un faisceau de photons monoénergétiques d'énergie $h\nu$ d'intensité I_0 frappant normalement un milieu absorbeur d'épaisseur x et de densité atomique N

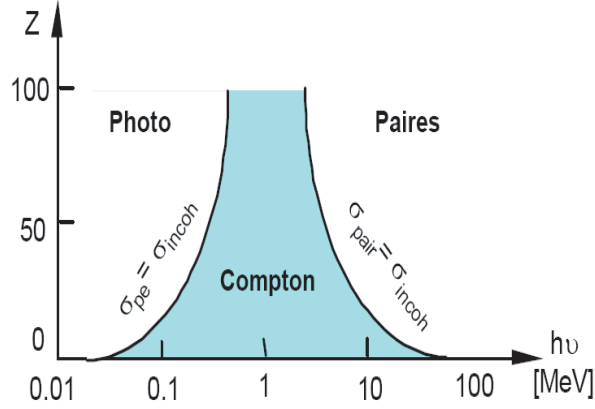


FIG. A.2 – Prédominance des interaction photon – matière en fonction de l'énergie du photon incident $h\nu$ et du numéro atomique Z .

atomes/cm³. Soit I le taux de photons transmis à la sortie de l'écran dans la direction du faisceau incident. Tout photon ayant subi une interaction dans le matériau est éliminé : soit parce qu'il a été absorbé par effet photoélectrique ou production de paires, soit parce qu'il a été diffusé par effet Compton. Dans une tranche d'épaisseur dx , la variation du taux de photons I est :

$$dI = -I\sigma_T N dx \quad (\text{A.3})$$

où $\sigma_T = \sigma_\varphi + \sigma_c + \sigma_p$ et

- σ_φ est la section efficace photoélectrique ;
- σ_c est la section efficace Compton ;
- σ_p est la section efficace de production de paires.

En intégrant cette équation sur l'épaisseur du milieu absorbeur, on obtient :

$$I = I_0 e^{-N\sigma_T x} = I_0 e^{-\mu x} \quad (\text{A.4})$$

L'atténuation des photons dans la matière suit une loi exponentielle. $\mu = N\sigma_T$ est le coefficient d'atténuation linéaire des photons $h\nu$ dans l'écran et s'exprime en cm^{-1} , où :

$$\mu = \tau \text{ (photoélectrique)} + \sigma \text{ (Compton)} + \kappa \text{ (production de paires)}$$

où τ , σ , κ sont les coefficients d'atténuation linéaire correspondant à chacun des effets. Le coefficient $\lambda = 1/\mu$ est le libre parcours moyen des photons dans le milieu absorbeur : c'est la distance moyenne parcourue dans le milieu absorbeur avant que ne se produise une interaction. Dans les solides, λ varie de quelques millimètres à des dizaines de centimètres.

A.1.2 La dose absorbée

C'est la quantité d'énergie absorbée par unité de masse de matière irradiée.

$$D = \frac{dE}{dm} \tag{A.5}$$

où dE est l'énergie moyenne communiquée par le rayonnement ionisant à la masse dm de matière.

L'unité de la dose absorbée est le Gray (Gy). Le dépôt d'énergie est un processus aléatoire [88]. La dose absorbée est une grandeur non stochastique, car elle peut être déterminée dans un élément de masse suffisamment grand pour éviter les fluctuations aléatoires. Elle a été essentiellement définie pour les radiothérapeutes. La dose au sens thérapeutique ou toxicologique devrait être en toute rigueur le produit de la dose absorbée par la masse du système, c'est-à-dire la quantité totale d'énergie délivrée à celui-ci.

Si l'on considère un volume de matière ΔV de masse Δm , assez petit pour que l'irradiation dans ce volume soit uniforme et assez grand pour qu'un nombre important de particules le traversent et y interagissent, il y a des particules directement et indirectement ionisantes, il en ressort : des particules directement ionisantes ayant perdu une partie de leur énergie, des particules indirectement ionisantes n'ayant subi aucune interaction et des particules indirectement ionisantes ayant subi une diffusion (donc ayant cédé de l'énergie).

L'énergie E communiquée au volume ΔV de masse Δm est donc la différence entre la somme des énergies entrantes et la somme des énergies sortantes

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \quad (\text{A.6})$$

D est une grandeur macroscopique et représente la dose absorbée en un point de la matière.

A.2 Contexte expérimental et simulation MC

Le traitement par ionisation peut être utilisé pour traiter une multitude de produits industriels, notamment les produits à usage unique afin d'être stérilisés et les produits agro-alimentaires pour leur conservation. Deux irradiateurs au cobalt-60 sont utilisés au CNSTN ; le premier est du type B01 est conçu pour la recherche où pour traiter des échantillons de produits. Quand au deuxième irradiateur, du type SV68 est utilisé essentiellement à des fins industrielles. Il permet de traiter une quantité assez importante de produits.

A.2.1 Les irradiateurs

Le ^{60}Co représente l'une des sources permettant de produire des rayonnements gamma. C'est un élément de transition appartenant au groupe 9 de la classification périodique des éléments, de numéro atomique 27 et de masse atomique 58.94. Le cobalt 60 est un isotope radioactif dérivé du cobalt 59. Il n'existe pas dans la nature. Pour l'obtenir, on expose à l'intérieur d'un réacteur nucléaire les noyaux stables de cobalt 59 à des neutrons. Après un séjour d'environ une année dans le réacteur, il se forme par capture neutronique :

- du cobalt-60 de période 5.27 ans
- du cobalt-60 métastable de période 10 minutes

L'isotope ^{60}Co se désintègre selon le schéma de la figure A.3. Seuls les photons d'énergie 1,17 MeV et 1.33 MeV émis en cascade par le cobalt-60 de longue durée de vies, sont suffisamment pénétrants pour être utilisables en irradiation industrielle.

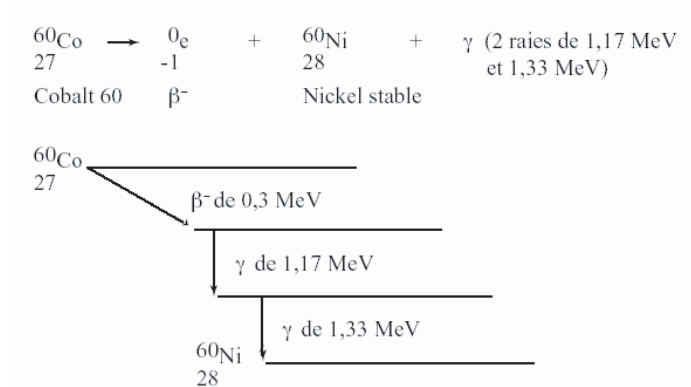


FIG. A.3 – Schémas de désintégration du cobalt-60

A titre d'exemple, l'épaisseur pour diminuer d'un facteur 10 le débit de dose délivré par une source de cobalt-60 est de : 70 cm dans l'eau, 32 cm dans du béton ordinaire (masse volumique 2.3 g/cm^3), 20 cm dans du béton lourd (masse volumique 3.4 g/cm^3), 9.2 cm dans le fer ou 5 cm dans le plomb.

Dans les unités d'irradiation industrielle, les sources de cobalt-60 ont des activités de l'ordre d'un méga-curie ($3.7 \cdot 10^{16} \text{ Bq}$), ce qui, compte tenu de l'énergie des deux gammas émis en cascade (1.17 MeV et 1.33 MeV) représentent une puissance rayonnée de 14.8 kW. La puissance rayonnée est l'une des données de base pour évaluer la capacité de traitement d'une installation d'irradiation gamma.

A la sortie du réacteur et après conditionnement des capsules dans une gaine en acier inoxydable pour éviter la contamination radioactive, les sources de cobalt se présentent extérieurement sous forme de bâtonnets dénommés "crayons" qui seront disposés verticalement dans les râteliers des porte-sources métalliques en configuration cylindrique ou plane. Le dimensionnement varie en fonction des applications.

Description de l'irradiateur de type SV68

L'irradiateur SV68 est constitué d'une source et d'un porte-source. L'activité de cet irradiateur est de 3669 TBq à la date de fabrication (24 avril 1999 [89]). La source est constituée de 8 sources unitaires sous forme de crayons. Ces sources

unitaires sont doublement encapsulées dans de l'acier et du zirconium afin d'atténuer les électrons émis par désintégration β . La longueur totale d'une capsule est de 45 cm et son diamètre est de 0.97 cm [90].

La source comporte 8 crayons répartis comme suit [91] :

- 4 crayons sur un diamètre de 140 mm pour le porte-source haut.
- 4 crayons sur un diamètre de 80 mm pour le porte-source bas.

Ce porte source en acier inoxydable, permet d'obtenir une source de type linéaire d'environ 90 cm de longueur par superposition de deux crayons de cobalt-60. Signalons que le porte source comporte 18 logements (figure A.4.b) permettant un rechargement supplémentaire ou une permutation de la répartition des sources élémentaires [92].

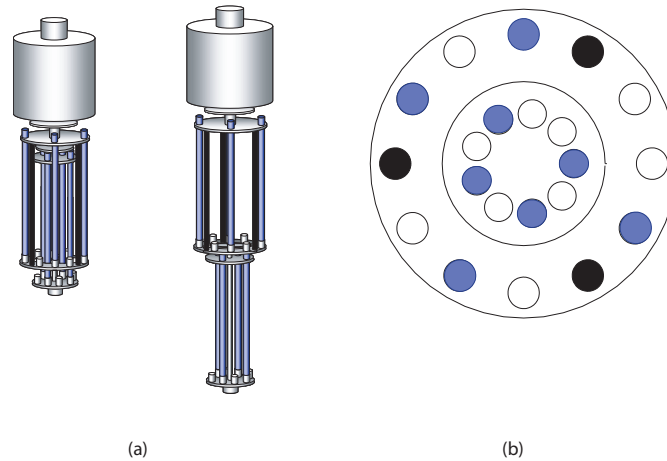


FIG. A.4 – (a) Porte-source télescopique en position de stockage et d'irradiation, (b) Disposition des crayons de cobalt-60 (cercles gris) dans le porte-source. Les cercles blancs représentent les places vacantes.

Description de l'irradiateur de type B01

C'est un irradiateur auto protégé installé dans une salle de dimensions 350 cm \times 450cm sans aucune condition spécifique concernant l'architecture de cette salle. Il est adapté au traitement des échantillons destinés à la recherche ou pour l'étalonnage des dosimètres. Il s'agit d'un équipement de type B01 de poids total 8300

kg (figure A.5.a). Il a une longueur de 238 cm, une largeur de 96 cm et une hauteur de 235 cm. L'irradiateur est composé de 24 crayons de Cobalt 60 (rayon 0.7 cm, longueur 23.5 cm). L'activité globale de la source est de l'ordre de 18000 Ci à la date de fabrication (31 décembre 2001). Les 24 crayons sont placés sur un porte-source de rayon 10.85 cm et qui peut contenir 36 crayons (figure A.5.b) permettant ainsi, un rechargement supplémentaire. Ce porte-source est enveloppé par un conteneur en plomb d'une épaisseur de 60 cm assurant la protection contre les radiations gamma.

Le produit à traiter est placé dans un cylindre en aluminium (rayon 6.5 cm, hauteur 24 cm). Un système de convoyeur automatique permet de translater horizontalement le produit du tiroir d'entrée vers le centre de l'irradiateur. Un deuxième mécanisme permet de faire descendre les crayons source autour du produit. Une fois l'irradiation terminée, la même procédure s'effectue en sens inverse

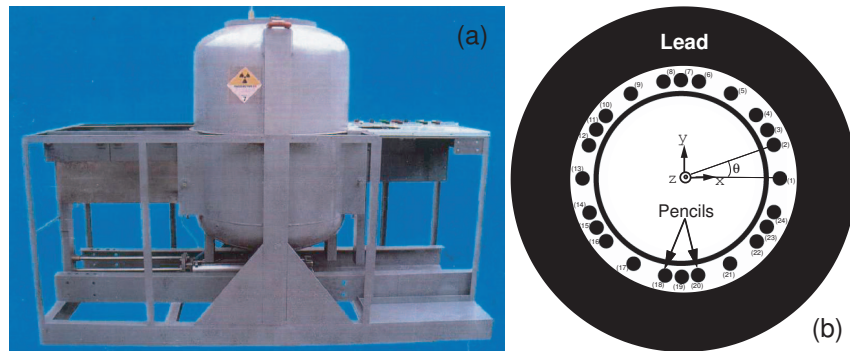


FIG. A.5 – (a) Photographie de l'irradiateur B01. (b) Disposition des crayons à l'intérieur de l'irradiateur.

A.2.2 Applications des traitements par irradiation

L'utilisation du traitement ionisant en exposant des produits à des rayonnements Gamma, des rayons X ou à un faisceau d'électrons permet d'améliorer certaines caractéristiques intrinsèques des produits exposés. Cette technique a fait ses preuves dans le domaine parapharmaceutique, agroalimentaire, industriel et médical. On distingue les traitements suivants en fonction du but poursuivi et de

la nature des produits, en commençant par les doses les plus basses.

- Inhibition de la germination
- Désinsectisation
- Prolongation de la comestibilité des produits frais
- Stérilisation

A.2.3 Description du système dosimétrique

L'analyse par spectrophotométrie est fondée sur l'étude du changement d'absorption de la lumière par un milieu, en fonction de la variation de la concentration d'un constituant. On détermine la concentration d'une substance en mesurant l'absorption relative de la lumière par rapport à celle d'une substance de concentration connue. En analyse spectrophotométrique, on utilise une lumière sensiblement monochromatique.

Le spectrophotomètre

Un spectrophotomètre comprend 4 parties essentielles :

- Une source lumineuse constituée par une lampe à décharge au deutérium utilisée dans le domaine de 190 à 400 nm avec un maximum d'émission à 652.1 nm et une lampe à filament de tungstène pour la région allant de 350 à 800 nm.
- Un monochromateur constitué d'un prisme, d'un réseau ou d'un filtre coloré. Le rôle du monochromateur est d'isoler le rayonnement sur lequel on fait la mesure. Il est composé principalement d'un système dispersif, d'une fente d'entrée et d'une fente de sortie.
- Une cuve contenant l'échantillon. Elle doit être transparente aux radiations d'étude. Par exemple en UV, les cuves sont en quartz, elles ne peuvent être ni en verre ni en plastique.
- Une photodiode (semi-conducteur) : Lorsqu'un photon rencontre un semi-conducteur, il peut transférer un électron de la bande de valence (niveau énergétique bas) vers la bande de conduction (niveau énergétique haut) en créant une paire électron-trou. Le nombre de paires électrons-trous est fonction de la quantité de lumière reçue par le semi-conducteur qui peut donc

être utilisé en tant que détecteur optique.

La chaîne de mesure

La méthode de dépouillement est basée sur le changement d'absorbance du dosimètre mesuré à l'aide d'un spectrophotomètre à une longueur d'onde spécifique. Pour cette étude, on utilise une chaîne d'analyse et de gestion dosimétrique permettant la lecture des dosimètres à absorption optique. La chaîne AerODE (Aerial Optical Dosimetry Equipment) est constituée d'un logiciel, d'un spectrophotomètre Genesys 5 (UV-VIS) et d'une jauge d'épaisseur Käfer MFT30 couplés à un ordinateur. Les interfaces parallèles ou sérielles réalisent l'acquisition directe des paramètres de lecture des dosimètres (Absorbance, Épaisseur). Le logiciel contrôle entièrement le spectrophotomètre et la jauge d'épaisseur afin d'assurer la mise au point automatique des paramètres de mesure des appareils.



FIG. A.6 – Le système dosimétrique.

Les Dosimètres

La mesure de la dose est réalisée en utilisant les dosimètres de type Red Perspex et Gammachrome. Ces dosimètres se présentent sous la forme d'une plaquette rectangulaire de dimension 30×11 mm et d'épaisseur 1.7 mm. Ils sont emballés dans

une enveloppe hermétique composée de polyester et d'aluminium qui les rend imperméables à l'oxygène et à l'eau. Ces enveloppes sont très résistantes et protègent les dosimètres contre les surfaces rugueuses et les changements des conditions atmosphériques. La substance active de ce dosimètre est un colorant jaune, dispersé dans le polyméthyle de méthacrylate (PMMA), qui durant l'irradiation brunit progressivement passant de l'orange au rouge ; ceci est dû à la formation d'une nouvelle bande d'absorption dans le visible. La gamme de dose mesurée par les RedPerpex varie de 5 – 50 *kG* alors que celle du Gammachrome est de 0.1 – 3 *kGy* avec une incertitude de 6% à 95% de niveau de confiance (ISO/ASTM 51276). Pour mesurer la dose absorbée en un point, on fait la moyenne sur 3 dosimètres placés en ce point pour minimiser l'incertitude.

A.2.4 Le code de simulation GEANT4

GEANT4 est un outil de calcul qui permet de simuler le passage des particules élémentaires dans la matière. Ce code est conçu au départ pour la physique de haute énergie, mais par la suite, GEANT4 a trouvé d'autres applications dans le domaine de la physique de basse énergie essentiellement en biologie et en médecine nucléaire. GEANT4 a été développé, sous l'égide du Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), par plus d'une centaine de physiciens et d'informaticiens. GEANT4 est basé sur le langage C⁺⁺, permettant d'intégrer ou de modifier des modules plus aisément, sans perturber l'architecture de base du code et de faciliter son évolution. GEANT4 inclut également un ensemble complet de modèles physiques décrivant le comportement de nombreuses particules dans la matière sur une très large gamme d'énergies.

A.3 Validation du code GEANT4 pour le calcul de la dose

Dans cette partie, les mesures et les simulations ont été réalisées [93, 94] pour l'irradiateur SV68. Deux mesures de la dose ont été effectuées et ensuite comparées aux simulations pour tester GEANT4 dans le domaine des irradiateurs au ⁶⁰Co.

Dans la première mesure, les dosimètres sont placés le long d'un axe vertical parallèle à l'axe de la source (la figure A.7). Le temps d'irradiation est de 60 minutes. Cette même configuration à été simulée avec GEANT4.

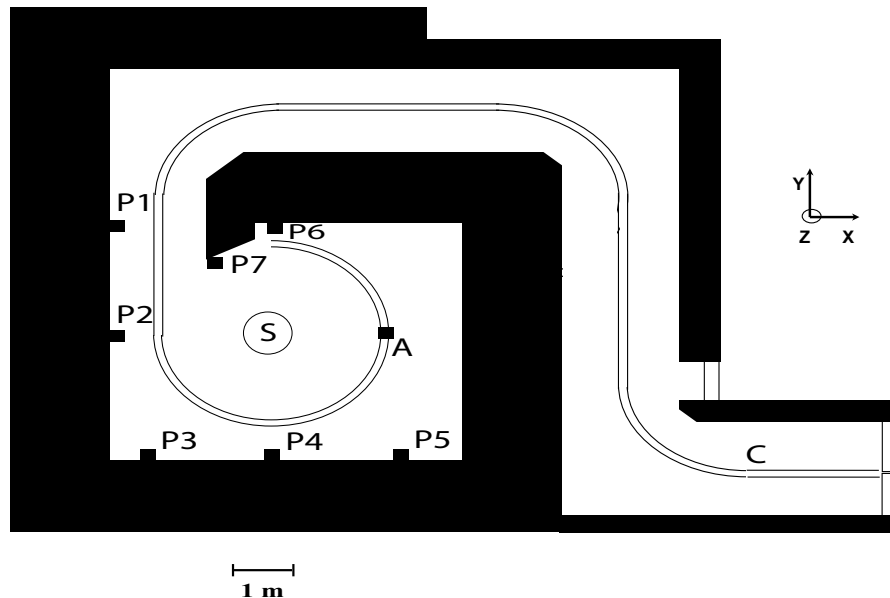


FIG. A.7 – Emplacement des dosimètres dans la cellule d'irradiation.

La distribution des débits de dose mesurés et simulés est représentée sur la figure A.8. On remarque une symétrie du débit de dose par rapport au plan $z = 157$ cm. Ce plan représente le plan médian de la source en position d'irradiation. Cette figure montre aussi, que les valeurs de débit de dose prédites par la simulation sont comparables aux valeurs mesurées.

Dans la deuxième mesure, des dosimètres sont placés en 7 points différents dans la cellule d'irradiation. La position de ces points dans la cellule d'irradiation est représentée dans la figure A.8. Trois dosimètres sont utilisés pour mesurer la

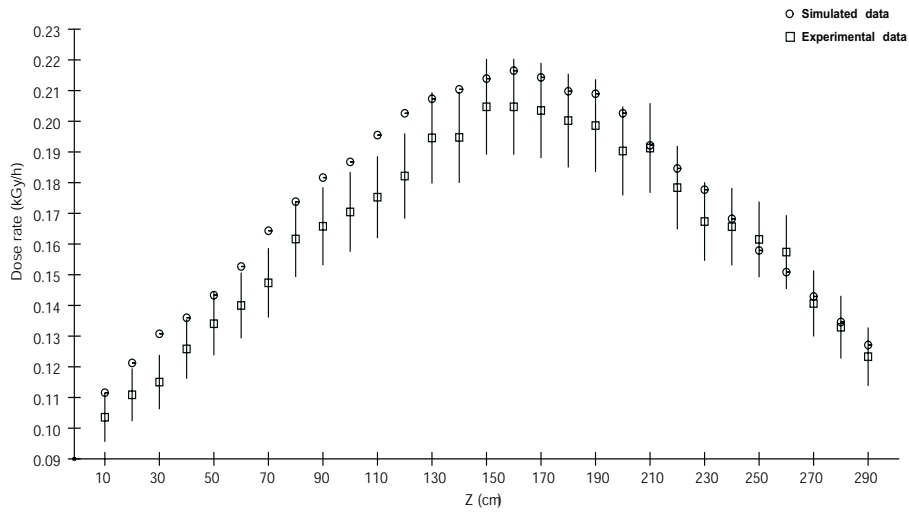


FIG. A.8 – Distribution transverse des débits de dose mesurés et simulés.

dose dans le même point pour minimiser l'incertitude sur la mesure. Le temps d'irradiation été de 60 minutes. Une comparaison entre le débit de dose simulé et mesuré (figure A.9) montre un bon accord. Ces résultats montrent que le code de simulation GEANT4 est applicable dans le domaine des basses énergies.

A.4 Evaluation de la dose de transit

La dose de transit est définie comme étant la dose absorbée par les produits irradiés pendant la mise en place et le retrait des produits et des crayons sources, respectivement avant déclenchement et après arrêt du chronomètre contrôlant la durée d'irradiation. L'effet de cette dose est important dans le domaine de la médecine nucléaire [97]. Cette dose est souvent négligée dans le cas des irradiateurs aux ^{60}Co . Mais, dans le cas, des irradiateurs de type B01 ayant un haut débit et utilisé pour des expositions à de faibles doses [95, 96], la dose de transit est significative. La dose de transit dépend essentiellement de l'activité de la source et la vitesse de déplacement de la source et du produit.

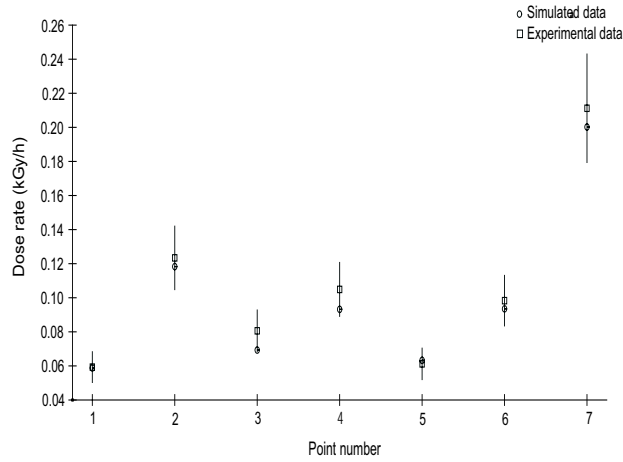


FIG. A.9 – Comparaison entre les débits de dose simulés et mesurés pour des dosimètres placés en 7 points dans la cellule d’irradiation.

A.4.1 Mesure de la dose de transit

Pour mesurer la dose de transit, des dosimètres sont placés en trois positions suivant l’axe zz' ($z = 11.5 \text{ cm}$, $z = 0 \text{ cm}$ et $z = -11.5 \text{ cm}$) durant un nombre significatif de cycle de montée/descente de la source et entré/sortie du produit. Dans ce travail, 20 cycles sont utilisés avec un temps d’irradiation de 0.0 s . La moyenne de la dose de transit est calculée comme étant le rapport de la dose absorbée sur le nombre de cycles.

A.4.2 Calcul de la dose de transit

La dose de transit est la dose absorbée par le produit irradié respectivement avant l’irradiation (figure A.10) :

- (1) déplacement (62 cm) du produit de la position initiale “*out*” à la position d’irradiation “*in*” avec une vitesse v_c .
- (2) déplacement (24 cm) des crayons de la position de stockage “*up*” à la position d’irradiation “*down*” avec une vitesse v_p .

et après l’arrêt de l’irradiation :

- (3) déplacement (24 cm) des crayons de la position d’irradiation “*down*” à la

- position de stockage “*up*” avec une vitesse v_p .
- (4) déplacement (62 *cm*) du produit de la position d’irradiation “*in*” à la position “*out*” avec une vitesse v_c .

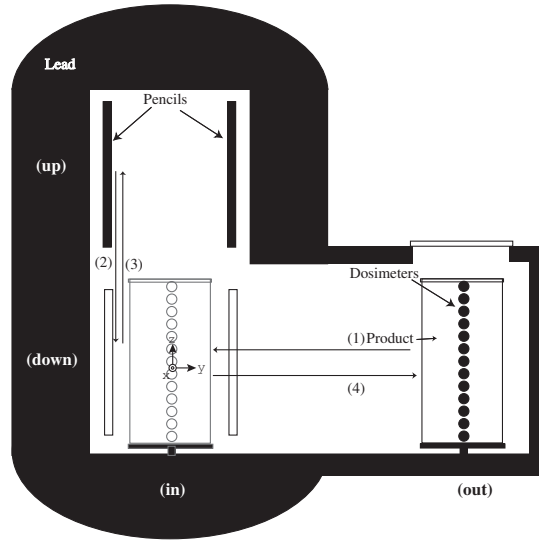


FIG. A.10 – Schéma général de l’irradiateur B01 montrant le déplacement des crayons et du produit.

La durée de ce cycle est de 20.4 *s* ; 18.4 *s* pour (1) et (3), 2.0 *s* pour (2) et (4). Donc, la dose de transit D_T est la somme de la dose $D_{2,3}$ reçue durant la montée et la descente des crayons et de la dose $D_{1,4}$ reçue pendant le déplacement du produit.

Pour calculer $D_{2,3}$, 13 dosimètres sont placés suivant l’axe zz' . Deux dosimètres consécutifs sont séparés par 2 *cm*. On varie la position du barycentre des crayons de la position $z = 0$ *cm* correspondant à la position d’irradiation à la position de stockage ($z = 24$ *cm*) par un pas : $\Delta z = 1$ *cm*. Pour chaque position, on calcul la dose absorbée par les 13 dosimètres.

Pour calculer $D_{1,4}$, les crayons sont maintenus dans la position de stockage ($z = 24$ *cm*). Le produit est déplacé suivant l’axe yy' de la position $y = 0$ à la position $y = 62$ *cm* par un pas ; $\Delta y = 1$ *cm* pour l’entrée et la sortie du produit. Pour chaque position, on calcul la dose absorbée par les 13 dosimètres. Cette dose est donnée par la formule suivante :

$$D_{2,3}^j = 2 \sum_{i=1}^{25} \dot{D}_{ij} \times \frac{\Delta z}{v_p} \quad (\text{A.7})$$

$$D_{1,4}^j = 2 \sum_{i=26}^{88} \dot{D}_{ij} \times \frac{\Delta y}{v_c} \quad (\text{A.8})$$

où \dot{D}_{ij} est la dose absorbée par le dosimètre j pour une configuration i du système.

A.4.3 Résultats et discussion

Comparaison des données et de la simulation dans le cas des hauts débits de dose

Deux mesures du débit de dose dans le volume d'irradiation sont réalisées [100]. Dans la première mesure, 13 dosimètres sont placés sur l'axe yy' (direction horizontale). La comparaison entre les doses simulées et mesurées toute au long de l'axe yy' est donnée sur la figure A.11. Cette figure montre que la simulation utilisant le code GEANT4 prédit avec des incertitudes tolérables, les mesures effectuées dans le volume d'irradiation.

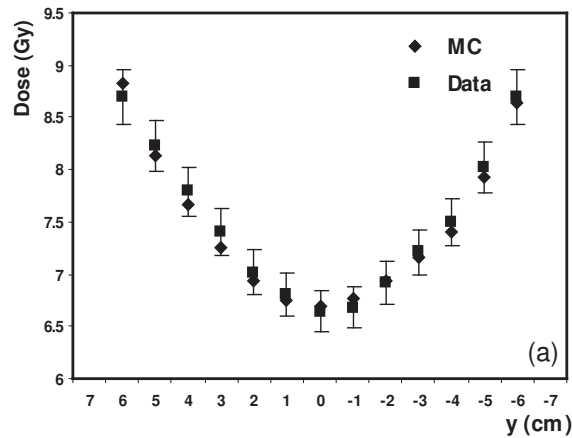


FIG. A.11 – Comparaison entre le débit de dose mesuré (data) et simulé (MC) pour des dosimètres placés sur l'axe zz' .

La deuxième mesure est effectuée en utilisant 18 dosimètres placés sur un cercle de rayon 6.5 cm à $z = 0 \text{ cm}$. L'angle entre deux dosimètres consécutifs est de 20° . L'orientation des crayons à l'intérieure de l'irradiateur n'est pas connue. Les dosimètres sont placés sans connaître leur orientation par rapport aux crayons. Dans la simulation, la position des dosimètres et leur orientation par rapport aux crayons est connue. Pour trouver la configuration des dosimètres dans la simulation par rapport à celle dans le test expérimental, 36 simulations ont été réalisées en effectuant une rotation de 10° pour chaque simulation. On commence par une configuration arbitraire, et on applique une rotation de 10° pour trouver la configuration suivante. La meilleure configuration correspond au plus petit χ^2 donné par :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{18} \frac{(D^j - D_k^j)^2}{\sigma^2} \quad (\text{A.9})$$

où D^j est la dose mesurée dans le dosimètre numéro j et D_k^j est la dose simulée dans la configuration k pour le même dosimètre. σ^2 est la somme des carrés des erreurs mesurées et simulées. La figure A.12.b, montre une comparaison entre les débits de dose simulés et mesurés pour le plus petit χ^2 . La dose expérimentale est reproduite avec un bon accord.

Comparaison de la dose suivant l'axe zz' pour les faibles et les hauts débits de dose

La mesure du débit de dose est réalisé en 9 points sur l'axe zz' (direction verticale) pour les courtes et longues durées d'irradiation. Pour les hauts débits de dose, la dose mesurée est reproduite par la simulation Monte Carlo avec un bon accord (figure A.13). Pour les faibles débits de dose, une asymétrie entre les doses mesurées et simulées a été observée (figure A.14). Cette différence diminue en partant de la position $z = -12 \text{ cm}$ à $z = +12 \text{ cm}$. Cette asymétrie est due à la dose de transit.

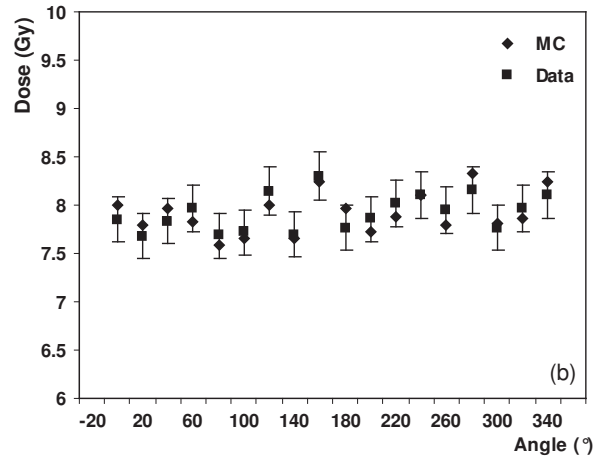


FIG. A.12 – Comparaison entre la dose simulée et mesurée pour des dosimètres placés sur un cercle de rayon 5.5 cm . La simulation correspond à la configuration obtenue avec le χ^2 minimal.

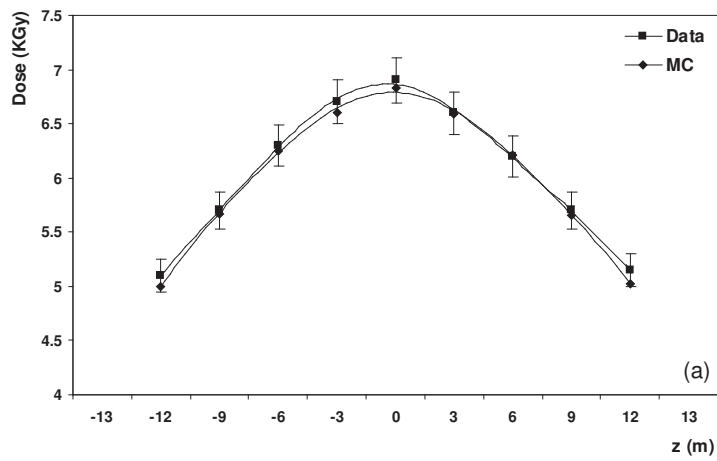


FIG. A.13 – Comparaison entre les doses simulée (MC) et mesurées (Data) pour les hauts débits de dose.

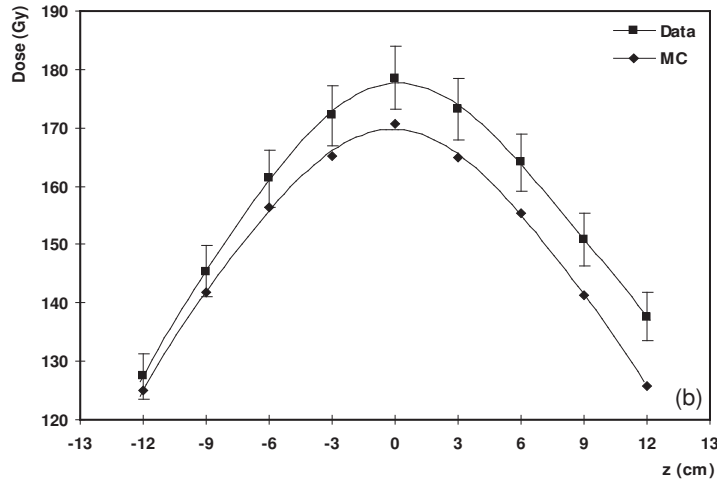


FIG. A.14 – Comparaison entre les doses simulée (MC) et mesurées (Data) pour les faibles débits de dose.

Simulation de la dose de transit et comparaison avec la mesure

La figure A.15.a montre la variation de la dose absorbée par les dosimètres placés sur l'axe zz' en fonction de la position des crayons. La dose de transit $D_{2,3}$ reçue par chaque dosimètre durant la descente et la montée des crayons est représentée sur la figure A.15.b.

La variation de la dose absorbée par les dosimètre placés sur l'axe zz' en fonction de la position du produit est donnée sur la figure A.16.a. La dose de transit $D_{1,4}$ absorbée par chaque dosimètre durant le déplacement des crayons est représentée sur la figure A.16.b. La dose de transit totale reçue durant le déplacement du produit et des crayons est donnée par la somme de $D_{2,3}$ et de $D_{1,4}$.

Une comparaison entre les valeurs simulées et mesurées de la dose de transit en trois points sur l'axe zz' est données dans le tableau A.1. La dose de transit mesurée est reproduite par la simulation Monte Carlo avec un bon accord. Sur la figure A.17, on montre qu'on tenant compte de la dose de transit l'assymétrie entre les doses simulées et mesurées est corrigée.

Pour tracer la distribution de la dose de transit dans le volume d'irradiation,

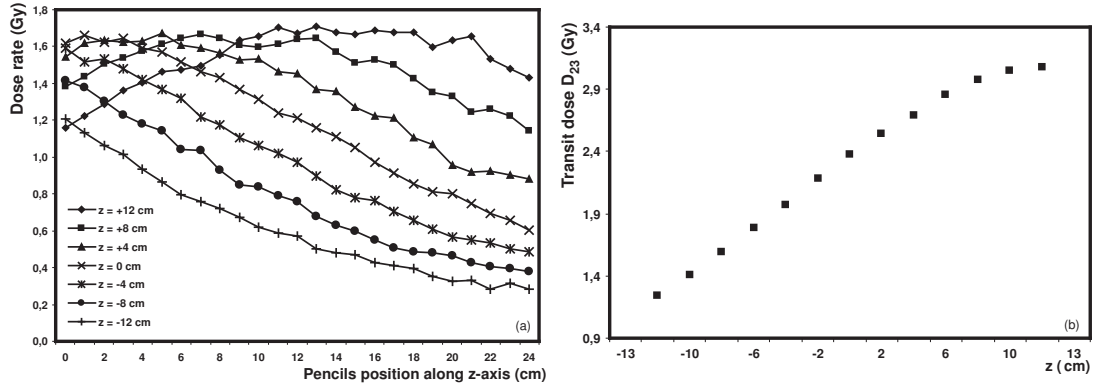


FIG. A.15 – (a) : Dose absorbée par les dosimètres placés sur l'axe zz' en fonction de la position des crayons. (b) : La dose moyenne D_{23} absorbée par ces dosimètres.

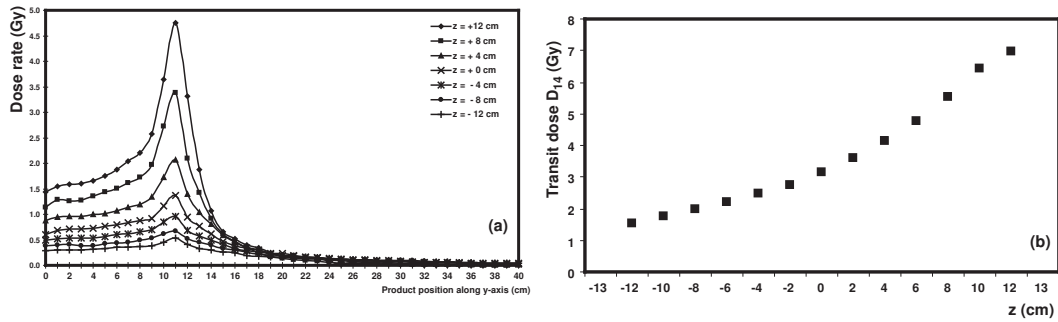


FIG. A.16 – (a) : Variation de la dose absorbée par les dosimètres placés sur l'axe zz' en fonction de la position du produit. (b) : La dose D_{14} absorbée par les mêmes dosimètres.

| z (cm) | La dose de transit mesurée ($Gy/cycle$) | La dose de transit simulée ($Gy/cycle$) |
|-----------------|--|--|
| +12. | 10.6 ± 0.6 | 10.1 ± 0.3 |
| 0. | 5.2 ± 0.3 | 5.5 ± 0.2 |
| -12. | 2.6 ± 0.2 | 2.7 ± 0.1 |

TAB. A.1 – La dose de transit simulée et mesurée en trois points sur l'axe zz' .

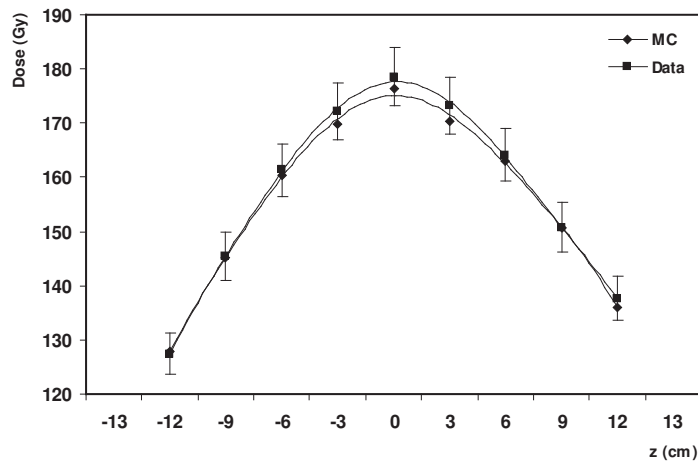


FIG. A.17 – Comparaison entre les doses simulée (MC) et mesurées (Data) pour des dosimètre placés sur l'axe zz' en tenant compte de la dose de transit simulée.

131 dosimètres sont placés des disques en $z = +12, 0, -12 \text{ cm}$. La figure A.18 est obtenue par interpolation des 131 valeurs de la dose de transit simulées. La dose de transit est faible pour $z = -12 \text{ cm}$ et augmente progressivement avec z et en se rapprochant des crayons.

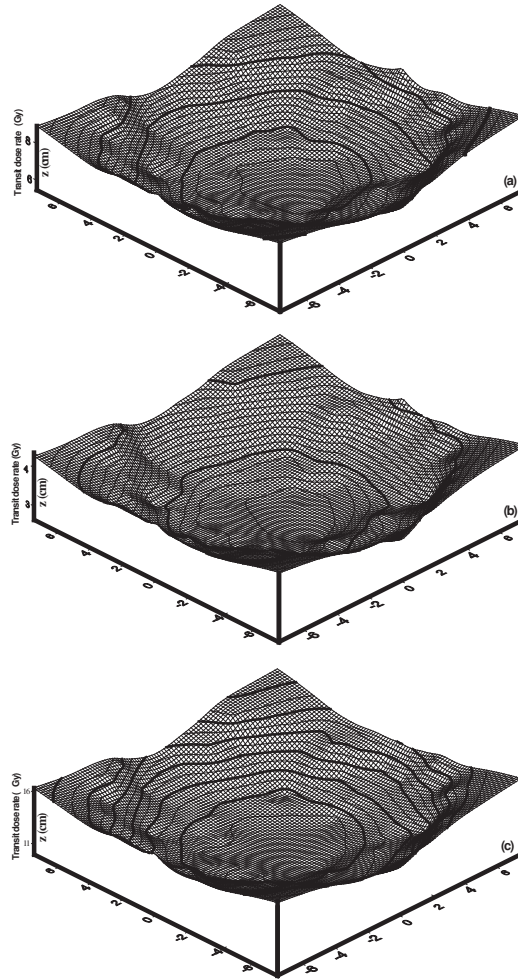


FIG. A.18 – Carte de la distribution de dose respectivement sur des plans horizontaux placés en $z = 0, -12, +12 \text{ cm}$.

Bibliographie

- [1] F. Reines, C.L. Cowan, *Sciences* 124, 103 (1956).
- [2] F. Reines, C.L. Cowan, *Phys. Rev.* 113, 273 (1959).
- [3] The DONUT Collaboration, K. Kodama et al. *Phys. Lett.*, B504 (2001) 218 – 224.
- [4] M. C. Gonzalez-Garcia. *Rev. Mod. Phys.*, 75 345 – 402, 2003. *hep-ph/0202058*.
- [5] S. L. Glashow. *Nucl. Phys.*, 22 (1961) 579.
- [6] A. Salam and J. C. Ward. *Phys. Lett.*, 13 (1964) 168.
- [7] S. Weinberg. *PHYS. Rev. Lett.*, 19 (1967) 1264.
- [8] The ALEPH Collaboration, ALEPH : A Detector of electron positron Annihilation at LEP, *Nuc. Inst. and Methods* A294 (1990) 121.
- [9] The DELPHI collaboration, P. Aarnio et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A303** (1991) 233.
- [10] The L3 Collaboration, B. Adeva, *Nucl. Instr. Meth.* **A289** (1990) 35.
- [11] The OPAL Collaboration, K. Ahmet et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A305** (1991) 275.
- [12] *LEP design report . CERN-LEP* 84 – 01 (1984).
- [13] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations. Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance. arXiv :hep-ex/0509008 v3 (2006).
- [14] P. W. Higgs. *Phys. Lett.* 12 132 (1964); *Phys. Lett.* 13 508 (1964); *Phys. Lett.* 145 1156 (1966).

- [15] F. Englert et R. Brout. *Phys. Lett.*, 49 652 (1973).
- [16] G. Senjanovic. SEESAW25 talk, International Conference on the Seesaw Mechanism and the neutrino Mass, Paris, 10 – 11 Juin 2004. *hep-ph/0501244*.
- [17] S. Sakata, Z. Maki, N. Nakagawa. *Prog. Theo. Phys.*, 28 (1962) 870.
- [18] S. Petcov, SISSA/6/99/EP, 6 juin 1999, hep-ph/9910428
- [19] K. Zuber. *Phys.Rep.*, 305 (1998) 259 – 364.
- [20] L. Wolfenstein. *Phys.Rev.*, D17 (1978) 2369.
- [21] <http://double-beta.in2p3.fr/liens.php>
- [22] J. N. Bahcall, S. Basu and H. Pinsonneault, *Phys. Lett.*, B433, 1(1998), *astro-ph/9805135*.
- [23] J.N. Bahcall and M.H. Pinsonneault, *Rev. Mod. Phys.* 67 (1995) 781; J.N. Bahcall, S. Basu and M.H. Pinsonneault, *Phys. Lett. B* 433 (1998) 1.
- [24] R. Davis Jr. et al., *Phys. Rev. Lett.* 20, 1205 (1968)
- [25] D.N. Abdurashitov, *Phys. Rev. Lett.* 77, 4708 (1996).
- [26] W. Hampel et al., *Phys. Lett. B* 447, 127 (1999).
- [27] K.S. Hirata et al., *Phys. Rev. D* 44, 2241 (1991); *Phys. Rev. D* 45, 2170 (1992).
- [28] The Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* 81, 1158 (1998).
- [29] The SNO Collaboration, *Nuc. Instr. and Meth. A* 449, (2000) 172.
- [30] The SNO Collaboration, K. K. S. Miknaitis, *Electroweak Interactions and Unified Theories*, La Thuile, Italy, March 5 – 12, 2005, *hep-ex/0505071*.
- [31] T. K. Gaisser and M. Honda, *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.* 52, 153 (2002).
- [32] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* 86, 5631 (2001).
- [33] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* 77, 1683 (1996).
- [34] The Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. D* 71 (2005) 112005, *hep-ex/0501064*.
- [35] The CHOOZ Collaboration, Appolonio et al. *Phys. Lett. B*420 (1998) 397 – 404, *hep-ex/9711002*.

- [36] F. Beacom, Studies of neutrino Oscillations at Reactors. *nucl – ex/0005002*, 2000.
- [37] The KamLAND Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 081801, *hep – ex/0406035*.
- [38] G. B. Mills, Nucl. Phys. B 91 (2001), 198 – 202.
- [39] The KARMEN Collaboration, Phys. Rev. D 65 (2002) 112001.
- [40] The BOONE Collaboration, A. O. Bazako, to appear in Proceedings of the 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP02) Amsterdam, 24 – 31 July 2002, *hep – ex/0210020*.
- [41] The MiniBooNE Collaboration. A Search of Electron Neutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ Scale.
- [42] L. Ludovici, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001),177-183.
- [43] M. Mezzotto, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001),184-190.
- [44] The K2K Collaboration, M. H. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003), *hep – ex/0212007*.
- [45] W. Hamlet et al., Phys. Lett. B 477, 127 (1999).
- [46] The MINOS Collaboration, Phys. Rev. D73 (2006) 072002, *hep-ex/0512036*.
- [47] M. Guler et al., CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, July 10, 2000.
- [48] R. Antolini, The Gran Sasso National Laboratory, INFN publication.
- [49] G. Acquistapace et al. The cern neutrino beam to gran sasso (CNGS). CERN 98-02,INFN/AE-98/05.
- [50] The LVD Collaboration, Phys. Rev. D, 60, 112001 (1999).
- [51] J. N. Bahcall, Phys. Rev. D 58 (096016).
- [52] G. Angloher et al., Astropart Phys. 23, 325 (2005).
- [53] Gunther, M., et al., Heidelberg-Moscow $\beta\beta$ experiment with ^{76}Ge : full setup with five detectors. Phy. Rev. D. 55 – 54, 1997.
- [54] [http ://proj-cngs.web.cern.ch/prog-cngs/](http://proj-cngs.web.cern.ch/prog-cngs/)
- [55] M. Buhler-Broglin et al., CERN AC Note (2000-03).

- [56] A. E. Ball et al., SL-Note-2000-063 EA.
- [57] A. E. Ball et al., CERN-EP/2001-037, CERN-SL-2001-016 EA.
- [58] R. Bailey et al., CERN-SL/99-034/DI, INFN/AE-99/05.
- [59] K. Elsener, CERN-SL-2000-018 EA.
- [60] The Super-Kamiokande Collaboration, Nuc. Instr. and Meth. A501 (2003) 418 – 462.
- [61] M.Guler et al, experiment proposal, CERN/SPSC 2000 – 028, SPSC/P313, LNGS P25/2000, July 10, 2000.
- [62] R. Arnold et al. opera internal note, n° 17.
- [63] F. Terranova, M. Komatsu, P. Migliozzi, J. Phys., G29 : 443, 2003. hep-ph/0210043.
- [64] M. Lavy. Développement des outils d’analyse et de reconstruction dans OPERA et analyse du canal $\tau \rightarrow 3$ hadrons chargés. PhD thesis, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Université Claude Bernard, 2004.
- [65] A. Cazes. Etude du faisceau CNGS et identification des muons dans l’expérience OPERA. Opimisation de la ligne de faisceau du projet SPL-Fréjus. PhD thesis, Université Paris Pierre et marie Curie, 2004.
- [66] C. Heritier. Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA. PhD thesis, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Université Claude Bernard, 2004.
- [67] D. Autiero, M. Komatsu. Physics Performance for 3 and 1 SuperModules. OPERA internal note.
- [68] L. Ludovici, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001),177-183.
- [69] Y. Caffari. Caractérisation des électrons dans l’expérience OPERA. PhD thesis, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Université Claude Bernard, 2006.
- [70] W. H. Barkas. Nuclear Research Emulsions. Volume 1 et 2. Academic Press, 1959.
- [71] P. H. Fowler C. F. Powell and D. H. Perkins. The study of Elementary Particles by the Photographic Method. Pergamon Press, 1959.

- [72] The DONUT Collaboration, K. Kodama et al. Phys. Lett., B504 (2001) 218 – 224.
- [73] B. Van de Vyver. Determination of the semi-leptonic branching fraction of neutrino-induced charm hadrons using nuclear emulsion. PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel (Belgique), 2002.
- [74] The OPERA collaboration, M. Guler et al. Experiment proposal : OPERA, an appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam. CERN/SPSC 2000 – 028 LNGS P25/2000, Juillet 2000.
- [75] T. Tani et K. Kuwabara. Silver halid emulsion as a tool for high energy and nuclear physics. 2nd International Workshop on nuclear Emulsion Technology, Nagoya, Japon, 7 – 9 Mars 2002.
- [76] T. Uetake. Refreshing at TONO Mine, OPERA collaboration meeting, 11 mars 2002, Naagoya (Japan).
- [77] S. Aoki et al. Nuc. Instr. and meth., B 51 (1990) 466.
- [78] C. Bozza. Neutrino oscillation experiments with nuclear emulsions. PhD thesis, Universita degli Studi di Salerno (Italie), 2000.
- [79] Framwork for Emulsion Data Reconstruction and Analysis : <http://nts-lab01.na.infn.it/fedra/>.
- [80] OPERA proposal, CERN/SPSC 2000-28, July 10, 2000.
- [81] P. Royole-Degieux. Développement d'un système de scan automatique pour la détection des particules chargées dans OPERA et séparation des π/μ de basse énergie. PhD thesis, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Université Claude Bernard, 2005.
- [82] W. H. Barkas and M. J. Berger. Tables of energy losses and Ranges of Heavy Charged Particles. NASA SP-3013, 1964.
- [83] T. Toshito et all. π/p separation at 1.2 GeV/c by an emulsion cloud chamber. Nuc. Instm. and Meth. V 516, I 2 – 3, 436 – 439, 2003.
- [84] G. R. Lynch and I. O. Dahl. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B58 6, (1991).
- [85] H. A. Bethe. Physical Reveiw, 89, 1256, (1953).

- [86] W.E.Meyerhof, *Elément De Physique Nucléaire*, 1970
- [87] J.H.Hubbel, H.A.Gimm, *Jou.Phys.Chem.Ref.Data*, 9 :1023, 1980
- [88] F.h Attix, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. John Wiley and sons, New York, 1986
- [89] Certificat ISO 2919/ANSI-N432-E65646-, MDN Nordion, 2/3/1999.
- [90] Certificat NO.CDN/0010/S-85, MDS Nordion, 15/1/1999.
- [91] Rapport de sûreté, Sidi Thabet-Tunisie, 1999.
- [92] Certificat 99 – 065/SF/FM, Compagnie ORSI Industrie .SA, 22/2/1999.
- [93] F. Gharbi, O. Kadri, K. Farah, K. Mannai. *Validation of GEANT4 of cern as predictive tool of dose rate measurement in the Tunisian gamma irradiation facility*. *Radiat. Phys. Chem.*, 74, 2005 102 – 110.
- [94] O. Kadri , F. Gharbi, K. Farah, K. Mannai, A. Trabelsi. *Monte Carlo studies of the Tunisian gamma irradiation facility using GEANT4 code*. *App. Rad. Isot.* 64 (2006) 170 – 177
- [95] P.A. Follett. *Irradiation to control insects in fruits and vegetables for export from Hawaii*. *Radiat. Phys. Chem.* 71 (2004) 161 – 164.
- [96] G.J. Hallman. *Ionizing radiation quarantine treatments against tephritid fruit flies*. *Postharvest Biology and Technology* 16 (1999) 93 – 106.
- [97] J. B. Wojcicka, R. Yankelevich, F. richter, and D. P. Fontenla. *comparaison of the transit dose components and source kinematics of three high dose rate afterloading systems*. *Medical Dosimetry*. Vol. 24, No. 1, pp. 61 – 65, 1999.
- [98] Carmen S Guzman Calcina, Adelaide de Almeida, José R Oliveira Rocha, Felipe Chen Abrego and Oswaldo Baffa. *Ir-192 HDR transit dose and radial dose function determination using alanine / EPR dosimetry*. *Phy. Med. Biol.* 50 (2005) 1109 – 1117.
- [99] M.L. Walker, W.L. Mclaughlin, J.M. Puhl and P. Gomes. *Radiation-field Mapping of insect Irradiation Canisters*. *Appl. Radiat. Isot.* Vol. 48, No. 1 (1997) 117 – 125.
- [100] K. Mannai, B. Askri, A. Loussaief, A. Trabelsi. *Evaluation using GEANT4 of the transit dose in the Tunisian gamma irradiator for insect sterilization*. *App. Rad. Iso.* Vol. 65. 701-707, 2007.

| | | |
|--|--------------------------|---------------------------------------|
| NOM : MANAI (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Kais | | DATE de SOUTENANCE 31 octobre 2007 |
| TITRE : Identification des particules par les émulsions nucléaires dans OPERA | | |
| Numéro d'ordre : 210-2007 | | |
| DIPLOME DE DOCT. | DOCTEUR- INGENIEUR | DOCTORAT D'ETAT |
| <input checked="" type="checkbox"/> | <input type="checkbox"/> | <input type="checkbox"/> |
| | | DOCTORAT DE 3e CYCLE |
| Spécialité : Physique des Particules | | |
| Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis | | CLASSE : |
| RESUME : L'expérience OPERA propose de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition du ν_τ dans un faisceau pur en ν_μ . Ce faisceau est produit au CERN, puis dirigé sur le détecteur situé à 732 km plus loin. Le détecteur OPERA est composé de deux spectromètres à muons et d'une cible formée de murs de briques qui sont une alternance de feuilles de plomb et d'émulsions. Cette structure permet de reconstruire avec une haute résolution spatiale la topologie de désintégration en coude du tau. Le grand défi de l'expérience OPERA est de pouvoir mettre en évidence les interactions ν_τ avec le moins d'incertitude possible à travers l'identification de tout événement de bruit de fond ne comportant pas un τ . C'est à ce niveau que mon travail apporte une contribution intéressante en offrant la possibilité de réduire d'avantage le bruit de fond. Ma contribution principale d'analyse concerne le développement de la sélection, de la reconstruction et l'identification des muons de basse énergie à l'aide des émulsions nucléaires. Ce travail repose sur la mise en corrélation de variables sensibles à la fois à la perte d'énergie et à la diffusion multiple. Auparavant, seule l'énergie perdue était utilisée dans les analyses de séparation π/μ . Mon étude a permis de doubler l'efficacité d'identification des muons de basse énergie ce qui va permettre d'accroître la puissance de rejet des événements de bruit de fond et de diminuer la contamination de 30%. J'ai également étudié le pouvoir des émulsions dans l'identification et la séparation des particules chargées à travers l'analyse d'un test réalisé par le groupe de Nagoya au Japon contenant des protons et des pions de différentes énergies. J'ai montré que le système de scan Européen donne des résultats comparables aux résultats obtenus par le système de scan Japonais. | | |
| MOTS-CLES : OPERA, oscillation, neutrinos, émulsion, scan, π/μ , dE/dx, diffusion multiple. | | |
| Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon et L'Université Tunis El-Manar | | |
| Directeurs de recherches : Imad Laktineh et A. Trabelsi | | |
| Président du jury : J. Fay Composition du jury : B. Baccari - D. Duchesneau - C. Souga | | 196 pages |